

E, C



DEUTSCHES ELEKTRONEN-SYNCHROTRON



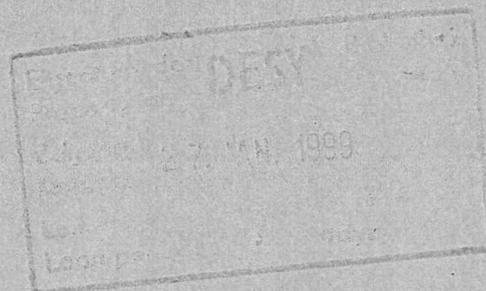
DESY-THESIS-1998-040

Dezember 1998

Untersuchung von D- und D*-Produktion in
semileptonischen und hadronischen B-Zerfällen

von

A. Rohde



ISSN 1435-8085

NOTKESTRASSE 85 - 22607 HAMBURG

DESY behält sich alle Rechte für den Fall der Schutzrechtserteilung und für die wirtschaftliche Verwertung der in diesem Bericht enthaltenen Informationen vor.

DESY reserves all rights for commercial use of information included in this report, especially in case of filing application for or grant of patents.

To be sure that your reports and preprints are promptly included in the
HEP literature database
send them to (if possible by air mail):

DESY
Zentralbibliothek
Notkestraße 85
22603 Hamburg
Germany

DESY
Bibliothek
Platanenallee 6
15738 Zeuthen
Germany

Untersuchung von
D- und D*-Produktion
in semileptonischen und hadronischen
B-Zerfällen

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von
Angela Rohde ✓
aus Köln

Hamburg
1998

Untersuchung von
D- und D*-Produktion
in semileptonischen und hadronischen
B-Zerfällen

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von
Angela Rohde
aus Köln

Gutachter der Dissertation:

Prof.Dr.W.Schmidt-Parzefall
Prof.Dr.F.-W.Büßer

Gutachter der Disputation:

Prof.Dr.W.Schmidt-Parzefall
Prof.Dr.B.Naroska

Datum der Disputation:

14.12.1998

Dekan des Fachbereichs Physik und
Vorsitzender des Promotionsausschusses:

Prof.Dr.B.Kramer

Zusammenfassung

Am e^+e^- -Speicherring DORIS II wurde mit dem Detektor ARGUS die inklusive Produktion von D - und D^* -Mesonen in semileptonischen und hadronischen Zerfällen des B -Mesons untersucht. Für die Verzweigungsverhältnisse ergab sich:

$$\begin{aligned}BR(B \rightarrow D^0 X) &= (60.8 \pm 4.3)\% \\BR(B \rightarrow D^+ X) &= (24.8 \pm 2.5)\% \\BR(B \rightarrow D^{*+} X) &= (24.2 \pm 2.4)\% \\BR(B \rightarrow D^0 \ell^- \bar{\nu} X) &= (7.2 \pm 0.9)\% \\BR(B \rightarrow D^+ \ell^- \bar{\nu} X) &= (2.7 \pm 0.5)\% \\BR(B \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu} X) &= (3.5 \pm 0.7)\%\end{aligned}$$

Es konnte das Verhältnis der in B -Zerfällen direkt erzeugten D -Mesonen zu den D^* -Mesonen in rein hadronischen und semileptonischen Zerfällen ermittelt werden. Es ergab sich:

$$\begin{aligned}\left(\frac{D_{dir.}}{D^*_{dir.}}\right)_{lep.} &= 0.32 \pm 0.10 \\ \left(\frac{D_{dir.}}{D^*_{dir.}}\right)_{had.} &= 1.1 \pm 0.3\end{aligned}$$

Abstract

Study of D and D^* production in semileptonic and hadronic B decays

Using the ARGUS detector at the e^+e^- -storage ring DORIS II the inclusive production of D and D^* mesons in semileptonic and hadronic B decays was studied. The following branching ratios were obtained:

$$\begin{aligned}BR(B \rightarrow D^0 X) &= (60.8 \pm 4.3)\% \\BR(B \rightarrow D^+ X) &= (24.8 \pm 2.5)\% \\BR(B \rightarrow D^{*+} X) &= (24.2 \pm 2.4)\% \\BR(B \rightarrow D^0 \ell^- \bar{\nu} X) &= (7.2 \pm 0.9)\% \\BR(B \rightarrow D^+ \ell^- \bar{\nu} X) &= (2.7 \pm 0.5)\% \\BR(B \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu} X) &= (3.5 \pm 0.7)\%\end{aligned}$$

The fraction of D to D^* Mesons coming directly from B decays was calculated for purely hadronic and semileptonic decays respectively.

$$\begin{aligned}\left(\frac{D_{dir.}}{D^*_{dir.}}\right)_{lep.} &= 0.32 \pm 0.10 \\ \left(\frac{D_{dir.}}{D^*_{dir.}}\right)_{had.} &= 1.1 \pm 0.3\end{aligned}$$

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	4
1 Theorie	6
1.1 Die $\Upsilon(4S)$ -Resonanz und die Entstehung der B-Mesonen	6
1.2 D - und D^* -Mesonen	7
1.3 Theoretische Beschreibung der inklusiven Zerfälle $B \rightarrow DX$ und $B \rightarrow D^*X$ mit Hilfe des Faktorisierungsansatzes	8
2 Das ARGUS-Experiment	13
2.1 Der Speicherring DORIS II	13
2.2 Der ARGUS-Detektor	14
2.2.1 Die Vertex-Driftkammer	16
2.2.2 Die Hauptdriftkammer	17
2.2.3 Das Flugzeitsystem	18
2.2.4 Das elektromagnetische Kalorimeter	19
2.2.5 Die Myonkammern	19
2.3 Das Triggersystem	19
2.3.1 Der Pretrigger	20
2.3.2 Der „Little Track Finder“ (LTF)	20
2.4 Datenverarbeitung	21
2.4.1 Die Datennahme	21
2.4.2 Die Datenrekonstruktion	21
2.4.3 Multihadronische Ereignisse	22
2.4.4 Die Analysesprache KAL	22
2.4.5 Die Monte-Carlo-Simulation	23
3 Grundlagen der Analyse	24
3.1 Teilchenidentifikation	24
3.2 ARGUS-Standschnitte	25
3.3 Die Datenmenge	25
3.4 Die Fragmentation schwerer Quarks	27

3.4.1 Das Lund-Modell	27
3.4.2 Das Peterson-Modell	28
3.4.3 Vergleich der beiden Modelle	29
4 Analyse der D^0-Mesonen aus B-Zerfällen	30
4.1 Die Rekonstruktion der D^0 -Mesonen	30
4.2 Untergrunduntersuchungen	31
4.2.1 Kombinatorischer Untergrund	31
4.2.2 Reflexionen	32
4.2.3 Doppelzählungen	34
4.3 Erzeugung der Impulsspektren	35
4.4 Akzeptanz	38
4.4.1 Kontinuumsakzeptanz	39
4.4.2 $\Upsilon(4S)$ -Akzeptanz	40
4.5 Ergebnis	40
4.5.1 Vergleich mit anderen Messungen	42
5 Analyse der D^+ aus B-Zerfällen	44
5.1 Die Rekonstruktion der D^+ -Mesonen	44
5.2 Untergrund	45
5.3 Anpassungsprozedur	46
5.4 Erzeugung der Impulsspektren	47
5.5 Akzeptanz	48
5.5.1 Kontinuum	48
5.5.2 $\Upsilon(4S)$	49
5.6 Ergebnisse	50
5.7 Vergleich mit anderen Experimenten	52
6 Analyse der D^{*+} aus B-Zerfällen	54
6.1 Die Rekonstruktion der D^{*+} -Mesonen	54
6.2 Erzeugung der Impulsspektren	56
6.3 Akzeptanz	56
6.3.1 Kontinuum	56
6.3.2 $\Upsilon(4S)$	58
6.4 Ergebnisse	58
6.5 Vergleich mit anderen Experimenten	61

7 Semileptonische B-Zerfälle	64
7.0.1 Leptonrekonstruktion	64
7.0.2 Untergrundquellen semileptonischer B-Zerfälle	65
7.1 Der Zerfall $B \rightarrow D^0 \ell^- \nu X$	67
7.1.1 Rekonstruktion	67
7.1.2 Massenverteilungen	67
7.1.3 Akzeptanz	68
7.1.4 Untergrundquellen	69
7.1.5 Ergebnisse	70
7.1.6 Vergleich mit anderen Experimenten	71
7.2 Der Zerfall $B \rightarrow D^+ \ell^- \nu X$	71
7.2.1 D^+ -Rekonstruktion	71
7.2.2 Massenverteilung	72
7.2.3 Akzeptanz	72
7.2.4 Untergrundquellen	73
7.2.5 Ergebnisse	73
7.2.6 Vergleich mit anderen Experimenten	74
7.3 Der Zerfall $B \rightarrow D^{*+} \ell^- \nu X$	74
7.3.1 D^{*+} -Rekonstruktion	74
7.3.2 Massenverteilung	74
7.3.3 Akzeptanz	76
7.3.4 Untergrundanteile	77
7.3.5 Ergebnisse	78
7.3.6 Vergleich mit anderen Experimenten	79
8 Ergebnisse	80
8.1 Diskussion	81
8.1.1 Verschiedene Impulsbereiche	81
8.1.2 Semileptonische und hadronische Zerfälle	82
9 D^{**}-Mesonen	84
9.1 Experimentelle Erkenntnisse	84
9.2 Theoretische Vorhersagen	84
9.3 Das Auftreten von D^{**} in B-Zerfällen	85
9.3.1 Semileptonische B-Zerfälle	85
9.3.2 Hadronische B-Zerfälle	86
10 Zusammenfassung	90

Einleitung

Eine wesentliche Aufgabe der heutigen Elementarteilchenphysik ist es, durch Experimente die bestehenden Theorien des Standardmodells zu überprüfen und nach neuer Physik zu suchen. Zerfälle von B-Mesonen bieten dafür einen einmaligen Rahmen. Da die langreichweitigen Korrekturen bei der schwachen Wechselwirkung bei Zerfällen des bottom-Quarks im Vergleich zu charm und strange-quark-Zerfällen vernachlässigbar zu sein scheinen, bieten B-Meson-Zerfälle die Möglichkeit, den kurzreichweitigen Anteil zu testen.

Ein aktuelles Problem der heutigen B-Physik ist die Größe des semileptonischen Verzweungsverhältnisses $Br_{SL}(B)$. Die experimentellen Werte sind deutlich kleiner als die theoretischen Vorhersagen.

Bis vor einiger Zeit waren sowohl die experimentellen als auch die theoretischen Werte so ungenau, daß die Diskrepanz nicht signifikant war. In den letzten Jahren sind die Fehler jedoch so klein geworden, daß man heute vor einer deutlichen Abweichung steht. Auf der experimentellen Seite konnte die Genauigkeit durch größere Datenmengen und neue Analysemethoden verbessert werden. Auf der theoretischen Seite wurde ein neuer Rahmen entwickelt, der sich hauptsächlich auf die QCD stützt, es aber ermöglicht, auch nicht-störungstheoretische Korrekturen zu inklusiven Zerfällen schwerer Quarks zu berechnen [2, 3, 4].

Experimentelle Ergebnisse:

Die PDG [1] gibt folgenden Wert für das semileptonische Verzweungsverhältnis der B-Mesonen an:

$$Br_{SL}(B) = (10.43 \pm 0.24)\% \quad (0.1)$$

Er setzt sich aus Messungen in den Kanälen $e^+\nu_e$ und $\mu^+\nu_\mu$ zusammen.

$$Br(B \rightarrow e^+\nu_e X) = (10.4 \pm 0.4)\% \quad (0.2)$$

$$Br(B \rightarrow \mu^+\nu_\mu X) = (10.3 \pm 0.5)\% \quad (0.3)$$

Theoretische Vorhersagen:

Das naive Partonmodell, das störungstheoretische QCD nicht berücksichtigt, liefert

$$Br_{SL}(B)|_{Parton} \simeq 15 \dots 16\% \quad (0.4)$$

Durch Hinzunahme der störungstheoretischen Korrekturen steigt der Anteil der hadronischen Zerfälle, so daß das semileptonische Verzweungsverhältnis sinkt. Allerdings kann die Diskrepanz dadurch nicht erklärt werden.

Auch nicht-störungstheoretische Beiträge können den Wert weiter absenken, aber im Rahmen der „Standard“-QCD nur um maximal 0.3%.

Im Ganzen erhält man eine theoretische Untergrenze für das semileptonische Verzweungsverhältnis von

$$Br_{SL}(B)|_{QCD} \geq 12.5\% \quad (0.5)$$

Damit zeigt sich eine Diskrepanz von mindestens 1.5% zwischen Theorie und Experiment. Der höhere theoretische Wert kann sich dadurch ergeben, daß die Zahl der semileptonischen Ereignisse überschätzt oder aber auch die der hadronischen unterschätzt wird. Da die semileptonischen Ereignisse besser zu berechnen sind, ist die Wahrscheinlichkeit größer, daß der Fehler bei den hadronischen Ereignissen zu finden ist. In dieser Analyse wird daher das Augenmerk hauptsächlich auf ihnen liegen.

Die bestehenden theoretischen Modelle sagen für das Verhältnis der in B-Zerfällen direkt erzeugten D-Mesonen zu den D^* -Mesonen einen Wert von 0.38 voraus. Der Grund hierfür ist in einer naiven Betrachtungsweise die Helizitätsunterdrückung des spinlosen D-Mesons gegenüber dem Spin-1 Meson D^* . Die theoretischen Modelle beruhen alle auf dem Faktorisierungsansatz, der aber im Fall von Wechselwirkungen im Endzustand seine Anwendbarkeit genauso verlieren würde wie die Helizitätsunterdrückung ihre Gültigkeit. Da solche Wechselwirkungen gerade bei den hadronischen Zerfällen auftreten können, würde man in diesem Zerfallstyp eine Abweichung zu den theoretischen Vorhersagen erwarten.

Das gesuchte Verhältnis für alle Ereignistypen soll in dieser Analyse über den einfachen Zusammenhang

$$\frac{D}{D^*} = \frac{Br(B \rightarrow D^0 X) + Br(B \rightarrow D^+ X)}{2 \cdot Br(B \rightarrow D^{*+} X)} - 1 \quad (0.6)$$

aus den folgenden drei Zerfällen bestimmt werden:

$$B \rightarrow D^0 X$$

$$B \rightarrow D^+ X$$

$$B \rightarrow D^{*+} X$$

Unter Zuhilfenahme der semileptonischen Zerfälle

$$B \rightarrow D^0 \ell^- \bar{\nu}_\ell X$$

$$B \rightarrow D^+ \ell^- \bar{\nu}_\ell X$$

$$B \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell X$$

kann eine Aufspaltung in rein hadronische Ereignisse einerseits und semileptonische Ereignisse andererseits erreicht werden. Das ermöglicht einen Test der Faktorisierung.

Kapitel 1

Theorie

1.1 Die $\Upsilon(4S)$ -Resonanz und die Entstehung der B-Mesonen

Die Υ -Resonanzen sind Mesonen, die aus einem b - und einem \bar{b} -Quark bestehen und die Quantenzahlen $J^{PC} = 1^{--}$ haben. Die Massen der sechs nachgewiesenen Resonanzen liegen im Bereich von 9.46 GeV bis 11.02 GeV. Abb. 1.1 zeigt die Spektren.

Der dritte radial angeregte Zustand, die $\Upsilon(4S)$ -Resonanz, ist von besonderer Bedeutung, weil sie aufgrund ihrer Masse von 10.58 GeV gerade oberhalb der Schwelle für B-Mesonenerzeugung liegt.

Die $\Upsilon(4S)$ -Mesonen entstehen in DORIS II bei der e^+e^- -Annihilation. Der sichtbare hadronische Wirkungsquerschnitt beträgt etwa 0.8 nb auf einem Untergrund aus Kontinuumsereignissen von ca. 3 nb.

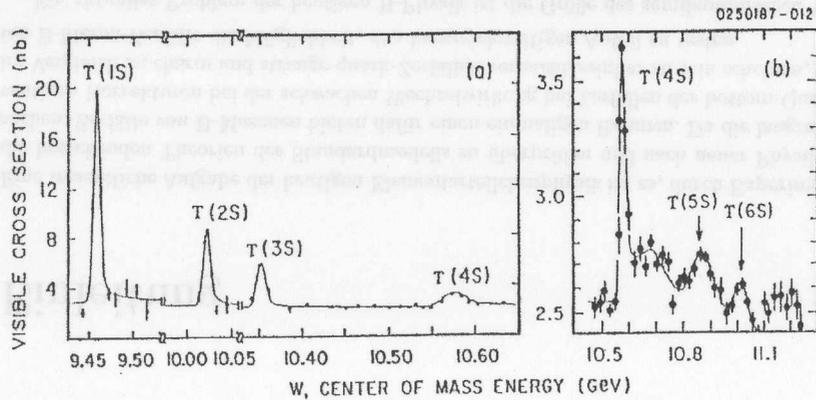


Abbildung 1.1: Die Υ -Resonanzen im sichtbaren hadronischen Wirkungsquerschnitt $\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{Hadronen})$ (aus [5])

Man geht davon aus, daß sie zu je 50% in zwei neutrale bzw. geladene B-Mesonen zerfallen, die aufgrund der besonderen Lage der Resonanz im Massenspektrum fast in Ruhe erzeugt werden. Ihr Impuls im Laborsystem beträgt nur etwa 360 MeV. Das liefert besonders günstige Bedingungen für viele Analysen.

Die Eigenschaften der B-Mesonen sind in Tab. 1.1 zusammengefaßt.

	B^+	B^0
$I(J^P)$		$\frac{1}{2}(0^-)$
Quark-Inhalt	$\bar{b}u$	$\bar{b}d$
Masse	$5278.7 \pm 2.0 \text{ MeV}$	$5279.0 \pm 2.0 \text{ MeV}$
τ_B	$(1.54 \pm 0.11) \times 10^{-12} \text{ s}$	$(1.50 \pm 0.11) \times 10^{-12} \text{ s}$

Tabelle 1.1: Eigenschaften der B-Mesonen nach [1].

1.2 D- und D^* -Mesonen

Die D - bzw. D^* -Mesonen gehören zu den $SU(4)$ -Hexadekupletts der pseudoskalaren bzw. der vektoriellen Mesonen. Darüber hinaus gibt es noch höher angeregte Zustände, wie z.B. das D^{**} , auf das am Ende der Arbeit gesondert eingegangen werden.

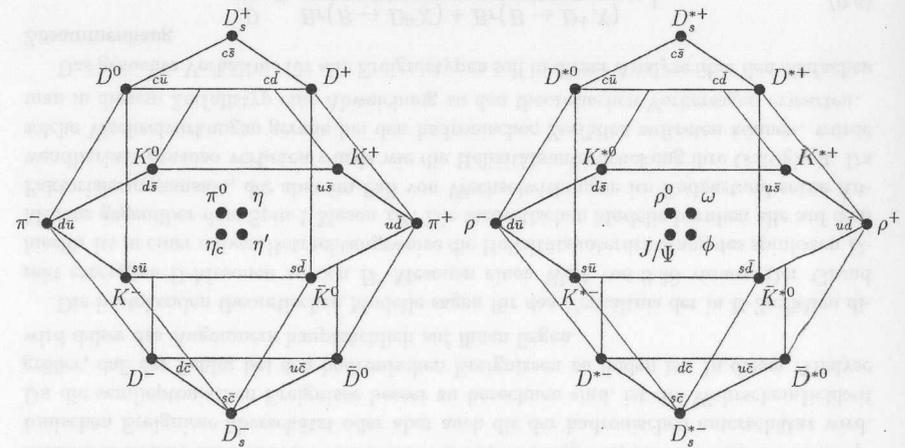


Abbildung 1.2: $SU(4)$ -Hexadekuplett der pseudoskalaren (links) und der vektoriellen (rechts) Mesonen aus den Quarks u, d, s und c . Die Nonetts aus den leichten Quarks belegen die zentrale Ebene, zu der der $c\bar{c}$ -Zustand hinzugefügt wurde. Die neutralen Mesonen im Mittelpunkt dieser Ebene sind Mischzustände aus $u\bar{u}$, $d\bar{d}$, $s\bar{s}$ und $c\bar{c}$.

Beide Typen können direkt aus B-Zerfällen entstehen. Da das D^* zu 100% in D-Mesonen zerfällt, findet man im charmhaltigen Endzustand der B-Zerfallsketten eine Sum-

me aus primären und sekundären nicht angeregten D -Mesonen. Insgesamt tritt dieser Zustand in ca. 85% der Zerfälle auf. Außerdem können beide Mesonen über die Zwischenresonanz eines D^{**} entstehen. Auf die Auswirkungen, die sich daraus ergeben, wird am Ende der Arbeit eingegangen.

Die wichtigsten Eigenschaften der D und D^* sind in Tab. 1.2 zusammengestellt.

	D^+	D^0
$I(J^P)$		$\frac{1}{2}(0^-)$
Flavour	$c\bar{d}$	$c\bar{u}$
Masse	$1869.4 \pm 0.4 \text{ MeV}$	$1864.6 \pm 0.5 \text{ MeV}$
τ	$(1.057 \pm 0.015) \times 10^{-12} \text{ s}$	$(0.415 \pm 0.004) \times 10^{-12} \text{ s}$
	D^{*+}	D^{*0}
$I(J^P)$		$\frac{1}{2}(1^-)$
Flavour	$c\bar{d}$	$c\bar{u}$
Masse	$2010.0 \pm 0.5 \text{ MeV}$	$2006.7 \pm 0.5 \text{ MeV}$
Breite	$< 0.131 \text{ MeV}$	$< 2.1 \text{ MeV}$

Tabelle 1.2: Eigenschaften der D - und D^* -Mesonen nach [1].

1.3 Theoretische Beschreibung der inklusiven Zerfälle $B \rightarrow DX$ und $B \rightarrow D^*X$ mit Hilfe des Faktorisierungsansatzes

Im allgemeinen ist die Lagrangefunktion des Standardmodells der elektromagnetischen und schwachen Wechselwirkung für flavourändernde Übergänge durch

$$\mathcal{L} = -\frac{G_F}{\sqrt{2}} \cdot J_\mu^\dagger(0) \cdot J^\mu(0) + h.c. \quad (1.1)$$

gegeben. Dabei ist

$$J_\mu = (\bar{u}, \bar{c}, \bar{t}) \gamma_\mu (1 - \gamma^5) V \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (1.2)$$

G_F ist die Fermikopplungskonstante.

V ist die Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrix.

Für die schwachen Zerfälle von Hadronen müssen wir die Einflüsse der starken Wechselwirkung berücksichtigen, welche zu folgenden Effekten führen:

- Kurzreichweitige Effekte rühren vom Austausch harter Gluonen her und verändern die effektive schwache Hamiltonfunktion derart, daß sie durch die bekannten kurzreichweitigen Techniken der QCD beschrieben werden kann. Sie ist dann gegeben durch eine Summe lokaler Operatoren O_i mit skalenabhängigen Koeffizienten $c_i(\mu)$.

$$\mathcal{H}_{eff} = -G_F/\sqrt{2} \sum_i c_i(\mu) O_i \quad (1.3)$$

- Langreichweitige Effekte sind verantwortlich für die Bindung der Quarks und Gluonen in Hadronen. Sie beinhalten den Austausch weicher Gluonen, die Entstehung von Quark-Antiquark-Paaren aus dem Vakuum und Endzustandswechselwirkungen. Es wird angenommen, daß alle diese Effekte im hadronischen Anfangs- und Endzustand mit erfaßt werden können.

Danach ist der schwache Zerfall eines Mesons M in hadronische Endzustände X_i durch das folgende Matrixelement bestimmt:

$$A(M \rightarrow X_1 + X_2 + \dots) = \langle X_1, X_2, \dots | \mathcal{H}_{eff} | M \rangle \quad (1.4)$$

$$= -\frac{G_F}{\sqrt{2}} \sum_i c_i(\mu) \langle X_1, X_2, \dots | O_i | M \rangle \quad (1.5)$$

Dieses Matrixelement kann nicht direkt berechnet werden, da es alle langreichweitigen Aspekte der QCD beinhaltet. Die Berechnung der kurzreichweitigen Koeffizienten kann jedoch rein störungstheoretisch durchgeführt werden.

Wir wollen uns nun gezielt den Zerfällen der B -Mesonen zuwenden. Die effektive Hamiltonfunktion, die rein hadronische $b \rightarrow c$ Übergänge beschreibt, sieht folgendermaßen aus:

$$\mathcal{H}_{eff} = -\frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{cb} \times \{c_1(\mu) [(\bar{c}b)^\mu (\bar{d}u)_\mu + (\bar{c}b)^\mu (\bar{s}'c)_\mu] + c_2(\mu) [(\bar{d}b)^\mu (\bar{c}u)_\mu + (\bar{s}'b)^\mu (\bar{c}c)_\mu]\} \quad (1.6)$$

Dabei wurden die Notationen

$$d' = d \cos \Theta_C + s \sin \Theta_C, \quad s' = -d \sin \Theta_C + s \cos \Theta_C \quad (1.7)$$

mit dem Cabibbo-Winkel Θ_C , und

$$(\bar{q}_2 q_1)^\mu = \sum_\alpha \bar{q}_{2\alpha} \gamma^\mu (1 - \gamma^5) q_{1\alpha} \quad (1.8)$$

mit Farbindex α , eingeführt. c_1 und c_2 sind die kurzreichweitigen Koeffizienten für geladene bzw. neutrale Ströme. Im Falle des Zerfalls von B -Mesonen nehmen sie die folgenden Werte an [7].

$$c_1(m_b) \simeq 1.13 \quad c_2(m_b) \simeq -0.29 \quad (1.9)$$

Es wird nun angenommen, daß es zu keiner Wechselwirkung zwischen den Endzuständen kommt, weshalb die Amplituden als unabhängig betrachtet werden können. Dies ist der sogenannten Faktorisierungsansatz [8, 9, 10, 11]. Er schiebt zwischen Anfangs- und Endzustand einen Vakuumzustand ein. In Formeln betrachtet sieht das Ganze folgendermaßen aus:

$$\langle q_1 \bar{q}_2 c \bar{q} | \mathcal{H}_{eff} | \bar{B} \rangle \simeq \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{cb} \times [a_1 \langle q_1 \bar{q}_2 | (\bar{q}_1 q_2)^\mu | 0 \rangle \langle c \bar{q} | (\bar{c}b)_\mu | B \rangle + a_2 \langle c \bar{q}_2 | (\bar{c}q_2)^\mu | 0 \rangle \langle q_1 \bar{q} | (\bar{q}_1 b)_\mu | B \rangle] \quad (1.10)$$

Dabei ist \bar{q} das Zuschauerquark und $q_1 \bar{q}_2$ stehen für $u\bar{d}$ oder $c\bar{s}$.

a_1 und a_2 sind die neuen skalenunabhängigen Parameter, die die kurzreichweitigen Koeffizienten c_1 und c_2 ersetzen [12].

Da der hadronische Endzustand, der aus dem Vakuum erzeugt wird, entweder in einem Farbsingulett- oder in einem Nicht-Farbsingulettzustand erzeugt werden kann, muß das entsprechende Matrixelement mit einem Farbfaktor ξ multipliziert werden. Daher werden a_1 und a_2 zunächst folgendermaßen definiert.

$$a_1 = c_1(m_b) + \xi c_2(m_b) \quad a_2 = c_2(m_b) + \xi c_1(m_b) \quad (1.11)$$

Dies gilt, wenn der Faktorisierungsansatz beim Zerfall von B-Mesonen seine Gültigkeit hat. Naiv betrachtet müsste ξ den Wert 1/3 annehmen.

In der Theorie werden a_1 und a_2 jedoch zunächst als freie Parameter betrachtet, da langreichweitige Effekte, also der Austausch weicher Gluonen, die Farbstruktur leicht zerstören könnten.

So war es möglich, etliche Zweikörperzerfälle von B-, D- und D_s -Mesonen mit dem Faktorisierungsansatz mit $\xi = 0$ zu beschreiben [12, 13, 14]. Aus einer $1/N_C$ -Entwicklung [15], wobei N_C die Anzahl der Farben ist, folgt ebenfalls $\xi = 0$. Beide Annahmen liefern zwar deutlich unterschiedliche Ergebnisse für B-Zerfallsraten, die proportional zu a_2^2 sind, für Mischterme oder solche proportional zu a_1^2 ist das Ergebnis praktisch unabhängig von der Wahl für ξ .

Zur weiteren Berechnung der inklusiven Produktionsraten von D- bzw. D^* -Mesonen aus B-Zerfällen gehen Wirbel und Wu [16] davon aus, daß die charmhaltigen Zerfälle sich ausschließlich aus D und D^* zusammensetzen. Damit gilt für das Matrixelement:

$$\langle c\bar{q} | (\bar{c}b)_\mu | B \rangle \simeq \langle D | (\bar{c}b)_\mu | B \rangle + \langle D^* | (\bar{c}b)_\mu | B \rangle \quad (1.12)$$

Außerdem nehmen sie an, daß $|a_2| \ll |a_1|$ ist, wodurch der zweite Term in Gleichung 1.10 vernachlässigbar wird.

Das Matrixelement für inklusive D- bzw. D^* -Produktion ist damit gegeben durch:

$$\langle XD(D^*) | \mathcal{H}_{eff} | B \rangle \simeq \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{cb} a_1 \times \langle q_1 \bar{q}_2 | (\bar{q}_1 q_2)_\mu | 0 \rangle \langle D(D^*) | (\bar{c}b)_\mu | B \rangle \quad (1.13)$$

Es entspricht dem Zuschauermodell.

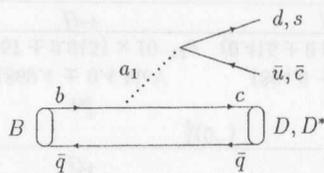


Abbildung 1.3: Der Zerfall im Zuschauermodell.

Wirbel und Wu betrachten bei ihren Überlegungen Diagramme der Form, wie sie in Abb. 1.4 dargestellt sind, als vernachlässigbare Beiträge zum Matrixelement.

Aus diesen Überlegungen werden die Raten für die inklusiven Produktionen mit Hilfe von zwei verschiedenen Modellen berechnet. Das erste Modell ist das „Freie Quark Modell“

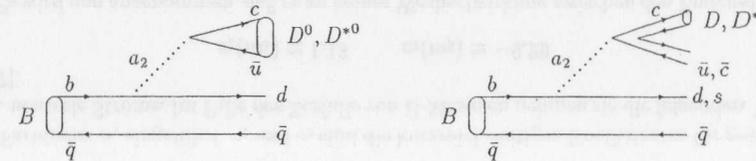
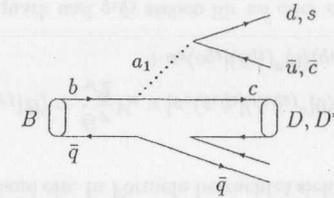


Abbildung 1.4: Weitere Diagramme der möglichen Beiträge zu den nichtleptonischen Zerfällen $B \rightarrow DX$ und $B \rightarrow D^*x$.

und das zweite ein Modell, das dem semiphänomenologischen Ansatz von Pietschmann und Rupertsberger [17] gleicht. In beiden wird einmal die „current quark“-Masse und einmal die „constituent quark“-Masse verwendet. Tabelle 1.3 zeigt die Ergebnisse, die für diese Analyse von Belang sind.

Endzustand	freies Quark Modell		semiphänomenologisches Modell	
	$B \rightarrow D$	$B \rightarrow D^*$	$B \rightarrow D$	$B \rightarrow D^*$
$e\bar{\nu}_e + \mu\bar{\nu}_\mu$	4.1 (4.1)	11.0 (11.0)	4.1 (4.1)	11.0 (11.0)
X_h	11.6 (9.3)	29.9 (23.4)	11.7 (10.5)	29.8 (37.6)
X	15.7 (13.4)	40.9 (34.4)	15.8 (14.6)	40.8 (38.6)

Tabelle 1.3: Inklusive Zerfallsbreiten $B \rightarrow DX$ bzw. $B \rightarrow D^*X$ in Einheiten von $10^{10}s^{-1}$ mit $|V_{cb}| = 0.05$ für die beiden von Wirbel und Wu [16] verwendeten Modelle, jeweils „current quark“- bzw. („constituent quark“-) Massen.

Es gibt bisher unverstandene Diskrepanzen zwischen diesen Theorien und den experimentellen Meßergebnissen, die sich insbesondere in dem semileptonischen Verzweungsverhältnis der B-Mesonen äußern. Hier liegt der von der Theorie vorhergesagte Wert von minimal 12.5 % immernoch deutlich über dem experimentellen Wert, der nicht über 11% hinausgeht. Eine nähere Analyse der obenstehenden Tabelle soll Aufschluß darüber geben, in welchem Bereich die Abweichungen auftreten. Hierzu werden einige Größen gemessen, die eine Eingrenzung des Problems ermöglichen und aus der Tabelle bestimmbar sind.

Das sind zum einen die Verhältnisse der semileptonischen zu den gesamten B-Zerfällen

mit einem D bzw. einem D^* im Endzustand und zum anderen das Verhältnis der primären D zu den primären D^* . Aus der Theorie ergeben sich für diese Größen die folgenden Werte:

$$Br_{SL}^D = \frac{Br(B \rightarrow D\ell^+\nu_\ell X)}{Br(B \rightarrow DX)} = 13.0 \dots 15.3 \quad (1.14)$$

$$Br_{SL}^{D^*} = \frac{Br(B \rightarrow D^*\ell^+\nu_\ell X)}{Br(B \rightarrow D^*X)} = 13.4 \dots 16.0 \quad (1.15)$$

$$\frac{D_{dir}}{D_{dir}^*} = 0.378 \dots 0.390 \quad (1.16)$$

Die Annahme ist, daß es bei hadronischen Ereignissen zu Wechselwirkungen im Endzustand kommt, wodurch der Faktorisierungsansatz seine Anwendbarkeit verliert. Dadurch wären die D -Mesonen gegenüber den D^* -Mesonen nicht mehr unterdrückt und könnten in hadronischen Ereignissen öfter auftreten, als bisher von der Theorie angenommen. In den obigen Verhältnissen würde sich dieser Sachverhalt in 1.14 durch kleiner experimentelle Werte und in 1.16 durch größere widerspiegeln. Da ein vermehrtes Auftreten von D -Mesonen in hadronischen Ereignissen, die Gesamtzahl dieses Typs erhöhen, und somit das theoretische semileptonische Verzweigungsverhältnis senken würde, soll diese Annahme im Folgenden überprüft werden.

Kapitel 2

Das ARGUS-Experiment

Die für diese Arbeit verwendeten Daten, wurden mit dem Detektor ARGUS am Speicherring DORIS II bei DESY in Hamburg aufgenommen. Zielsetzung und Aufbau der Speicherringanlage und des Detektors werden in diesem Kapitel kurz dargestellt. Eine detailliertere Beschreibung findet sich in [23].

2.1 Der Speicherring DORIS II

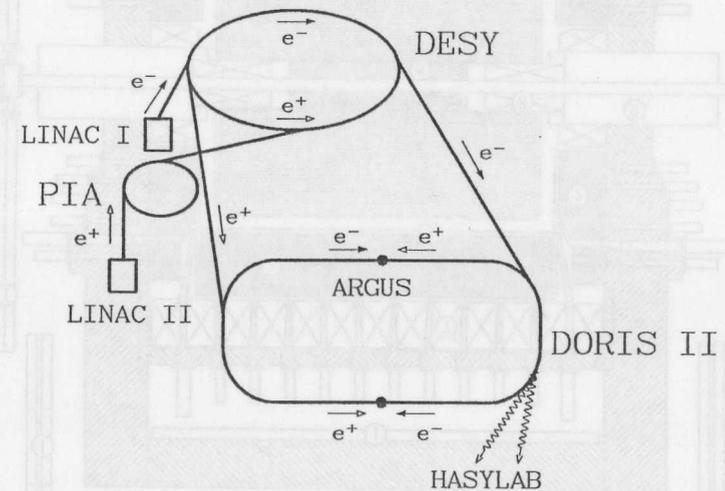


Abbildung 2.1: Die Strahlführung bei DORIS

Als der Doppelspeicherring Doris 1974 in Betrieb genommen wurde, diente er vor allem der Erforschung des J/ψ -Systems bei einer Schwerpunktsenergie von 3-4 GeV. Diese konnte in dem 288 m langen Ring bei Führung von Elektronen und Positronen in getrennten Strahlrohren erzielt werden.

Dieses Konzept wurde 1978 aufgegeben. Anlaß hierzu war die Entdeckung der Υ -Resonanzen, die im Bereich von 10 GeV liegen. Der Umbau des Doppelspeicherrings in einen Einfachring, in dem die Elektronen und Positronen zu je einem Paket (sog. Bunches) zusammengefaßt gegensinnig kreisen, ermöglichte das Erreichen dieser Energie bei möglichst großer Luminosität. Zur effektiven Erforschung der Υ -Resonanz strebte man jedoch eine noch größere Luminosität an. Die Werte von über $10^{31} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ konnten 1982 durch den Einbau von Mini- β -Quadrupolen in unmittelbarer Nähe des Wechselwirkungspunktes bei einer Strahlenergie von 5.6 GeV erreicht werden. Die erhöhte Strahlenergie erzielte man durch Änderungen an Beschleunigung und Fokussierung. Der so entstandene Speicherring erhielt den Namen DORIS II.

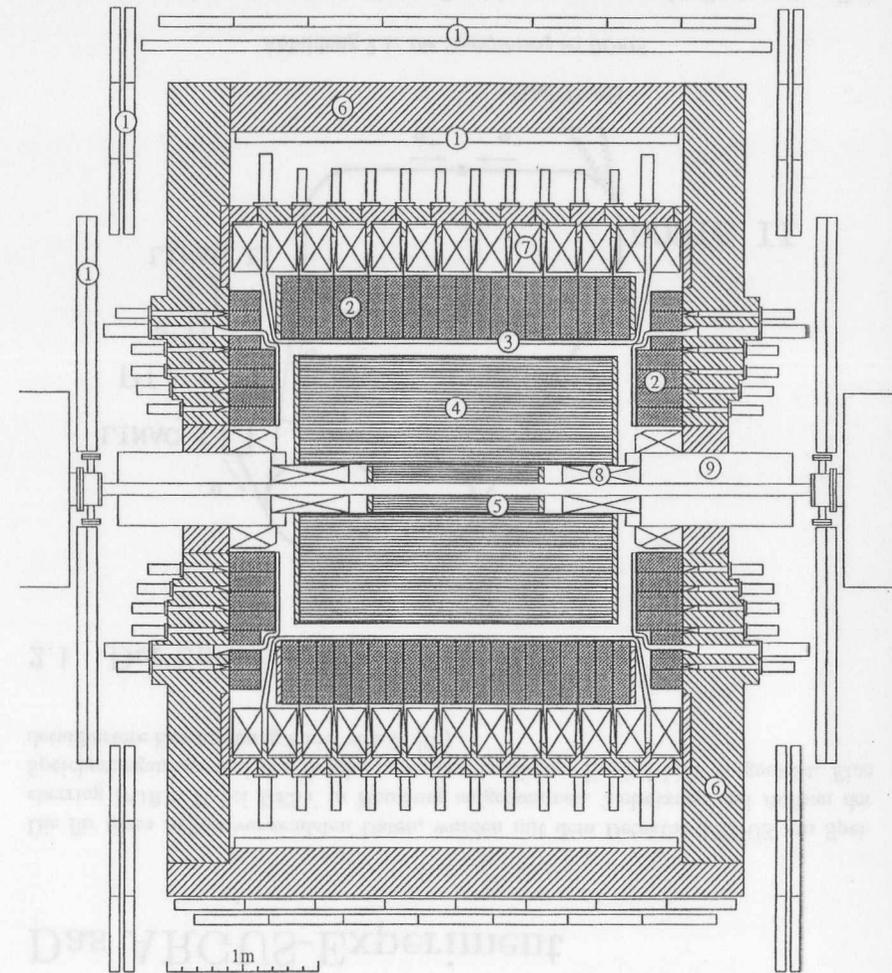
Das beteiligte Beschleunigersystem ist in Abb. 2.1 schematisch dargestellt. Elektronen werden, nach Vorbeschleunigung auf 50 MeV in dem Linearbeschleuniger LINAC I, in das Synchrotron DESY II injiziert. Die im Linearbeschleuniger LINAC II durch Beschuß eines Wolframtargets mit Elektronen entstehenden Positronen werden zuerst im kleinen Speicherring PIA akkumuliert, bevor sie ebenfalls in DESY II gelangen. Hier werden beide auf ihre endgültige Energie beschleunigt und erst dann in den Speicherring DORIS II eingespeist, wo sie, zusammengefaßt zu jeweils einem Paket von $10^{11} - 10^{12}$ Teilchen, für etwa 1-2 Stunden gespeichert und in den beiden Wechselwirkungspunkten im Süden und Norden des Ringes zur Kollision gebracht werden.

Im südlichen dieser Wechselwirkungspunkte befand sich von 1982 bis 1992 der Detektor der ARGUS-Kollaboration.

2.2 Der ARGUS-Detektor

ARGUS (Abk. für „A Russian German United States and Swedish Collaboration“) ist ein universeller 4π -Detektor zur Erforschung der Physik im Bereich der Υ -Resonanzen. Er war von 1982 - 1992 in Betrieb. Neben Themen wie direkte Υ -Zerfälle, Übergänge zwischen S- und P-Zuständen, 3-Gluonzerfälle der $\Upsilon(1,2,3S)$ -Resonanzen, Ereignisse vom Typ $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$, τ -Zerfälle und Streuprozesse von zwei Photonen, liegt das Hauptinteresse in Zerfällen von B-Mesonen. Da dieser Ereignistyp eine hohe Multiplizität aufweist, wurde bei ARGUS auf eine besonders gute Teilchenidentifikation Wert gelegt. Eine Übersicht über die geforderten Eigenschaften ist in der folgenden Auflistung zusammengestellt. Der Detektor soll

- komplexe Ereignisse mit isotroper und jetartiger Struktur auflösen können.
- den Impuls geladener und die Energie aller Teilchen mit großer Genauigkeit und über einen großen Raumwinkelbereich messen können.
- möglichst homogen sein, um eine zuverlässige Rekonstruktion, Akzeptanzberechnung und Untergrundbestimmung zu gewährleisten.
- eine sehr gute Teilchenidentifikation über einen weiten Impulsbereich ermöglichen.



- | | | |
|-------------------|----------------------|------------------------------|
| 1) Myonkammern | 4) Hauptdriftkammer | 7) Spule |
| 2) Schauerzähler | 5) Vertexdriftkammer | 8) Kompensationsspulen |
| 3) Flugzeitzähler | 6) Eisenjoch | 9) Mini- β -Quadrupole |

Abbildung 2.2: Der Detektor ARGUS

Der Versuch, alle diese Ziele zu erreichen, ergab einen zylindersymmetrischer Detektor mit den folgenden Komponenten:

- Vertexdriftkammer/Mikro-Vertex-Kammer
- Hauptdriftkammer
- Flugzeitsystem
- elektromagnetisches Kalorimeter
- Myonkammern

Man unterscheidet das im Zylindermantel gelegene „Barrel“ (75% des Raumwinkels) von den „Endkappen“ (25% des Raumwinkels). Zur geometrischen Beschreibung wird die z-Achse in Strahlrichtung gelegt. Die Ausmaße des Detektors werden von den Mini- β -Quadrupolen, die sich in 1.23 m Entfernung vom Wechselwirkungspunkt befinden, begrenzt.

Die einzelnen Komponenten werden in den folgenden Abschnitten kurz erläutert.

2.2.1 Die Vertex-Driftkammer

Die Vertex-Driftkammer (VDC) befand sich von 1984 - 1990¹ zwischen der Hauptdriftkammer und dem Strahlrohr. Aufgrund dieser Lage erlaubt sie die Rekonstruktion von Spuren bis nahe an den Wechselwirkungspunkt heran.

Ihre Länge beträgt 1 m und ihr innerer (äußerer) Durchmesser 10 cm (28 cm). Damit deckt sie 95% des gesamten Raumwinkels ab. In der Kammer befinden sich 594 Signaldrähte aus einer goldbeschichteten Wolfram-Rhenium-Legierung mit einem Durchmesser von 20 μm und 1412 Potentialdrähte aus einer Kupfer-Beryllium-Legierung mit einem Durchmesser von 127 μm . Sie sind parallel zur Strahlachse in einer hexagonalen Struktur angeordnet, wobei sich die Signaldrähte jeweils in den Zentren der hexagonalen Zellen befinden. Da es keine Stereodrähte gibt, ist mit dieser Anordnung nur eine Ortsauflösung in der x-y-Ebene möglich. Die angelegte Spannung beträgt 3500 V. Als Füllgas wird Kohlendioxid mit einer Beimischung (0.3%) von Wasserdampf unter einem Druck von 1.5 bar verwendet.

Mit Hilfe der Vertexkammer ist eine stark verbesserte Rekonstruktion von Sekundärvertices sowie eine bessere Impulsauflösung geladener Spuren möglich. Beispielsweise verbessert sich $\sigma(p_T)/p_T$ für 5 GeV/c-Myonen von 0.9% auf 0.6%, womit sich für die impulsabhängige Auflösung

$$\frac{\sigma(p_T)}{p_T} = \sqrt{0.01^2 + (0.006 \cdot p_T[\text{GeV}/c])^2}$$

ergibt. Die Nachweiswahrscheinlichkeit für K_S^0 -Mesonen stieg nach dem Einbau auf etwa 60 %.

¹wurde danach von der Mikro-Vertexkammer abgelöst, die weitere Verbesserungen liefert

2.2.2 Die Hauptdriftkammer

Die Hauptdriftkammer stellt das Herzstück des Detektors dar. Mit ihr können die Spuren der geladenen Teilchen nachgewiesen, die spezifischen Ionisation dE/dx und der Transversalimpuls der jeweiligen Teilchen bestimmt werden.

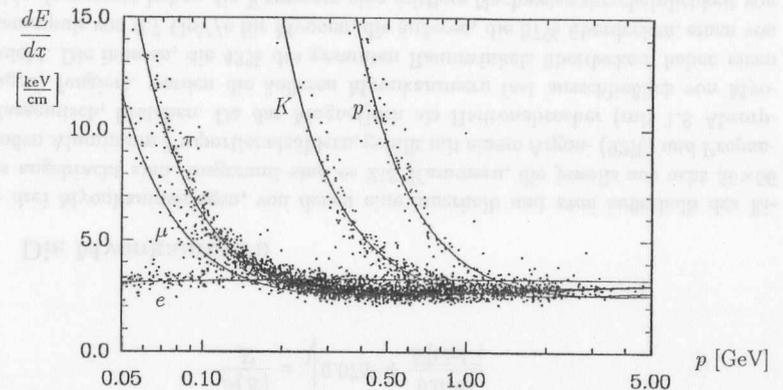


Abbildung 2.3: Die gemessenen und die theoretisch erwarteten spezifischen Ionisationen dE/dx für Elektronen, Myonen, Pionen, Kaonen und Protonen in Abhängigkeit vom Teilchenimpuls.

Die zylindrische Kammer hat eine Länge von 2 m, ihre Innen- und Außendurchmesser betragen 30 bzw. 172 cm. Sie verfügt über 5940 Signaldrähte aus 30 μm dickem goldbeschichtetem Wolfram und 24588 Potentialdrähte aus einer 7,5 μm dicken Kupfer-Beryllium-Legierung, die zusammen 5940 rechtwinklige Driftzellen mit einem Querschnitt von 18.0 \times 18.8 mm^2 bilden und in 36 Lagen konzentrisch um die Strahlachse herum angeordnet sind. Um auch die z-Koordinate der Teilchenimpulse bestimmen zu können, ist bei jeder zweiten Lage der Signaldraht um den sogenannten Stereowinkel $\pm\alpha(r)$ azimuthal gegen die Strahlachse verdreht. Der Stereowinkel α wächst mit der Wurzel des Radius von 40 mrad bis auf 80 mrad. Spuren im Barrelbereich durchqueren sämtliche Lagen, aber die Mindestanforderung für einen Spurfit (vier 0° -Lagen und drei Stereolagen getroffen) kann sogar innerhalb von einem Raumwinkel von $0.92 \cdot 4\pi$ erfüllt werden.

Die Kammer wird mit einem Gasgemisch aus 97% Propan und 3% Methylal mit einer Beimischung von Wasserdampf betrieben, welches sich durch hohe Strahlungslänge, geringe Diffusion und enge Landau-Verteilung auszeichnet.

Die Driftkammer ist von einer Magnetspule umgeben, die in ihrem Inneren ein Feld von 0.755 T parallel zur z-Achse erzeugt. Dadurch sind die Spuren der geladenen Teilchen proportional zu ihrer Ladung und umgekehrt proportional zu ihrem Transversalimpuls gekrümmt. Auf diese Weise können beide Größen bestimmt werden. Bei großen Impulsen ($> 1 \text{ GeV}/c$) wird die Auflösung durch die Fehler bei der Spurbestimmung begrenzt. Hier ist

$$\frac{\sigma(p_T)}{p_T} = 0.009 \cdot p_T[\text{GeV}/c].$$

Für Impulse kleiner als 1 GeV/c bestimmt die Vielfachstreuung die Impulsauflösung. Damit gilt:

$$\frac{\sigma(p_T)}{p_T} = \sqrt{0.01^2 + (0.009 \cdot p_T[\text{GeV}/c])^2}.$$

Es können Transversalimpulse bis 30 MeV/c bestimmt werden.

Ferner kann mit der Driftkammer die spezifische Ionisation dE/dx mit einer Genauigkeit von 4.5%-5.5% bestimmt werden. Diese Information ist sehr nützlich für die Teilchenidentifikation, wie Abb. 2.3 verdeutlicht.

2.2.3 Das Flugzeitsystem

Das Flugzeitsystem (time-of-flight-system, TOF) ermittelt die Geschwindigkeit geladener Teilchen, indem es deren Flugzeit vom Wechselwirkungspunkt zum jeweiligen Flugzeitähler mißt. Es dient zusammen mit der Impulsmessung der Driftkammer zur Teilchenidentifikation.

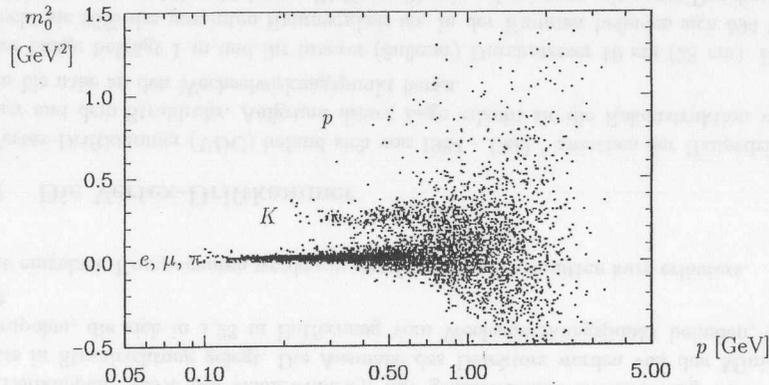


Abbildung 2.4: Aus Flugzeit- und Impulsmessung ermittelte Werte für m_0^2 von geladenen Teilchen.

Das TOF-System umhüllt die Hauptdriftkammer. Es besteht aus 160 Szintillationszählern, davon 64 in der Barrelregion parallel zur Strahlachse verlaufend und je 48 radial angeordnet an den Endkappen. Die letzteren werden nur einfach ausgelesen, von den ersteren wird das Szintillationslicht über Plexiglaslichtleiter durch die Grenzregion zwischen Endkappe und Barrel geleitet und dort, außerhalb des ARGUS-Magnetfeldes, ausgelesen. Diese Anordnung wurde gewählt, da es bis vor kurzem keine Photovervielfacher gab, die in einem starken Magnetfeld betrieben werden konnten.

Die Flugzeiten können mit dem TOF-System mit einer Genauigkeit von 220 ps bestimmt werden. Die Ruhmassen der Teilchen kann man dann aus den errechneten Geschwindigkeiten β und den durch die Driftkammer gemessenen Impulsen p zu

$$m_0^2 = p^2 \cdot \left(\frac{1}{\beta^2} - 1 \right)$$

bestimmen. Abb. 2.4 zeigt die so gemessenen m_0^2 -Werte für die verschiedenen Teilchensorten in Abhängigkeit vom Impuls.

2.2.4 Das elektromagnetische Kalorimeter

Das elektromagnetische Kalorimeter soll im wesentlichen Energie und räumliche Ausdehnung von Schauern, die von Photonen und geladenen Teilchen stammen, sowie die Richtung von Photonen bestimmen. Es befindet sich hinter den TOF-Zählern aber noch innerhalb der Magnetspule und besteht aus 20 Ringen von jeweils 64 Schauern im Barrelbereich und 5 Ringen mit je 32 bis 64 (zusammen 480) Zählern im Endkappenbereich. Damit werden 96% des gesamten Raumwinkels erfaßt. Die Schauern sind Sandwichblöcke aus 5 mm dicken Szintillatorplatten und 1 mm (Barrelbereich) bzw. 1.5 mm (Endkappenbereich) dicken Bleiplatten. Sie werden durch Wellenlängenschieber ausgelesen und über Lichtleiter an Photovervielfacher weitergegeben. Photonen können mit dieser Anordnung bis hinunter zu 50 MeV mit großer Wahrscheinlichkeit nachgewiesen werden. Elektronen können von Myonen und Hadronen aufgrund der Tatsache, daß sich ihre Schauer in der lateralen Ausdehnung unterscheiden und daß Elektronen im allgemeinen ihre gesamte Energie im Kalorimeter deponieren, getrennt werden. Die Energieauflösung wurde mit Elektronen aus Bhabha-Streuung und für kleine Energien mit Photonen aus π^0 -Zerfällen bestimmt. Für den Barrelbereich gilt

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \sqrt{0.072^2 + \frac{0.065^2}{E[\text{GeV}]}}$$

und für den Endkappenbereich

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \sqrt{0.075^2 + \frac{0.076^2}{E[\text{GeV}]}}$$

2.2.5 Die Myonkammern

Es gibt drei Myonkammerlagen, von denen eine innerhalb und zwei außerhalb des Eisenjochs angebracht sind. Insgesamt sind es 218 Kammern, die jeweils aus acht 56×56 mm² großen Aluminium-Proportionalzählern, gefüllt mit einem Argon- (92%) und Propan- (8%) Gasgemisch, bestehen. Da das Magnetjoch als Hadronabsorber (mit 1.8 Absorptionslängen) fungiert, werden die äußeren Myonkammern fast ausschließlich von Myonen erreicht. Die inneren, die 43% des gesamten Raumwinkels überdecken, haben einen Schwellenimpuls von 0.7 GeV/c für Myonen, die äußeren, die 87% überdecken, einen von 1.1 GeV/c. Insgesamt haben die Kammern eine mittlere Nachweiswahrscheinlichkeit von 0.98 ± 0.01 für Impulse $p > 1.4$ GeV.

2.3 Das Triggersystem

In DORIS II treffen die Teilchenpakete mit einer Frequenz von 1 MHz aufeinander, so daß 1 μ s zur Verfügung steht, um zu entscheiden, ob ein Ereignis akzeptiert werden soll oder

nicht. Bei ARGUS ist das Triggersystem in zwei Stufen unterteilt:

Einen schnellen Pretrigger, der innerhalb von 300 ns überprüft, ob es sich um ein eventuell verwertbares Ereignis handelt, und einen langsameren „Little Track Finder“, der die vorher ausgewählten Ereignisse genauer prüft.

2.3.1 Der Pretrigger

Der Pretrigger verwendet nur Informationen aus dem TOF-System und den Schauerzählern. Die Informationen von beiden werden in zwei Hemisphären aufgeteilt, die durch die Ebene senkrecht zur Strahlachse durch den Wechselwirkungspunkt getrennt werden. Dieser erste Trigger gibt ein positives Signal, wenn einer der vier Subtrigger anspricht. Diese sind:

- „Total Energy Trigger“ (ETOT)
Er wird gesetzt, wenn in beiden Hemisphären die gemessene Energie 0.7 GeV übersteigt. Damit werden Bhabha-Ereignisse oder solche der QED-Reaktion $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ erfaßt.
- „High Energy Shower Trigger“ (HESH)
Wenn in mindestens einer von 16 Gruppen von Schauerzählern im Barrelbereich eine Energie von mehr als 1 GeV gemessen wird, spricht dieser Trigger an. So werden Ereignisse akzeptiert, bei denen ein Teilchen den Großteil der Gesamtenergie trägt.
- „Charged Particle Pretrigger“ (CPPT)
Er verlangt mindestens eine geladene Spur in jeder Hemisphäre, wobei eine Spur als Koinzidenz bestimmter Schauerzähler- und Flugzeitgruppen definiert wird. Die Ansprechwahrscheinlichkeit für diesen Trigger ist größer als 95%.
- „Coincidence Matrix Trigger“ (CMT)
Die Spuridentifizierung geschieht hier genau wie beim CPPT. Dieser Trigger wird gesetzt, wenn zwei Signale von zwei im Azimutwinkel entgegengesetzten Gruppen ohne Berücksichtigung der z-Koordinate registriert werden. Dabei muß die longitudinale Impulsbilanz nicht ausgeglichen sein, weshalb der CMT insbesondere $\gamma\gamma$ - und $\tau^+\tau^-$ -Ereignisse triggert.

2.3.2 Der „Little Track Finder“ (LTF)

Ist ein Ereignis von einem der Subtrigger akzeptiert worden, was mit einer Frequenz von etwa 100 Hz geschieht, aktiviert dieser den LTF. Er benötigt dann etwa 20 μ s, um mit Hilfe der Informationen aus der Hauptdriftkammer und dem TOF-System eine weitere Selektierung vorzunehmen. Ein Ereignis wird dabei akzeptiert, wenn eine bestimmte Anzahl von Spuren aus der Driftkammer und dem TOF-System (2 beim CPPT und CMT, 1 beim HESH, keine beim ETOT) mit einer von 2000 vorprogrammierten Spurmasks übereinstimmt. Die Akzeptanz der Spurfindung beträgt ca. 97%.

2.4 Datenverarbeitung

2.4.1 Die Datennahme

Für die Online-Datenverarbeitung werden mehrere Zwischenstufen benötigt. (s. Abb. 2.5)

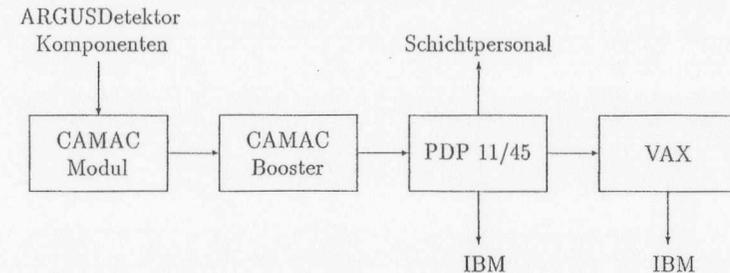


Abbildung 2.5: Online-Datennahme

Die Informationen der einzelnen Detektorkomponenten werden zunächst von einem CAMAC-Modul gesammelt, von einem schnellen Mikroprozessor, dem CAMAC-Booster, innerhalb von 1.2 ms zu Ereignissen zusammengefaßt und an einen Online-Computer vom Typ DEC PDP 11/45 weitergegeben. Hier werden sie sortiert und auf einem Ringspeicher abgelegt. Außerdem existiert eine Schnittstelle zum Schichtpersonal, so daß die Datennahme beeinflusst werden kann. Von dem Ringspeicher werden die Daten im Normalfall an eine Vax 780 geschickt, die etwa 20 Ereignisse zusammenfaßt, durch ein Filterprogramm noch etwa 30% als Untergrund verwirft und die Daten dann an den IBM-Großrechner weitersendet. Nebenbei läuft auf dem VAX-Rechner ein Monitorprogramm, das eine Kontrolle der Funktionstüchtigkeit aller Detektorkomponenten ermöglicht. Bei einem Ausfall der VAX können die Daten auch direkt an die IBM geschickt werden. Hier werden sie auf einer Magnetplatte zwischengespeichert, die bis zu 40000 Ereignissen Platz bietet. Von dieser Platte werden sie auf Magnetbänder geschrieben.

2.4.2 Die Datenrekonstruktion

Aus den Rohdaten der Magnetbänder müssen nun physikalische Meßgrößen gewonnen werden. Dafür versucht man zunächst mit Hilfe eines Kennungsprogramms aus den Informationen der Driftkammer eine Spur zu finden, wobei im ersten Durchgang nur die R- ϕ -Ebene berücksichtigt wird. Erst wenn dies erfolgreich verlaufen ist, werden auch die Informationen der Stereolagen mit hinzugenommen und so die Suche auf 3 Dimensionen ausgedehnt. Unter zusätzlicher Berücksichtigung des Energieverlustes durch Ionisation sowie des Auftretens von Mehrfachstreuung erhält man für eine rekonstruierte Spur einen

Satz von 5 Parametern, die ihren Verlauf im Raum vollständig beschreiben. Für Ereignisse, bei denen mindestens zwei Spuren aus unmittelbarer Nähe des Wechselwirkungspunktes stammen, wird dann nach getroffenen Drähten in der Vertexkammer gesucht, die in der Nähe der verlängerten Driftkammerspur liegen. Nach einer erneuten Spuranpassung erhält man verbesserte Impuls- und Vertexauflösungen der Teilchen. Anschließend wird versucht, die Treffer des TOF-Systems, der Schauercluster und Myonkammern den geladenen Spuren zuzuordnen. Gelingt dies für einen registrierten Schauer nicht, wird angenommen, daß er von einem Photon erzeugt worden ist. Aus dem Energieschwerpunkt des Clusters und der Position des Hauptvertex läßt sich der Impuls des Photons bestimmen. Myonen können erkannt werden, wenn in der Nähe der verlängerten Spur in den Myonkammern Zähldrähte angesprochen haben. Die Rohdaten werden zusammen mit den rekonstruierten auf sogenannte EXPDST-Bänder geschrieben.

2.4.3 Multihadronische Ereignisse

Für viele Analysen, wie auch für diese, werden nur multihadronische Ereignisse benötigt. Auf den EXPDST-Bändern befinden sich aber beispielsweise auch viele Ereignisse wie Bhabha-Streuung und μ -Paarerzeugung, oder Untergrundereignisse, die z.B. aus der Wechselwirkung des Strahls mit der Rohrwand stammen können. Es sind also zusätzliche Selektionskriterien nötig, um die Anzahl der zu analysierenden Daten zu verringern. Daher werden nur Ereignisse, die eine der beiden folgenden Bedingungen erfüllen, auf sogenannte EXMUHA-Bänder geschrieben:

- Mindestens drei geladene Spuren bilden einen gemeinsamen Vertex innerhalb eines zylinderförmigen Volumens, das durch

$$R < 1.5 \text{ cm} \quad \& \quad |z| < 6.0 \text{ cm}$$
 gegeben ist.
- Es gibt mindestens 3 geladene Spuren, die in den Zylinderbereich mit

$$R < 1.0 \text{ cm} \quad \& \quad |z| < 5.0 \text{ cm}$$
 extrapoliert werden können, und in den Schauerzählern wurde eine Gesamtenergie von mindestens 1.7 GeV deponiert.

Dadurch wird 85% des Untergrundes verworfen. Aus den EXMUHA-Bändern werden schließlich noch MINI-Datenbänder erzeugt, die die wesentlichen aus dem Rekonstruktionsprogramm stammenden physikalischen Daten enthalten und die für diese Arbeit verwendet wurden.

2.4.4 Die Analysesprache KAL

Die Daten im MINI-Format können mit der speziell für ARGUS entwickelten Analysesprache KAL (Kinematical Analysis Language) [24] bearbeitet werden. Sie ermöglicht es dem Benutzer, auf einfache Weise Selektionskriterien zu definieren und die Analyse von Mehrteilchenkombinationen durchzuführen. Außerdem erlaubt KAL auch die Benutzung

des Graphik-Pakets PAW (Physics Analysis Workstation) [25], mit dem neben graphischen Darstellungen auch Manipulationen von Daten und Anpassungsrechnungen interaktiv durchgeführt werden können. Für diese Arbeit wurde die Version KAL8 verwendet.

2.4.5 Die Monte-Carlo-Simulation

Die Monte-Carlo-Simulation ist unter anderem nötig, um die Akzeptanz des Detektors für verschiedene Ereignisse zu bestimmen. Aus den verschiedensten Gründen können im Detektor nicht alle Teilchen, die entstehen, nachgewiesen werden. Beispielsweise ist nicht der gesamte Raumwinkelbereich abgedeckt. Auch kann es vorkommen, daß die Teilchen die Detektorkomponenten, in denen sie registriert werden können, nicht erreichen. Die Akzeptanz ist ein Maß für diese Verluste. Sie ist das Verhältnis von gefundenen zu wirklich vorhandenen Teilchen. Zu ihrer Bestimmung sind mehrere Schritte nötig. Zunächst müssen die gesuchten Ereignistypen erzeugt werden. Dafür diente der Ereignisgenerator MOPEK 4.3 [26], der jeweils die neuesten experimentellen Daten über B- und D-Zerfälle berücksichtigt. Wo keine Messungen vorhanden sind, werden theoretische Vorhersagen, beruhend auf dem GISW2-Modell, implementiert. Anschließend muß der Detektor simuliert werden. Dafür dient das Programm SIMARG, das die Teilchen in kleinen Schritten durch den Detektor führt, wobei es Wechselwirkungen mit der Detektormaterie simuliert. Die Ergebnisse werden auf die gleiche Art wie „echte“ Daten rekonstruiert und abgespeichert, wobei die Informationen über die generierten Zerfälle erhalten bleiben. Die so erhaltenen Daten kann man genauso mit KAL weiterverarbeiten wie Meßdaten. Durch Vergleich der generierten und der rekonstruierten Ereignisse kann man u.a. die Akzeptanz bestimmen.



Kapitel 3

Grundlagen der Analyse

3.1 Teilchenidentifikation

Zur Teilchenidentifikation werden vornehmlich das TOF-System und die Driftkammer verwendet, in denen $(dE/dx)_{Exp}$ und β_{Exp} bestimmt werden. Es können also nur solche Teilchen direkt nachgewiesen werden, die langlebig genug sind, um diese Detektorkomponenten zu erreichen. Dabei handelt es sich um Elektronen, Myonen, Pionen, Kaonen und Protonen.

Für jede geladene Spur kann die Wahrscheinlichkeit berechnet werden, mit der es sich um eine bestimmte der genannten Teilchensorten handelt. Dafür muß zunächst durch einen Vergleich der gemessenen Werte $(dE/dx)_{Exp}$ und β_{Exp} mit den für jede Teilchenhypothese i theoretisch ermittelten ein χ_i^2 errechnet werden. Die theoretischen Werte erhält man dabei aus der Bethe-Bloch-Gleichung und den Ruhemassen der Teilchen. Es ist:

$$\chi_i^2(dE/dx) = \frac{[(dE/dx)_{exp} - (dE/dx)_{th,i}]^2}{\sigma_{dE/dx,exp}^2 + \sigma_{dE/dx,th}^2} \quad (3.1)$$

$$\chi_i^2(TOF) = \frac{[(1/\beta)_{exp} - (1/\beta)_{th,i}]^2}{\sigma_{1/\beta,exp}^2 + \sigma_{1/\beta,th}^2} \quad (3.2)$$

wobei σ_{th}^2 durch den Fehler bei der Impulsmessung bestimmt wird.

Die $\chi_i^2(dE/dx)$ und $\chi_i^2(TOF)$ können für jede Teilchenhypothese zu einem einzigen χ_i^2 addiert werden, da TOF- und dE/dx -Messung unabhängig voneinander sind:

$$\chi_i^2 = \chi_i^2(dE/dx) + \chi_i^2(TOF) \quad (3.3)$$

Aus diesen Werten werden die normierten Wahrscheinlichkeiten für die einzelnen Teilchenhypothesen, die sogenannten „Likelihoods“, berechnet:

$$lh_i = \frac{w_i \cdot \exp(-\chi_i^2/2)}{\sum_k w_k \cdot \exp(-\chi_k^2/2)} \quad i, k = e, \mu, \pi, K, p \quad (3.4)$$

Dabei sind die w_i Gewichtungsfaktoren, die die unterschiedlichen Produktionshäufigkeiten der einzelnen Teilchen berücksichtigen. Die in dieser Arbeit benutzten Verhältnisse der w_i -Werte von

$$e : \mu : \pi : K : p = 1 : 1 : 5 : 1 : 1$$

berücksichtigen den erheblich höheren Anteil an erzeugten Pionen.

Für Elektronen und Myonen stehen zur Bestimmung der Likelihoodfunktion zusätzlich die Informationen aus Schauerzählern und Myonkammern zur Verfügung.

3.2 ARGUS-Standardschnitte

Es gibt Schnitte, die bei fast allen ARGUS-Analysen verwendet werden. So müssen die geladenen Spuren folgende Kriterien erfüllen:

- Damit die Spurparameter ausreichend genau festgelegt werden können, muß gewährleistet sein, daß jedes Teilchen genügend Driftkammerlagen durchquert. Um dies zu erreichen, wird der Winkel θ , den die Spur mit der Strahlachse bildet, durch

$$|\cos \theta| < 0.92$$

eingeschränkt.

- Der Beitrag jeder Spur zum Hauptvertex-Fit wird durch die Bedingung

$$\chi_{vertex}^2 < 36$$

eingeschränkt. Dadurch wird Untergrund aus Spuren vermieden, die nicht aus dem Wechselwirkungspunkt kommen.

3.3 Die Datenmenge

Die ARGUS-Daten wurden in den Jahren von 1982 bis 1992 aufgenommen. Gespeichert sind sie unter unterschiedlichen Experimentnummern, wobei die Nummer Aufschluß darüber gibt, in welchem Jahr die Daten genommen wurden. So können gewisse Daten direkt anhand der Experimentnummer ausgewählt werden. Beispielsweise war die Vertexdriftkammer erst ab Experiment 4 Bestandteil des Detektors. Mit ihrer Hilfe konnten Sekundärvertices bestimmt werden, was erst eine gute Rekonstruktion von K_s^0 -Mesonen ermöglichte.

Während eines Experiments sind etwa 20000 Ereignisse zu einem Run zusammengefaßt. Besondere Flags geben Aufschluß über spezielle Eigenschaften der Runs, wie z.B. Informationen über den Zustand der einzelnen Detektorkomponenten, darüber welche Trigger gesetzt waren oder bei welcher Energie gemessen wurde.

Ein Maß für die Datenmenge ist die integrierte Luminosität.

$$\mathcal{L} = \int L dt = \frac{N_{Bhabha}}{\sigma_{Bhabha}^{vis}} \quad (3.5)$$

Sie wird bei ARGUS über die Anzahl N_{Bhabha} der aufgezeichneten Bhabha-Streuereignisse ermittelt, da sich für diesen Prozeß der Wirkungsquerschnitt durch QED-Berechnungen sehr genau ermitteln läßt.

Der sichtbare Wirkungsquerschnitt σ_{Bhabha}^{vis} wurde aus einer Monte-Carlo-Simulation bestimmt. Er berücksichtigt sowohl Selektionskriterien als auch die Detektorakzeptanz und hat bei ARGUS einen Wert von $\sigma_{Bhabha}^{vis} = 11.8 \text{ nb}$. Der systematische Fehler von \mathcal{L} beträgt 1.8%.

Insgesamt wurden in den 11 Jahren, in denen ARGUS in Betrieb war, folgende Daten genommen:

$$\begin{aligned} \Upsilon(4S) : \quad \mathcal{L} &= 256 \text{ pb}^{-1} \\ \Upsilon(2S) : \quad \mathcal{L} &= 38 \text{ pb}^{-1} \\ \Upsilon(1S) : \quad \mathcal{L} &= 47 \text{ pb}^{-1} \\ \text{Kontinuum} : \quad \mathcal{L} &= 122 \text{ pb}^{-1} \end{aligned}$$

In dieser Arbeit wurden auf der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz Daten der Experimenten 2 und 4 - 8 verwendet. Dabei wurden nur solche Daten berücksichtigt, bei deren Aufzeichnung der Detektor einwandfrei funktionierte und deren Energie wirklich auf der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz lag. Sie entsprachen einer integrierten Luminosität von

$$\mathcal{L} = 223 \text{ pb}^{-1} \quad (3.6)$$

Um die Zerfälle zu untersuchen, die wirklich von B-Mesonen stammen, muß der Anteil der Kontinuumsdaten bei der $\Upsilon(4S)$ -Energie bestimmt werden. Hierzu führt man seine Untersuchung im Kontinuum möglichst dicht neben der Resonanz noch einmal durch. Man kann dann die Kontinuumsdaten, mit einem geeigneten Skalierungsfaktor versehen, von den $\Upsilon(4S)$ -Daten abziehen und erhält so Ergebnisse für reine B-Zerfälle. Die in dieser Arbeit verwendeten Kontinuumsdaten hatten eine Schwerpunktsenergie von mehr als 10.4 GeV und stammten aus den Experimenten 2 und 4 - 9. Sie entsprachen einer integrierten Luminosität von

$$\mathcal{L} = 98 \text{ pb}^{-1} \quad (3.7)$$

Bei der Bestimmung des Skalierungsfaktors muß neben den unterschiedlichen Luminositäten auf und neben der Resonanz die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes für Quarkpaarerzeugung von der Schwerpunktsenergie berücksichtigt werden. Der Skalierungsfaktor berechnet sich folgendermaßen:

$$S = \frac{S_{\Upsilon(4S)}}{S_{Kont.}} = \frac{\frac{1}{s_{\Upsilon(4S)}} \mathcal{L}(\sqrt{s_{\Upsilon(4S)}})}{\sum_i \frac{1}{s_i} \mathcal{L}(\sqrt{s_i})} \quad (3.8)$$

mit

$$\sqrt{s_{\Upsilon(4S)}} = m_{\Upsilon(4S)} = 10.58 \text{ GeV}$$

Da die Daten, die zu einem Run gehören, jeweils eine bestimmte Energie haben und die Runluminosität ebenfalls bekannt ist, können die Werte $S_{\Upsilon(4S)}$ und $S_{Kont.}$ durch Summation über die einzelnen Runs bestimmt werden. Es ergab sich

$$S_{\Upsilon(4S)} = 1992 \text{ nb}^{-1} \text{ GeV}^{-2} \quad \text{und} \quad S_{Kont.} = 915 \text{ nb}^{-1} \text{ GeV}^{-2} \quad (3.9)$$

was zu einem Skalierungsfaktor von

$$S = 2.18 \pm 0.05 \quad (3.10)$$

führt.

Die Anzahl der zur Verfügung stehenden B-Mesonen bestimmt man aus der Anzahl der multihadronischen Ereignisse in den verwendeten $\Upsilon(4S)$ Daten, wobei man den Anteil der Kontinuumsereignisse abziehen muß. Es ergibt sich:

$$N_B = 2 \cdot (N_{muha}^{\Upsilon(4S)} - S N_{muha}^{kont.}) = 375000 \pm 18000 \quad (3.11)$$

Aus

$$N_B = 2 \cdot N_{\Upsilon(4S)} = 2 \cdot \sigma_{e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S)} \cdot \mathcal{L}, \quad (3.12)$$

(3.6) und (3.11) ergibt sich für den Wirkungsquerschnitt der $\Upsilon(4S)$ -Erzeugung:

$$\sigma_{e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S)} = 0.84 \pm 0.04 \text{ nb}^{-1} \quad (3.13)$$

3.4 Die Fragmentation schwerer Quarks

Bei der e^+e^- -Vernichtung in Speicherringen wie dem DORIS entsteht ein virtuelles Photon, das sich anschließend in ein Quark-Antiquark-Paar verwandelt. Im Falle großer Impulsüberträge kann die starke Wechselwirkung zwischen den Quarks und die Abstrahlung von Gluonen durch die perturbative QCD beschrieben werden. Das liegt daran, daß in diesem Fall die starke Kopplungskonstante α_S hinreichend klein ist. Als Fragmentation bezeichnet man die Bildung der Hadronen aus den Quarks.

Es gibt mehrere phänomenologische Modelle, die von den Partonen ausgehend die experimentell beobachtbaren Endzustände mit ihren Eigenschaften wie Teilchenzusammensetzungen und -korrelationen, Impulsspektren und Topologie reproduzieren. Man kann diese Modelle in drei große Klassen einteilen:

- Unabhängige Jetfragmentationen
- String-Modelle
- QCD-Schauer-Modelle

Die verschiedenen Modellansätze und Vergleiche der Modelle mit experimentellen Daten finden sich in [20, 21]. Hier soll näher nur auf zwei der vielen verschiedenen Modelle eingegangen werden.

3.4.1 Das Lund-Modell

Das Modell der Lund-Gruppe hat wie die meisten Hadronisationsmodelle einen iterativen Charakter. Es basiert auf der Stringtheorie [22]. Man geht von zwei primären Quarks aus, dem Quark-Antiquark-Paar $q_0 \bar{q}_0$, zwischen denen aufgrund ihrer Farbladung ein lineares Kraftfeld in Form eines dünnen Schlauches, dem sogenannten String, besteht. Bewegungen

sich die Quarks auseinander, reißt der String und an den Enden bildet sich ein neues Quark-Antiquark-Paar $q_1\bar{q}_1$. Es gibt dann zwei Strings, einen zwischen q_0 und \bar{q}_1 und einen zwischen q_1 und \bar{q}_0 . Dies setzt sich solange fort, bis die Ausgangsenergie aufgebraucht ist.

Steht zu Beginn der Hadronisation neben den beiden Quarks noch ein energiereiches Gluon zur Verfügung, so verläuft der primäre String über dieses Gluon und bildet somit einen Knick. Man erwartet dann 3-Jet-Ereignisse, die 1979 auch am e^+e^- -Speicherung PETRA beobachtet wurden und damit dem Stringmodell gegenüber dem bis dahin häufig verwendeten unabhängigen Jetfragmentationsmodell zum Durchbruch verhelfen.

Die Verteilung der Energie auf die Hadronen und das übrigbleibende Quark wird durch eine Fragmentationsfunktion $f(z)$ beschrieben, die für jede Iterationsstufe gleich ist. Dabei ist

$$z = \frac{(E + p_{||})_{Hadron}}{(E + p)_{Quark}} \quad (3.14)$$

und

$$f(z) = N \cdot \frac{(1-z)^\alpha}{z} e^{-\frac{\beta}{z}(m^2+p_{\perp}^2)} \quad (3.15)$$

wobei α und β zwei freie Parameter des Modells sind. Diese Form resultiert aus einer Invarianzforderung. Es soll sich das gleiche Resultat ergeben, egal ob die Iteration von q_0 nach \bar{q}_0 verläuft oder umgekehrt. Mit obiger Formel ist dies gewährleistet. Der Exponentialterm in Gleichung 3.15 mußte eingeführt werden, da im ursprünglich nur für masselose Quarks konzipierten Stringformalismus massive Quarks nur außerhalb der Massenschalen entstehen können. Sie müssen zur Mesonbildung in den klassisch erlaubten Bereich tunneln, was durch die Exponentialfunktion beschrieben wird.

3.4.2 Das Peterson-Modell

Die Produktion schwerer Quarks ist durch die Fragmentation stark unterdrückt. Aus der Tunnelwahrscheinlichkeit [19] ergibt sich:

$$\frac{dP}{dxdt} \sim e^{-\pi \frac{\mu^2}{\kappa}} \quad (3.16)$$

(μ =Quarkmasse, κ =Energiedichte des Strings)

Für ein b-Quark beträgt diese Wahrscheinlichkeit etwa 10^{-170} . Da also die Produktion von c- und b-Quarks in der Fragmentation vernachlässigbar ist, enthalten primäre Hadronen mit charm- oder bottom-Quantenzahlen im allgemeinen das primäre Quark.

Zusätzlich verlieren primäre schwere Quarks durch die Fragmentation kaum an Energie. Das liegt daran, daß das schwere Quark bei der Ankopplung an das leichte kaum gebremst wird. Daher haben die meisten schweren Mesonen einen großen Teil der Energie des primären Quarks, also der Strahlenergie. Dies äußert sich in einer harten Fragmentationsfunktion.

Peterson et al. schlugen eine Formel vor, die speziell für schwere Quarks ausgelegt war [18]:

$$f(z) = \frac{1}{z \cdot (1 - \frac{1}{z} - \frac{\epsilon_Q}{1-z})^2} \quad (3.17)$$

Ihr liegt die Annahme zugrunde, daß die Wahrscheinlichkeitsamplitude für den Prozeß $Q \rightarrow Q\bar{q} + q$ umgekehrt proportional zur übertragenen Energie

$$\Delta E = m(Q\bar{q}) + m(q) - m(Q)$$

ist. Die Übergangswahrscheinlichkeit 3.17 ergibt sich aus dem Produkt des Quadrats der Wahrscheinlichkeitsamplitude und eines Phasenraumfaktors $\frac{1}{z}$. Der freie Parameter ϵ_Q ist etwa der Quotient aus der Masse des leichten und der des schweren Quarks.

3.4.3 Vergleich der beiden Modelle

Abb. 3.1 zeigt eine Anpassungsrechnung der beiden Fragmentationsfunktionen an Monte-Carlo Daten. Aufgrund der Definition von z können die Funktionen so nicht direkt zur

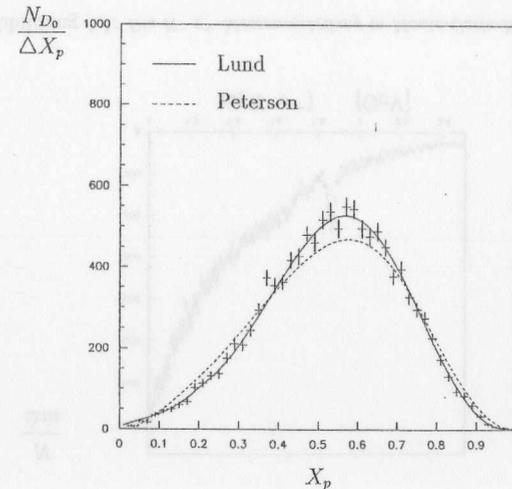


Abbildung 3.1: Impulsspektrum der D^0 -Mesonen aus Monte-Carlo-Ereignissen. Die Kurven zeigen Anpassungen der Lund-Funktion (durchgezogen) bzw. der Petersonfunktion (gestrichelt).

Beschreibung von Impulsspektren verwendet werden. Statt dessen benutzt man den skalierten Impuls X_p . Er gibt den auf das Hadron übergegangenen Anteil des möglichen Impulsübertrages an.

$$X_p = \frac{p}{p_{max}} \quad \text{mit} \quad p_{max} = \sqrt{E_{Strahl}^2 - m_{Hadron}^2} \quad (3.18)$$

In dieser Analyse wird das Lundfragmentationsmodell mit der Transformation für die X_p -Intervalle

$$z = \frac{2 \cdot E_{Hadron}}{E_{max}} = \frac{2 \cdot \sqrt{X_p^2(\frac{s}{4} - m_{Hadron}^2) + m_{Hadron}^2}}{\sqrt{s}} \quad (3.19)$$

verwendet.

Kapitel 4

Analyse der D^0 -Mesonen aus B -Zerfällen

4.1 Die Rekonstruktion der D^0 -Mesonen

Für die Rekonstruktion der D^0 -Mesonen wurde der Zerfallskanal in ein K^- und ein π^+ gewählt¹. Er hat sich aus folgenden Gründen als der günstigste erwiesen:

- Im Endzustand treten keine neutralen Teilchen auf.
- Der Endzustand hat eine möglichst kleine Multiplizität.
- Das Verzweigungsverhältnis für den Endzustand ist mit einem Wert von $(3.84 \pm 0.13)\%$ [1] hinreichend groß und genau genug bekannt.

Die ersten beiden Punkte sind wichtig, um den kombinatorischen Untergrund so klein wie möglich zu halten. Die inklusiven Spektren von Pionen und Kaonen weisen einen exponentiellen Anstieg zu kleinen Impulsen auf. Da bei ARGUS die B -Mesonen praktisch in Ruhe erzeugt werden, beträgt der Maximalimpuls der D^0 aus B -Zerfällen nur 2.5 GeV. Der Impuls des D^0 wird auf die Tochterpartikel aufgeteilt. Je höher die Multiplizität ist, desto kleiner ist der mittlere Impuls der einzelnen Teilchen und folglich um so größer der kombinatorische Untergrund. Da neutrale Teilchen nur über ihre Zerfallsprodukte nachgewiesen werden können, verstärkt sich in diesem Fall der Effekt noch.

Um ein möglichst gutes Verhältnis von Signal zu Untergrund zu erhalten, wurden folgende Schnitte zusätzlich zu den ARGUS-Standardschnitten (s. Abschnitt 3.2) bei der Rekonstruktion vorgenommen:

- $|\cos \theta| \leq 0.85$

Die weitere Beschränkung des Winkels θ gegenüber dem ARGUS-Standardschnitt ermöglicht eine noch bessere Rekonstruktion der Spur. In diesem Fall passieren Teilchen mit einem Impuls von mindestens 30 MeV mindestens 25 Drahtlagen.

¹Wenn nicht besonders vermerkt, schließen Hinweise auf einen bestimmten Ladungszustand den ladungskonjugierten mit ein.

- $lh_{K,\pi} \geq 0.1$

Der Schnitt verbessert das Verhältnis von Signal zu Untergrund durch Unterdrückung von Fehlidentifikationen.

- $\cos \theta_K \leq 0.8$ für $X_p \leq 0.5$

θ_K ist der Winkel zwischen dem Impuls des Kaons im Ruhesystem des D^0 und dem Impuls des D^0 im Laborsystem. Dieser Winkel sollte für Spuren, die aus dem gesuchten Zerfall kommen, gleichverteilt sein, da alle beteiligten Teilchen Spin 0 haben. Für zufällige Kombinationen von einem schnellen Teilchen, das als Kaon identifiziert werden kann und einem langsamen Pion ist θ_K jedoch klein, da der Gesamtimpuls des Systems von dem schnellen Teilchen bestimmt wird.

4.2 Untergrunduntersuchungen

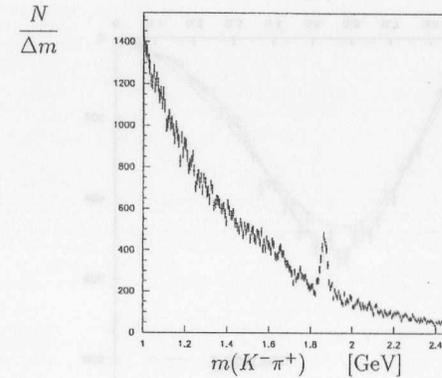


Abbildung 4.1: Die $K^-\pi^+$ -Massenverteilung in Monte-Carlo-Daten.

Zunächst wurden Untersuchungen mit Monte-Carlo-Daten zur Form der $K^-\pi^+$ -Massenverteilung durchgeführt. Dafür standen ca. 100000 mit Mopek generierte B -Zerfälle zur Verfügung.

Das Spektrum in Abb. 4.1 zeigt einen abfallenden Verlauf. Neben dem deutlich zu erkennenden D^0 -Signal bei 1.8645 GeV, zeigen sich Überhöhungen des Untergrundes knapp unterhalb des Signals und zwischen 1.5 GeV und 1.7 GeV.

4.2.1 Kombinatorischer Untergrund

Man kann den Anteil des kombinatorischen Untergrundes am Spektrum bestimmen, indem man zwei gleich geladene Spuren selektiert. In diesem Fall wurden ein K^+ und ein π^+ rekonstruiert.

Abb. 4.2 zeigt das Ergebnis. Die $K^+\pi^+$ -Verteilung schmiegt sich im oberen Massen-

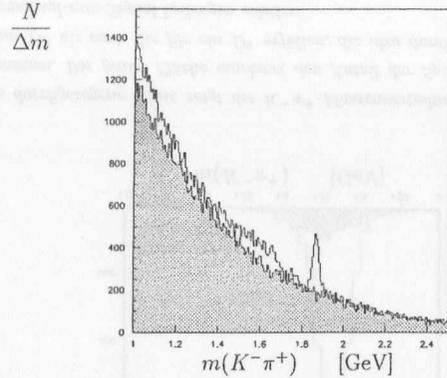


Abbildung 4.2: Die $K^-\pi^+$ -Massenverteilung in Monte-Carlo-Daten (durchgezogene Linie) und der Anteil des kombinatorischen Untergrundes (graue Fläche), ermittelt durch Selektion von $K^+\pi^+$ -Kombinationen.

bereich genau an die $K^-\pi^+$ -Verteilung an. Hierbei wurde keine Skalierung vorgenommen. Die $K^+\pi^+$ -Verteilung stellt genau den kombinatorischen Untergrund dar. Sie kann mit einem Polynom 3. Grades angepaßt werden. Ferner zeigt sich neben der Überhöhung im Bereich von 1.4 GeV bis 1.7 GeV eine weitere unterhalb von etwa 1.2 GeV. Aus diesem Grund entspricht der gesamte Verlauf der Massenverteilung auch nicht einem Polynom 3. Grades, wohingegen man den kombinatorischen Untergrund mit einem solchen anpassen kann.

4.2.2 Reflexionen

Im weiteren soll untersucht werden, woher die Überhöhungen unterhalb des D^0 -Signals stammen. Zu diesem Zweck wurden in denselben Monte-Carlo-Daten die $K^-\pi^+$ -Massenverteilungen der Zerfälle

$$D^0 \rightarrow K^-\pi^+(\pi^0), \quad (4.1)$$

und

$$D^+ \rightarrow K^-\pi^+(\pi^+), \quad (4.2)$$

betrachtet. Das eingeklammerte Pion wird nicht berücksichtigt. Abb. 4.3 zeigt die Ergebnisse. Die beiden Reflexionssignale liegen genau in den fraglichen Bereichen. Die Resonanz im linken Spektrum rührt von Zerfällen her, die über die ρ -Resonanz verlaufen sind. Beide Spektren zusammen können mit einer Exponentialfunktion für den Abfall und einer Gaußfunktion mit unterschiedlicher linker und rechter Breite für den resonanten Anteil angepaßt werden.

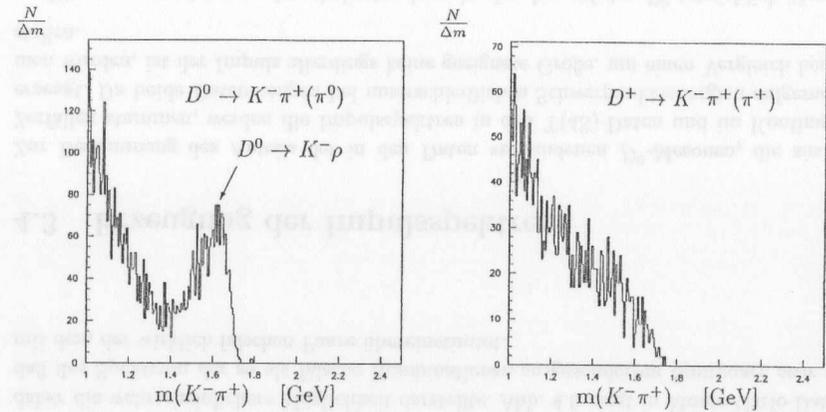


Abbildung 4.3: Die von den Zerfälle $D^0 \rightarrow K^-\pi^+(\pi^0)$ und $D^+ \rightarrow K^-\pi^+(\pi^+)$ herrührenden Reflexionssignale im $K^-\pi^+$ -Massenspektrum.

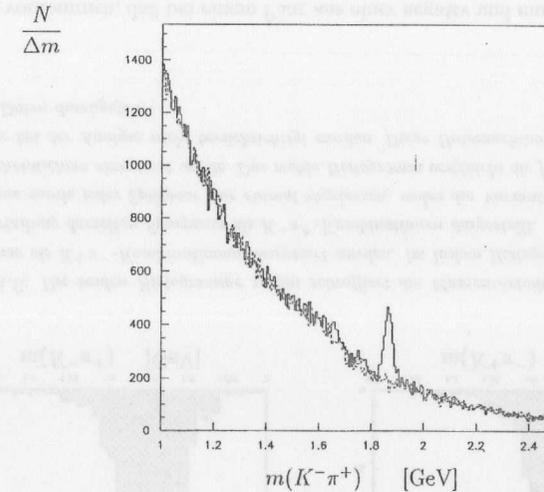


Abbildung 4.4: Die $K^-\pi^+$ -Massenverteilung in Monte-Carlo-Daten (durchgezogene Linie) und der Untergrund (gestrichelte Linie), zusammengesetzt aus dem kombinatorischen Anteil und den Reflexionen.

Addiert man die drei gefundenen Untergrundanteile auf und vergleicht sie mit dem Signal, so erhält man Abb. 4.4. Wie man sieht, paßt der so bestimmte Untergrund sehr genau an die Massenverteilung. Lediglich knapp unterhalb des D^0 -Signals befindet sich noch eine kleine Überhöhung, die bisher nicht erfaßt wurde. Sie stammt von dem Zerfall

des D^0 in K^+K^- , wobei eines der Kaonen als Pion fehlidentifiziert wurde.

Mit Hilfe dieser Voruntersuchungen ist eine sehr genaue Beschreibung der $K^-\pi^+$ -Massenverteilung durch eine mathematische Funktion möglich.

Anpassungsfunktion	Anteil des Spektrums
$a_1 + a_2 \cdot x + a_3 \cdot x^2 + a_4 \cdot x^3$	kombinatorischer Untergrund
$+ a_5 \cdot \exp(-(a_6 \cdot x)^2)$	nichtresonanter Anteil aus $K^-\pi^+(\pi^{(0,+)})$
$+ a_7 \cdot \frac{1}{\sqrt{2 \cdot \pi \cdot \sigma_{r,l}}} \cdot \exp\left(-\frac{(x-a_8)^2}{2 \cdot \sigma_{r,l}^2}\right)$	resonanter Anteil aus $K^-\pi^+(\pi^{(0,+)})$
$+ a_9 \cdot \frac{1}{\sqrt{2 \cdot \pi \cdot \sigma}} \cdot \exp\left(-\frac{(x-m_{D^0})^2}{2 \cdot \sigma^2}\right)$	D^0 -Signal

Bei der Analyse wurden zunächst die Parameter des kombinatorischen Untergrundes aus den $K^+\pi^+$ -Verteilungen bestimmt und dann bei der Anpassung an die $K^-\pi^+$ -Massenverteilungen festgehalten. Die anderen Parameter, bis auf a_8 , konnten freigelassen werden. a_8 wurde vorher aus der Monte-Carlo-Untersuchung bestimmt. Er lag bei (1.63 ± 0.01) GeV. Die Breiten σ und $\sigma_{r,l}$ wurden ebenfalls wie freie Parameter behandelt.

4.2.3 Doppelzählungen

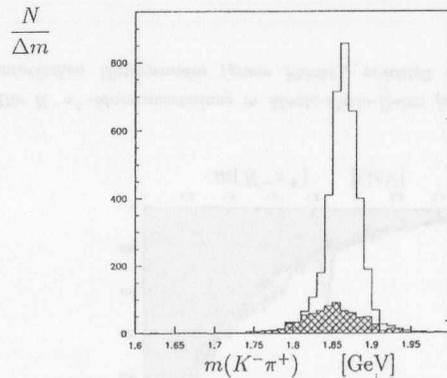


Abbildung 4.5: Die durchgezogene Linie zeigt die $K^-\pi^+$ -Massenverteilung aus reinen D^0 -Zerfällen in Monte-Carlo-Ereignissen. Die graue Fläche markiert den Anteil der Spurpaare, die sowohl die Selektionskriterien für ein D^0 als auch die für ein \bar{D}^0 erfüllen, die also durch Selektion von $K^-\pi^+$ und Ladungskonjugierten zweimal zum Signal beitragen würden.

In diesem Abschnitt sind nur die Teilchen gemeint, die ausdrücklich erwähnt werden, und nicht auch die ladungskonjugierten Zustände.

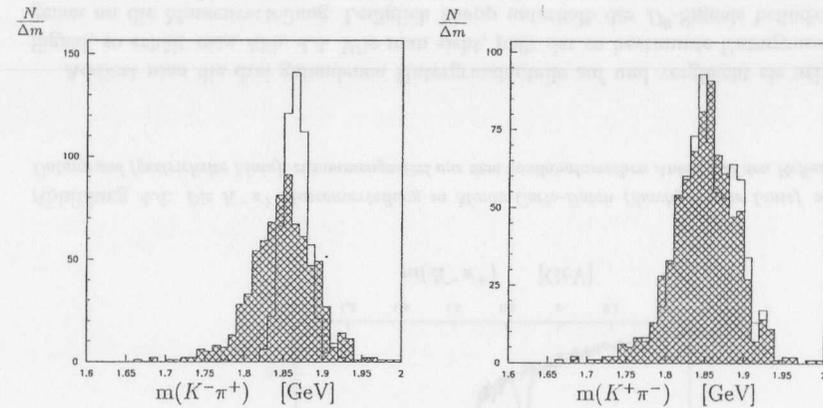


Abbildung 4.6: Die beiden Histogramme zeigen schraffiert die Massenverteilung der Spurpaare, die fälschlicherweise als $K^+\pi^-$ -Kombinationen akzeptiert wurden. Im linken Histogramm ist zum Vergleich die Massenverteilung derselben Spurpaare als $K^-\pi^+$ -Kombinationen dargestellt.

Bei der Analyse wurde jedes Spurpaar nur einmal zugelassen, wobei die Variante mit dem kleineren χ^2 als die wahrscheinlichere akzeptiert wurde. Das rechte Histogramm vergleicht die falschen Kombinationen mit denen, die bei der Analyse nicht berücksichtigt wurden. Diese Untersuchungen wurden mit Lund-Monte-Carlo-Daten durchgeführt.

Es kann vorkommen, daß bei einem Paar aus einer negativ und einer positiv geladenen Spur beide die Selektionskriterien für Pionen und Kaon erfüllen. Da bei der Analyse $K^-\pi^+$ - und $K^+\pi^-$ -Kombinationen selektiert werden, würde in diesem Fall das Spurpaar zweimal zum Histogramm beitragen. Abb. 4.5 zeigt, daß dadurch das Signal um einen nicht zu vernachlässigenden Anteil erhöht wird. Um das zu verhindern, wurde in dieser Analyse jeweils nur eine Kombination zugelassen und zwar die, die das kleinere χ^2 aufwies und daher die wahrscheinlichere Möglichkeit darstellte. Abb. 4.6 zeigt in Monte-Carlo-Daten, daß das Spektrum der so als falsche Kombinationen ausgesonderten Spurpaare sehr gut mit dem der wirklich falschen Paare übereinstimmt.

4.3 Erzeugung der Impulsspektren

Zur Bestimmung des Anteils der in den Daten vorhandenen D^0 -Mesonen, die aus B-Zerfällen stammen, werden die Impulsspektren in den $\Upsilon(4S)$ -Daten und im Kontinuum erzeugt. Da beide Datenmengen bei unterschiedlichen Schwerpunktsenergien aufgenommen wurden, ist der Impuls allerdings keine geeignete Größe, um einen Vergleich herzustellen.

Hierzu verwendet man den skalierten Impuls, der den auf das D^0 tatsächlich überge-

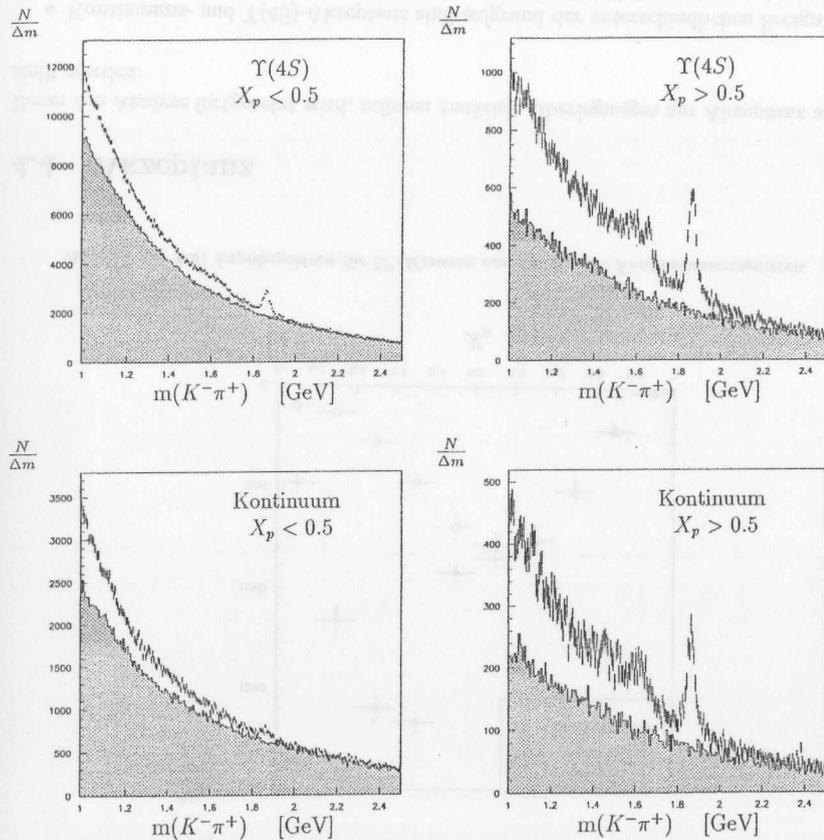


Abbildung 4.7: Massenspektren für $\Upsilon(4S)$ - und für Kontinuumsdaten oberhalb und unterhalb von $X_p = 0.5$. Die ausgefüllten Flächen zeigen die $K^+\pi^+$ -Massenverteilungen, die den kombinatorischen Untergrund repräsentieren.

gangenen Anteil des möglichen Impulsübertrages angibt:

$$X_p = \frac{p}{p_{max}} \quad \text{mit} \quad p_{max} = \sqrt{E_{Strahl}^2 - m_{D^0}^2} \quad (4.3)$$

Abb. 4.7 zeigt die $K^-\pi^+$ -Massenverteilungen für alle Kontinuums- und $\Upsilon(4S)$ -Daten getrennt für $X_p < 0.5$ und $X_p > 0.5$. Die graue Fläche spiegelt den Anteil des kombinatorischen Untergrundes wieder, der durch die $K^+\pi^+$ -Kombinationen ermittelt wurde.

Hier bietet sich eine Gelegenheit, den Skalierungsfaktor zu überprüfen. Aufgrund der Impulserhaltung erwartet man D^0 -Mesonen, die aus B-Zerfällen kommen, nur im Bereich

von $X_p < 0.5$. In den rechten Histogrammen der Abb. 4.7 sollten also auch die D^0 , die bei der $\Upsilon(4S)$ -Energie aufgenommen wurden, aus Kontinuumsreaktionen stammen. Eine Anpassung der beiden Diagramme aneinander liefert den Skalierungsfaktor. Es ergab sich der bereits zuvor ermittelte Wert von 2.18. Der Fehler, der aus dem Skalierungsfaktor resultiert, beträgt 2% auf die Anzahl der Kontinuums- D^0 . Abb. 4.8 zeigt einen Vergleich

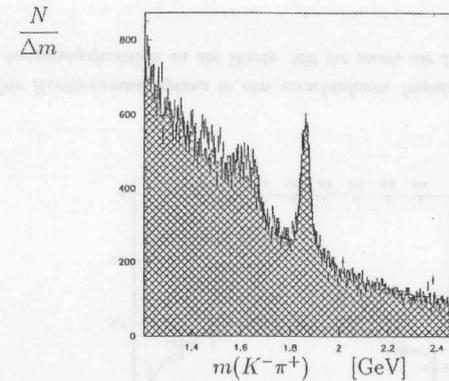


Abbildung 4.8: Das Histogramm zeigt einen Vergleich der Massenspektren aus Ereignissen, die bei der Energie der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz aufgenommen wurden und denen aus reinen Kontinuumsereignissen, die mit dem Skalierungsfaktor multipliziert wurden. In beiden Fällen wurden nur Ereignisse mit einem skalierten Impuls größer als 0.5 gewählt, da hier nur noch D^0 aus Kontinuumsereignissen zu erwarten sind.

der skalierten Kontinuumsdaten mit denen auf der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz.

Für die Analyse wurden in 10 Intervallen des skalierten Impulses die $K^-\pi^+$ - und die $K^+\pi^+$ -Verteilungen sowohl in den $\Upsilon(4S)$ -Daten als auch im Kontinuum erzeugt.

Zunächst wurden die Verteilungen der beiden gleichgeladenen Spuren mit dem Polynom 3. Grades angepaßt. Die so erhaltenen Kurven wurden, mit den sich aus den Fehlern ergebenden Fehlern versehen, von den $K^-\pi^+$ -Verteilungen abgezogen. Eine Anpassung an die daraus resultierenden Spektren ergab die Parameter für die verbliebenen Untergrundbeiträge und das Signal. Die Ergebnisse sind in Tab. 4.1 zusammengefaßt. Zur Bestimmung der systematischen Fehler wurden die Anpassungen mehrere Male wiederholt, wobei der Parameter a_8 innerhalb seiner Fehlergrenzen, sowie verwendeten Schnitte variiert wurden, um ihren Einfluß auf das Ergebnis abschätzen zu können.

In Abb. 4.9 sind die Resultate graphisch dargestellt. Die Kontinuumsdaten wurden bereits mit dem Skalierungsfaktor multipliziert. Der zusätzliche Fehler, der dadurch entsteht, wird später berücksichtigt.

Um die Anzahl der D^0 aus B-Zerfällen zu erhalten, muß der Kontinuumsanteil abgezogen werden. Zu diesem Zweck glättet man das abzuziehende Spektrum, indem man es mit einer Fragmentationsfunktion anpaßt und das Resultat dieser Anpassung von den $\Upsilon(4S)$ -Daten abzieht.

X_p	$\Upsilon(4S)$			Kontinuum		
	N_{D^0}	σ_{stat}	σ_{sys}	N_{D^0}	σ_{stat}	σ_{sys}
0.0 - 0.1	481 ±	48 ±	13	48 ±	14 ±	3
0.1 - 0.2	1157 ±	72 ±	18	60 ±	20 ±	2
0.2 - 0.3	1591 ±	75 ±	19	124 ±	23 ±	5
0.3 - 0.4	1660 ±	59 ±	20	217 ±	28 ±	4
0.4 - 0.5	917 ±	42 ±	16	317 ±	30 ±	5
0.5 - 0.6	845 ±	42 ±	15	358 ±	32 ±	9
0.6 - 0.7	760 ±	35 ±	14	344 ±	31 ±	10
0.7 - 0.8	509 ±	26 ±	14	234 ±	27 ±	8
0.8 - 0.9	211 ±	19 ±	5	95 ±	17 ±	5
0.9 - 1.0	23 ±	6 ±	2	7 ±	6 ±	4

Tabelle 4.1: Ergebnisse der Anpassungsprozedur an die Kontinuums- bzw. $\Upsilon(4S)$ -Daten.

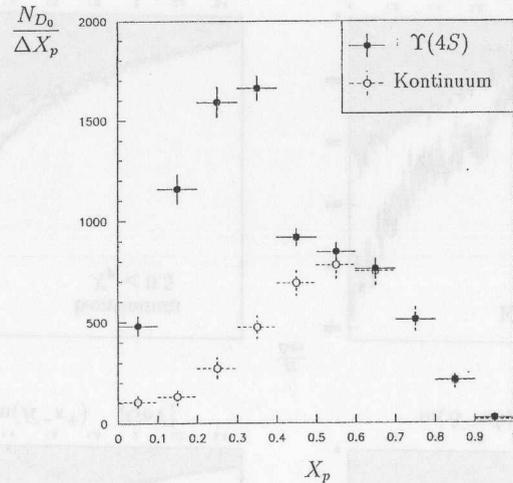


Abbildung 4.9: Impulsspektren für D^0 -Mesonen aus $\Upsilon(4S)$ - und Kontinuumsereignissen.

4.4 Akzeptanz

Bevor die Analyse fortgesetzt wird, müssen zunächst Überlegungen zur Akzeptanz angestellt werden:

- Kontinuums- und $\Upsilon(4S)$ -Akzeptanz sind aufgrund der unterschiedlichen Ereignistopologie verschieden. (Kontinuumsereignisse: jetartig; $\Upsilon(4S)$ -Ereignisse: sphärisch)
- Die Akzeptanz ist nicht über den gesamten X_p -Bereich konstant

Dies eröffnet zwei Möglichkeiten, wie man den Kontinuumsanteil von den $\Upsilon(4S)$ -Daten abziehen kann.

Die erste, die in früheren ARGUS-Analysen verwendet wurde, besteht darin, zunächst alle Daten mit der Kontinuumsakzeptanz zu korrigieren, dann das korrigierte Spektrum der Kontinuumsdaten mit der Lund-Fragmentationsfunktion zu glätten, das Resultat von den $\Upsilon(4S)$ -Daten abzuziehen und das so erhaltene Spektrum wiederum mit der Kontinuumsakzeptanz zu multiplizieren, um dann schließlich durch erneutes Korrigieren, diesmal mit der $\Upsilon(4S)$ -Akzeptanz, die gewünschte Verteilung zu erhalten. Dieses Verfahren hat den Nachteil, daß durch das Dividieren und Multiplizieren der $\Upsilon(4S)$ -Daten mit der Kontinuumsakzeptanz der Fehler sehr groß wird.

Die zweite Möglichkeit, die in dieser Analyse verwendet wird, besteht darin, die Lund-Fragmentationsfunktion mit einer Funktion zu multiplizieren, die den Verlauf der Kontinuumsakzeptanz widerspiegelt. Mit dieser Funktion kann man das unkorrigierte Spektrum direkt glätten und von den $\Upsilon(4S)$ -Daten abziehen. Das Ergebnis muß dann nur noch einmal mit der entsprechenden Akzeptanz korrigiert werden. Auf diese Weise wird verhindert, daß der Fehler der Kontinuumsakzeptanz zweimal zum Gesamtfehler beiträgt.

4.4.1 Kontinuumsakzeptanz

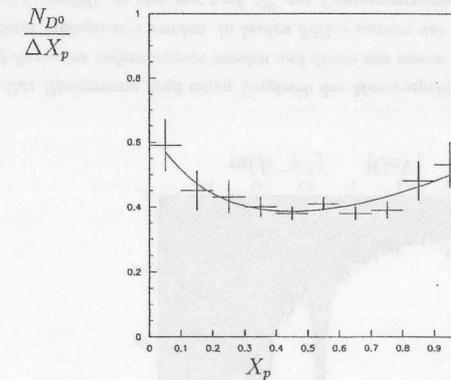


Abbildung 4.10: Die Kontinuumsakzeptanz in den verschiedenen Impulsbereichen. Die durchgezogene Kurve zeigt eine Anpassungsfunktion an die Werte. Mit ihr wurde die Lund-Fragmentationsfunktion gefaltet.

Es wurden mit MOPEK 4.3 in jedem Impulsbereich etwa 5000 D^0 bei einer Energie von 10.46 GeV erzeugt, die in den untersuchten Kanal zerfielen. Anschließend wurden sie durch SIMARG einer Detektorsimulation unterzogen und dann mit RECO 13 rekonstruiert. Mit Hilfe der rekonstruierten und der generierten Daten wurde die Akzeptanz in allen 10 Intervallen von X_p bestimmt. Abb. 4.10 zeigt das Ergebnis unter Berücksichtigung der in allen Impulsbereichen gleichermaßen vorgenommenen Schnitte. Die Verteilung der

Werte kann mit einem Polynom 2. Grades und demselben Polynom, multipliziert mit einer Exponentialfunktion, angepaßt werden. Der Schnitt auf $\cos(\theta_K)$, der zusätzlich bei Daten mit $X_p < 0.5$ angewendet wurde, bewirkt eine weitere Senkung der Akzeptanz um 10 %. Dies führt zu einem Sprung in der Korrekturfunktion $f_{Korr.}$.

$$f_{Korr.}(X_p < 0.5) = 0.46 \cdot (1 + e^{-5 \cdot X_p}) \cdot (0.7 + 0.1 \cdot X_p + 0.52 \cdot X_p^2) \quad (4.4)$$

$$f_{Korr.}(X_p > 0.5) = 0.506 \cdot (1 + e^{-5 \cdot X_p}) \cdot (0.7 + 0.1 \cdot X_p + 0.52 \cdot X_p^2) \quad (4.5)$$

4.4.2 $\Upsilon(4S)$ -Akzeptanz

X_p	$\Upsilon(4S)$ -Akzeptanz
0.0 - 0.1	0.478 ± 0.020
0.1 - 0.2	0.472 ± 0.008
0.2 - 0.3	0.485 ± 0.007
0.3 - 0.4	0.488 ± 0.007
0.4 - 0.5	0.505 ± 0.011

Tabelle 4.2: Akzeptanz für $\Upsilon(4S)$ -Ereignisse in den verschiedenen Impulsbereichen.

Nach Subtraktion des Kontinuumsanteils werden die verbleibenden $\Upsilon(4S)$ -Daten mit der Akzeptanz korrigiert.

4.5 Ergebnis

Das Impulsspektrum der D^0 aus Kontinuumsereignissen wird mit der Funktion

$$F(X_p) = f_{Korr.}(X_p) \cdot f_{Lund}(z) \quad (4.6)$$

mit

$$z = \frac{2 \cdot E_{Hadron}}{E_{max.}} = \frac{2 \cdot \sqrt{X_p^2(\frac{s}{4} - m_{D^0}^2) + m_{D^0}^2}}{\sqrt{s}} \quad (4.7)$$

angepaßt.

Für die Parameter der Lund-Fragmentationsfunktion ergaben sich die folgenden Werte:

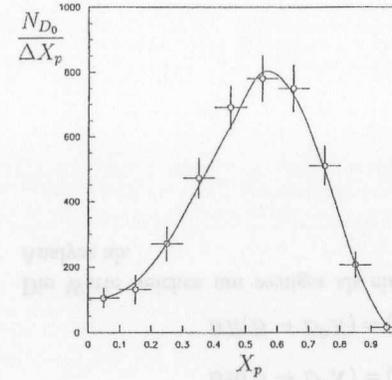
$$\alpha = 2.5 \pm 0.2 \quad (4.8)$$

$$\beta = (0.94 \pm 0.07) GeV^{-2} \quad (4.9)$$

Das Resultat ist in Abb. 4.11 zu sehen.

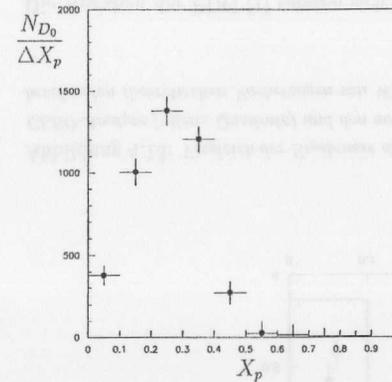
Die Fehler in der Tabelle ergeben sich aus den Fehlern der Akzeptanzbestimmung in den jeweiligen Impulsbereichen und den Fehlern von α , β und der Skalierung der Lundfunktion in den einzelnen Impulsbereichen.

Zieht man die D^0 -Mesonen des Kontinuums von denen der $\Upsilon(4S)$ -Daten ab, so erhält man das Impulsspektrum der D^0 aus B-Zerfällen. Es ist in Abb. 4.12 dargestellt. Dieses



X_p	Anzahl der Kontinuums- D^0	
	N_{D^0}	σ_{stat}
0.0 - 0.1	105 ±	33
0.1 - 0.2	153 ±	36
0.2 - 0.3	212 ±	42
0.3 - 0.4	455 ±	47
0.4 - 0.5	646 ±	51
0.5 - 0.6	819 ±	54
0.6 - 0.7	746 ±	50
0.7 - 0.8	502 ±	36
0.8 - 0.9	204 ±	22
0.9 - 1.0	18 ±	5

Abbildung 4.11: Das Histogramm zeigt die Anpassung der Funktion $F(X_p)$ an das Impulsspektrum der D^0 -Mesonen aus Kontinuumsereignissen. Die Tabelle gibt für jedes Intervall die Anzahl der D^0 aus Kontinuumsereignissen an, wie sie sich aus der Anpassung ergeben.



X_p	Anzahl der $\Upsilon(4S)$ - D^0		
	N_{D^0}	σ_{stat}	σ_{sys}
0.0 - 0.1	376 ±	58 ±	13
0.1 - 0.2	1004 ±	80 ±	18
0.2 - 0.3	1379 ±	86 ±	19
0.3 - 0.4	1205 ±	75 ±	20
0.4 - 0.5	271 ±	66 ±	16

Abbildung 4.12: Impulsspektrum der D^0 aus $\Upsilon(4S)$ -Zerfällen.

Spektrum muß mit der $\Upsilon(4S)$ -Akzeptanz korrigiert werden. Man erhält in den einzelnen Impulsbereichen die in Tab. 4.3 zusammengefaßten Werte. Unter Berücksichtigung des zusätzlichen systematischen Fehlers von ± 63 , der durch die Unsicherheit in der Bestimmung des Skalierungsfaktors zustande kommt, ergibt sich für die Anzahl der in den Daten insgesamt gefundenen D^0 -Mesonen, die aus B-Zerfällen stammen und in ein negatives Kaon und ein positives Pion zerfallen:

$$\#(D^0 \rightarrow K^- \pi^+) = 8763 \pm 340 \pm 126 \quad (4.10)$$

X_p	# D^0 aus B		
	N_{D^0}	σ_{stat}	σ_{sys}
0.0 - 0.1	787	± 121	± 43
0.1 - 0.2	2127	± 169	± 52
0.2 - 0.3	2843	± 177	± 57
0.3 - 0.4	2469	± 154	± 54
0.4 - 0.5	537	± 131	± 34

Tabelle 4.3: Die Anzahl der D^0 aus B-Zerfällen in den einzelnen Impulsbereichen. (Akzeptanzkorrigiert)

Nach [1] ist das Verzweigungsverhältnis für den D^0 -Zerfallskanal

$$BR(D^0 \rightarrow K^- \pi^+) = 0.0384 \pm 0.0013 \quad (4.11)$$

Damit erhält man für die Gesamtzahl der vorhandenen D^0 -Mesonen:

$$\#D^0 = 228000 \pm 8800 (\sigma_{stat}) \pm 3300 (\sigma_{sys}) \pm 7700 (\sigma_{BR}) \quad (4.12)$$

Hierbei wurde der Fehler, der aus der Unsicherheit des Verzweigungsverhältnisses des D^0 in K^- und π^+ resultiert, getrennt als dritter Fehlerbeitrag angegeben, da er völlig experimentunabhängig ist.

Da für die Analyse insgesamt 375000 ± 18000 B-Mesonen zur Verfügung standen, ergibt sich für das inklusive Verzweigungsverhältnis:

$$\begin{aligned} BR(B \rightarrow D^0 X) &= (60.8 \pm 2.3 (\sigma_{stat}) \pm 3.0 (\sigma_{sys}) \pm 2.0 (\sigma_{BR}))\% \\ &= (60.8 \pm 4.3)\% \end{aligned} \quad (4.13)$$

4.5.1 Vergleich mit anderen Messungen

In [27] finden sich die von CLEO aufgenommenen Impulsspektren für D^0 -Mesonen aus B-Zerfällen.

Abb. 4.13 zeigt einen Vergleich der Ergebnisse dieser Analyse mit den CLEO-Resultaten und den von Wirbel und Wu [16] vorhergesagten theoretischen Verteilungen. Die durchgezogene Linie gibt das Ergebnis unter Verwendung des „Modells freier Quarks“ an.

Man erkennt, daß die experimentellen Ergebnisse zwar innerhalb ihrer Fehler gut übereinstimmen, es jedoch deutliche Abweichungen zwischen Experiment und Theorie im Bereich kleiner skalierten Impulse gibt. Das gemessene Spektrum ist weicher als das von Wirbel und Wu vorhergesagte. Dies könnte ein Hinweis darauf sein, daß der dem theoretischen Modell zugrundeliegende Faktorisierungsansatz im fraglichen Impulsbereich nicht anwendbar ist, da es zur Wechselwirkung zwischen den beteiligten Quarks kommt.

Ein Vergleich der Werte für das Verzweigungsverhältnis ergibt:

$$BR(B \rightarrow D^0 X) = (60.8 \pm 4.3)\% \quad \text{diese Analyse} \quad (4.14)$$

$$BR(B \rightarrow D^0 X) = (60.7 \pm 5.2)\% \quad \text{CLEO 1992} \quad (4.15)$$

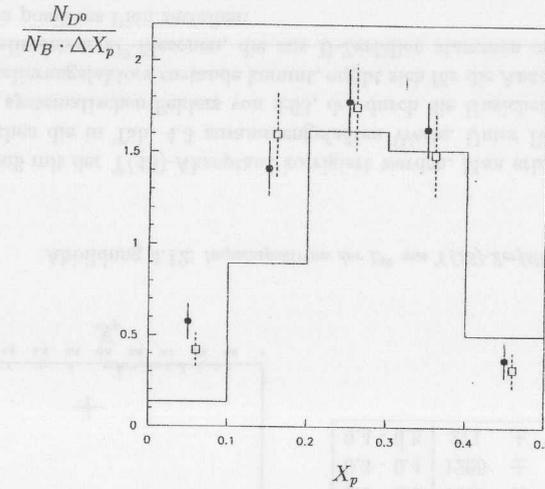


Abbildung 4.13: Vergleich der Ergebnisse dieser Analyse (schwarze Punkte) mit den Ergebnissen einer CLEO-Analyse (offene Quadrate) und den auf dem Faktorisierungsansatz und dem Modell freier Quarks beruhenden theoretischen Vorhersagen von Wirbel und Wu [16]. (durchgezogene Kurve)

Die Angaben der PDG [1] setzen sich aus dem CLEO-Resultat und einer alten ARGUS-Messung [34] zusammen:

$$BR(B \rightarrow D^0 X) = (58 \pm 5.0)\% \quad \text{PDG} \quad (4.16)$$

Neuere Ergebnisse wurden von CLEO 1995 [29] und 1997 [30] vorgestellt.

$$BR(B \rightarrow D^0 X) = (64.6 \pm 3.2)\% \quad \text{CLEO 1995} \quad (4.17)$$

$$BR(B \rightarrow D^0 X) = (63.6 \pm 3.0)\% \quad \text{CLEO 1997} \quad (4.18)$$

Die Werte weichen um weniger als eine Standardabweichung von dem Ergebnis dieser Analyse ab.

Kapitel 5

Analyse der D^+ aus B-Zerfällen

5.1 Die Rekonstruktion der D^+ -Mesonen

D^+ -Mesonen wurden über den Kanal $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ nachgewiesen. Für die Wahl dieses Kanals sprechen die gleichen Gründe wie bei der Analyse im vorherigen Kapitel:

- Im Endzustand treten keine neutralen Teilchen auf.
- Der Endzustand hat eine möglichst kleine Multiplizität.
- Das Verzweigungsverhältnis für den Endzustand ist mit einem Wert von $(9.1 \pm 0.6)\%$ [1] hinreichend groß und genau genug bekannt.

Da es sich um geladene Teilchen handelt, ist der Dreikörperzerfall derjenige mit der geringsten Multiplizität.

Zur Verbesserung des Verhältnisses von Signal zu Untergrund wurden die folgenden zwei Schnitte zusätzlich zu den ARGUS-Standardschnitten vorgenommen:

- $lh_{K,\pi} \geq 0.1$
- $|\cos \theta_K| \leq 0.8$ für $X_p \leq 0.5$

θ_K ist der Winkel zwischen dem Impuls des Kaons im Ruhesystem des D^+ und dem Impuls des D^+ im Laborsystem. Genau wie im Fall des D^0 erwartet man für Spuren aus dem gesuchten Zerfall eine isotrope Verteilung, wohingegen zufällige Kombinationen eine Überhöhung bei +1 aufweisen.

Aufgrund des exponentiellen Anstiegs der inklusiven Kaon- und Pionspektren zu kleinen Impulsen steigt der kombinatorische Untergrund im Massenspektrum $m(K^- \pi^+ \pi^+)$ zu kleinen Massen ebenfalls exponentiell an, fällt dann aber aufgrund von Phasenraumeffekten unterhalb von ca. 1.3 GeV wieder ab. Die $K^- \pi^+ \pi^+$ -Massenverteilungen für $\Upsilon(4S)$ -Daten sind in Abb. 5.1 getrennt für den skalierten Impuls $X_p < 0.5$ und $X_p > 0.5$ dargestellt. Insbesondere die rechte Abbildung, die die Massenverteilung im Bereich $X_p > 0.5$ repräsentiert, zeigt, daß der Untergrund keiner glatten Kurve folgt. Um eine vernünftige Anpassung zu finden, sind Untersuchungen mit Monte-Carlo-Daten notwendig.

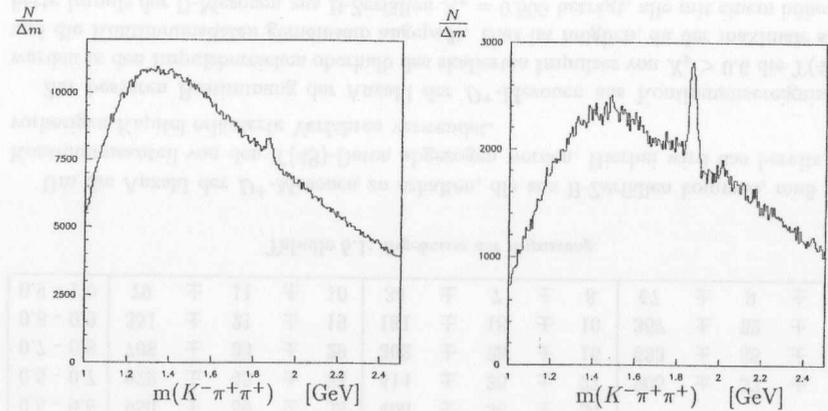


Abbildung 5.1: Das linke Histogramm zeigt die $K^- \pi^+ \pi^+$ -Massenverteilung für $X_p < 0.5$ und das rechte für $X_p > 0.5$.

5.2 Untergrund

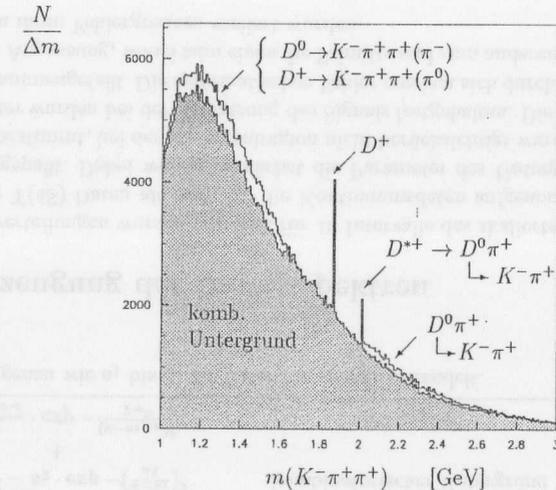


Abbildung 5.2: Die $K^- \pi^+ \pi^+$ -Massenverteilung in Monte-Carlo-Daten. Die graue Fläche zeigt den kombinatorischen Untergrund.

Es standen ca. 100000 mit Mopek 4.3 generierte B-Mesonen zur Verfügung, um Untergrundstudien zu betreiben. Abb. 5.2 zeigt die $K^- \pi^+ \pi^+$ -Massenverteilung in diesen Monte-

Carlo-Daten. Die graue Fläche repräsentiert den kombinatorischen Untergrund. Man sieht, daß links neben dem D^+ -Signal noch eine Überhöhung vorhanden ist. Sie stammt von den folgenden beiden Zerfällen:

$$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ (\pi^-) \quad (5.1)$$

und

$$D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ (\pi^0), \quad (5.2)$$

wobei das dritte Pion nicht rekonstruiert wird.

Weiter gibt es eine Überhöhung des Untergrundes oberhalb von etwa 2 GeV mit einer scharfen Resonanz an der linken Seite. Dieses Reflexionssignal stammt von D^0 -Zerfällen in $K^- \pi^+$, die mit einem beliebigen weiteren Pion kombiniert wurden. Der Peak bei etwas mehr als 2 GeV rührt von folgendem Zerfall her:

$$D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+ \quad \text{mit} \quad D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \quad (5.3)$$

Für die Analyse kann man die Reflexion oberhalb von 2 GeV ausschließen, indem man nur solche $K^- \pi^+ \pi^+$ Kombinationen zuläßt, bei denen keines der $K^- \pi^+$ -Paare im Bereich der D^0 -Masse liegt. Daher wurde folgender Schnitt zusätzlich eingeführt:

$$M(K^- \pi^+) < 1.86 \text{ GeV} \text{ oder } M(K^- \pi^+) > 1.87 \text{ GeV} \text{ (für beide Pionen)}$$

5.3 Anpassungsprozedur

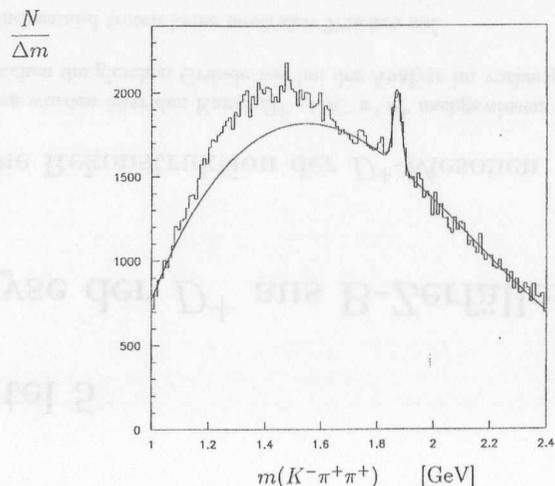


Abbildung 5.3: Die $K^- \pi^+ \pi^+$ -Massenverteilung im Impulsbereich von $0.5 < X_p < 0.6$. Die durchgezogene Linie zeigt eine Anpassung an die Daten.

Der Bereich der Reflexion zwischen 1.1 GeV und 1.65 GeV wurde bei der Analyse nicht berücksichtigt.

Abb. 5.3 zeigt ein Beispiel der Anpassung an die Daten mit der folgenden Funktion:

Anpassungsfunktion	Anteil des Spektrums
$a_1 \cdot \sqrt{x^2 - a_2} \cdot \exp -\left(\frac{x-a_3}{a_4}\right)^2$	kombinatorischer Untergrund
$a_5 \cdot \frac{1}{\sqrt{2 \cdot \pi \cdot \sigma}} \cdot \exp -\frac{(x-m_{D^+})^2}{2 \cdot \sigma^2}$	D^+ -Signal

σ wurde genau wie a_1 bis a_4 als freier Parameter behandelt.

5.4 Erzeugung der Impulsspektren

Die Massenverteilungen wurden getrennt für 10 Intervalle des skalierten Impulses X_p sowohl für die $\Upsilon(4S)$ -Daten als auch für die Kontinuumsdaten aufgenommen und mit der Funktion angepaßt. Dabei wurden zunächst die Parameter des Untergrundes durch eine Anpassung bestimmt, bei der die Signalregion nicht berücksichtigt wurde. Die so gefundenen Parameter wurden bei der Anpassung des Signals festgehalten. Die Ergebnisse sind in Tab. 5.1 zusammengefaßt. Die systematischen Fehler ergeben sich durch mehrmaliges Wiederholen der Anpassung, wobei zum einen die Schnitte und zum anderen die festgehaltenen Parameter in ihren Fehlergrenzen variiert wurden.

X_p	$\Upsilon(4S)$			Kontinuum			Mittel		
	N_{D^+}	σ_{stat}	σ_{sys}	N_{D^+}	σ_{stat}	σ_{sys}	N_{D^+}	σ_{stat}	σ_{sys}
0.0 - 0.1	200	± 42	± 16	0	± 1	± 15			
0.1 - 0.2	739	± 68	± 29	20	± 9	± 20			
0.2 - 0.3	1186	± 91	± 41	125	± 27	± 28			
0.3 - 0.4	1491	± 84	± 48	232	± 29	± 32			
0.4 - 0.5	1031	± 63	± 35	332	± 38	± 32			
0.5 - 0.6	950	± 59	± 35	406	± 38	± 34			
0.6 - 0.7	929	± 45	± 33	414	± 30	± 27	905	± 37	± 34
0.7 - 0.8	708	± 33	± 29	302	± 28	± 16	683	± 35	± 23
0.8 - 0.9	351	± 21	± 19	181	± 18	± 10	367	± 22	± 14
0.9 - 1.0	79	± 11	± 10	34	± 7	± 8	67	± 9	± 10

Tabelle 5.1: Ergebnisse der Anpassung.

Um die Anzahl der D^+ -Mesonen zu erhalten, die aus B-Zerfällen kommen, muß der Kontinuumsanteil von den $\Upsilon(4S)$ -Daten abgezogen werden. Hierbei wird das bereits im vorherigen Kapitel erläuterte Verfahren verwendet.

Zur besseren Bestimmung der Anzahl der D^+ -Mesonen aus Kontinuumsereignissen wurden in den Impulsbereichen oberhalb des skalierten Impulses von $X_p > 0.6$ die $\Upsilon(4S)$ - und die Kontinuumsdaten gemeinsam angepaßt. Dies ist möglich, da der maximale skalierte Impuls der D-Mesonen aus B-Zerfällen $X_p = 0.505$ beträgt, alle mit einem höheren

Impuls also zwangsweise aus Kontinuumsereignissen stammen. Die entsprechenden Ergebnisse sind in Tab. 5.1 in der rechten Spalte unter „Mittel“ gezeigt.

Die sich aus allen Werten ergebenden Spektren für $\Upsilon(4S)$ - und skalierte Kontinuumsdaten sind in Abb. 5.4 dargestellt.

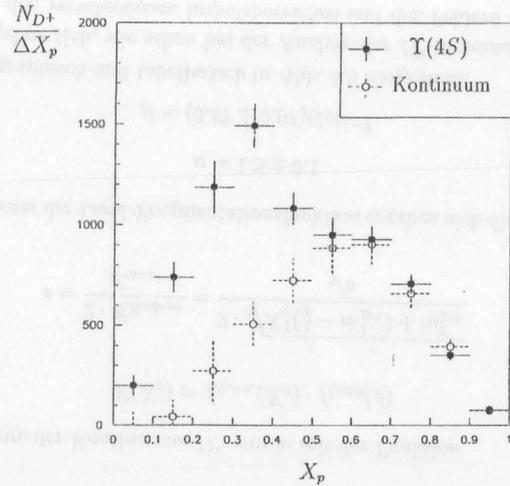


Abbildung 5.4: Impulsspektren für D^+ aus $\Upsilon(4S)$ - und Kontinuumsereignissen.

5.5 Akzeptanz

5.5.1 Kontinuum

Zur Bestimmung der Kontinuumsakzeptanz wurden mit MOPEK 4.3 D^+ -Mesonen bei einer Energie von 10.46 GeV generiert, die in den Endzustand $K^-\pi^+\pi^+$ zerfielen. Nach der Detektorsimulation und der Rekonstruktion wurde mit ihnen die Akzeptanz in den verschiedenen Bereichen des skalierten Impulses bestimmt. Dazu wurde die Analyse mit allen generellen Schnitten genauso wie mit den Meßdaten durchgeführt. Lediglich der Schnitt auf $\cos\Theta_K$ wurde getrennt untersucht, da er nicht in allen Impulsbereichen angewendet wurde.

Es gelang, die Form des Akzeptanzverlaufes durch eine mathematische Funktion zu beschreiben, mit der die Lund-Fragmentationsfunktion korrigiert werden konnte. Zu beachten ist weiterhin, daß durch den Schnitt auf $\cos\Theta_K$ die Akzeptanz bei den skalierten Impulsen unterhalb von 0.5 um nochmal 10 % reduziert wird. Dadurch entsteht ein Sprung in der Funktion, mit der schließlich das Kontinuumspektrum angepaßt wird.

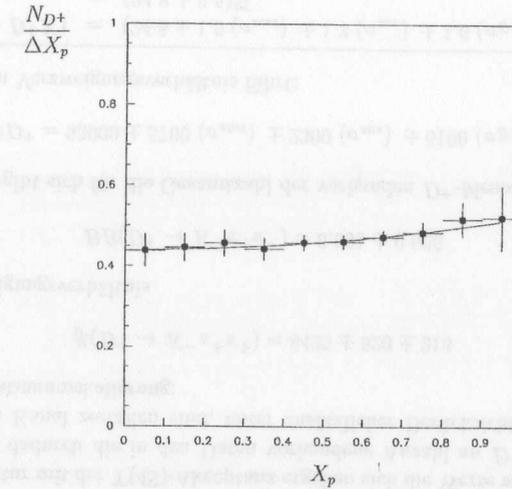


Abbildung 5.5: Kontinuumsakzeptanz in den verschiedenen Impulsbereichen. Die durchgezogene Kurve zeigt die Anpassung eines Polynoms an die Werte.

In diesem Fall konnte der Akzeptanzverlauf mit der folgenden Funktion beschrieben werden:

$$f_{Korr.}(X_p < 0.5) = 0.44 + 0.08 \cdot X_p^2 \quad (5.4)$$

$$f_{Korr.}(X_p > 0.5) = 0.484 + 0.088 \cdot X_p^2 \quad (5.5)$$

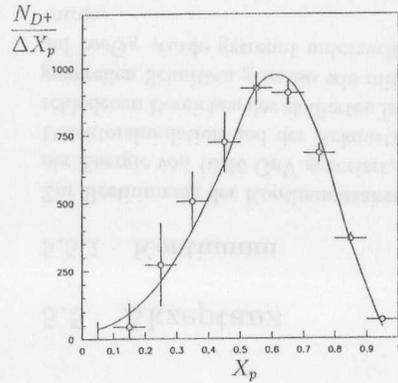
5.5.2 $\Upsilon(4S)$

Nachdem die Kontinuumsdaten von den $\Upsilon(4S)$ -Daten abgezogen wurden, müssen letztere mit der $\Upsilon(4S)$ -Akzeptanz korrigiert werden. Zu deren Bestimmung wurden, ebenfalls mit MOPEK 4.3, D^+ -Mesonen erzeugt, die in den gewünschten Kanal zerfielen und aus $\Upsilon(4S)$ -Zerfällen stammten. Durch einen Vergleich von generierten und rekonstruierten D^+ -Mesonen wurde für jeden Impulsbereich die Akzeptanz ermittelt. Tab. 5.2 zeigt die Ergebnisse.

X_p	$\Upsilon(4S)$ -Akzeptanz
0.0 - 0.1	0.327 ± 0.017
0.1 - 0.2	0.375 ± 0.006
0.2 - 0.3	0.375 ± 0.005
0.3 - 0.4	0.421 ± 0.005
0.4 - 0.5	0.5 ± 0.007

Tabelle 5.2: Akzeptanz für $\Upsilon(4S)$ -Ereignisse in den verschiedenen Impulsbereichen

5.6 Ergebnisse



X_p	Anzahl der Kontinuums- D^+	
	N_{D^+}	σ_{stat}
0.0 - 0.1	36 ±	31
0.1 - 0.2	95 ±	41
0.2 - 0.3	212 ±	57
0.3 - 0.4	340 ±	76
0.4 - 0.5	643 ±	90
0.5 - 0.6	925 ±	97
0.6 - 0.7	957 ±	91
0.7 - 0.8	739 ±	67
0.8 - 0.9	354 ±	35
0.9 - 1.0	50 ±	9

Abbildung 5.6: Das Histogramm zeigt den Fit der Funktion $F(X_p)$ an das Impulsspektrum der D^+ -Mesonen, die aus Kontinuumsereignissen stammen. Die Tabelle zeigt die Anzahl der D^+ -Mesonen in jedem Intervall, wie sie sich aus der Anpassung ergibt.

Das Impulsspektrum der Kontinuums- D^+ wurde mit der Funktion

$$F(X_p) = f_{Korr.}(X_p) \cdot f_{Lund}(z) \quad (5.6)$$

mit

$$z = \frac{2 \cdot E_{Hadron}}{E_{max.}} = \frac{2 \cdot \sqrt{X_p^2 \left(\frac{s}{4} - m_{D^+}^2\right) + m_{D^+}^2}}{\sqrt{s}} \quad (5.7)$$

angepaßt.

Für die Parameter der Lund-Fragmentationsfunktion ergaben sich die folgenden Werte:

$$\alpha = 1.8 \pm 0.1 \quad (5.8)$$

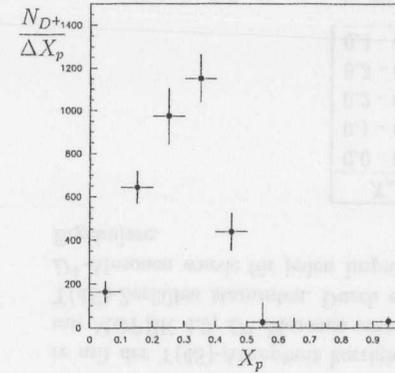
$$\beta = (0.87 \pm 0.07) GeV^{-2} \quad (5.9)$$

Das Resultat ist graphisch und tabellarisch in Abb. 5.6 dargestellt.

Die Fehler ergeben sich, wie schon bei der Analyse der D^0 -Mesonen, aus den Fehlern der Akzeptanz in den verschiedenen Impulsbereichen und den Fehlern der Parameter der Lundfunktion unter Berücksichtigung der Korrelationen zwischen den einzelnen Beiträgen.

Der durch die Kontinuumskalierung entstehende Fehler beträgt in diesem Fall ± 58 . Man erhält ihn aus der Gesamtzahl der Kontinuumsdaten, die sich um etwa 2% ändern kann, korrigiert mit der $\Upsilon(4S)$ -Akzeptanz. Dieser Wert wird am Schluß zu dem systematischen Fehler des Ergebnisses hinzuaddiert.

Die so ermittelten Kontinuumsbeiträge können von den $\Upsilon(4S)$ -Daten abgezogen werden. Die Ergebnisse sind in Abb. 5.7 dargestellt.



X_p	Anzahl der $\Upsilon(4S)$ - D^+		
	N_{D^+}	σ_{stat}	σ_{sys}
0.0 - 0.1	164 ±	52 ±	16
0.1 - 0.2	644 ±	79 ±	29
0.2 - 0.3	974 ±	107 ±	41
0.3 - 0.4	1151 ±	113 ±	48
0.4 - 0.5	438 ±	109 ±	35

Abbildung 5.7: Impulsspektrum für D^+ aus $\Upsilon(4S)$ -Ereignissen

X_p	# D^+ aus B		
	N_{D^+}	σ_{stat}	σ_{sys}
0.0 - 0.1	501 ±	159 ±	55
0.1 - 0.2	1717 ±	210 ±	82
0.2 - 0.3	2597 ±	285 ±	115
0.3 - 0.4	2734 ±	268 ±	119
0.4 - 0.5	876 ±	218 ±	71

Tabelle 5.3: Die Anzahl der D^+ aus B-Zerfällen in den einzelnen Impulsbereichen. (Akzeptanzkorrigiert)

Durch Korrektur mit der $\Upsilon(4S)$ -Akzeptanz ergeben sich die Werte aus Tab. 5.3. Insgesamt erhält man dadurch die in den Daten vorhandene Anzahl an D^+ -Mesonen, die in den untersuchten Kanal zerfallen sind, unter zusätzlicher Berücksichtigung des Fehlers aufgrund der Kontinuumskalierung:

$$\#(D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+) = 8425 \pm 520 \pm 213 \quad (5.10)$$

Mit dem Verzweigungsverhältnis

$$BR(D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+) = 0.091 \pm 0.006 \quad (5.11)$$

nach PDG [1], ergibt sich für die Gesamtzahl der vorhandenen D^+ -Mesonen

$$\#D^+ = 93000 \pm 5700 (\sigma_{stat}) \pm 2300 (\sigma_{sys}) \pm 6100 (\sigma_{BR}), \quad (5.12)$$

was zu folgendem Verzweigungsverhältnis führt:

$$\begin{aligned} BR(B \rightarrow D^+ X) &= (24.8 \pm 1.5 (\sigma_{stat}) \pm 1.3 (\sigma_{sys}) \pm 1.6 (\sigma_{BR}))\% \\ &= (24.8 \pm 2.5)\% \end{aligned} \quad (5.13)$$

5.7 Vergleich mit anderen Experimenten

Das Impulsspektrum der D^+ -Mesonen aus B-Zerfällen wurde 1992 von CLEO [27] gemessen. Abb. 5.8 zeigt einen Vergleich der Ergebnisse mit denen dieser Analyse und den

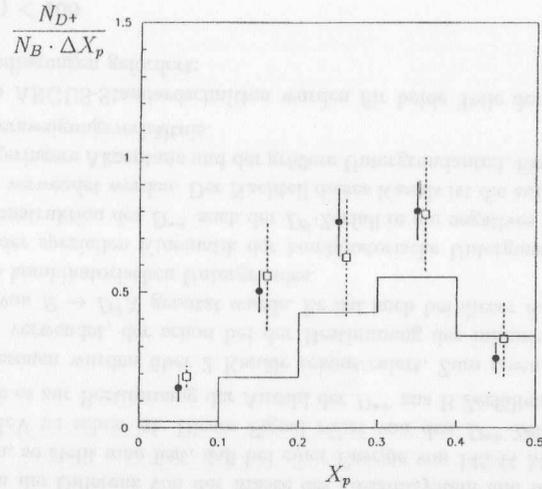


Abbildung 5.8: Vergleich des gemessenen Impulsspektrums (schwarze Punkte) mit dem Ergebnis von CLEO [27] (offene Karos) und den theoretischen Vorhersagen von Wirbel und Wu [16], basierend auf dem Modell freier Quarks (durchgezogene Linie).

theoretischen Vorhersagen von Wirbel und Wu [16]. Beide Ergebnisse stimmen innerhalb der Fehler gut überein, weisen aber deutliche Abweichungen von den theoretischen Vorhersagen auf, und zwar insbesondere im Bereich kleiner skalierten Impulse. Es ergibt sich für die D^+ das gleiche Bild, das sich bereits bei der Analyse der D^0 -Mesonen gezeigt hat. Der größere Fehler der CLEO-Messung ist auf unterschiedliche Analysemethoden, insbesondere bei der Subtraktion des Kontinuumanteils, zurückzuführen. Neuere Untersuchungen von 1995 [29] bzw. 1997 [30] haben deutlich kleinere Fehler, was hauptsächlich durch höhere Statistik begründet ist.

Die Ergebnisse im Vergleich:

$$BR(B \rightarrow D^+ X) = (24.8 \pm 2.5)\% \quad \text{diese Analyse} \quad (5.14)$$

$$BR(B \rightarrow D^+ X) = (24.8 \pm 4.2)\% \quad \text{CLEO 1992} \quad (5.15)$$

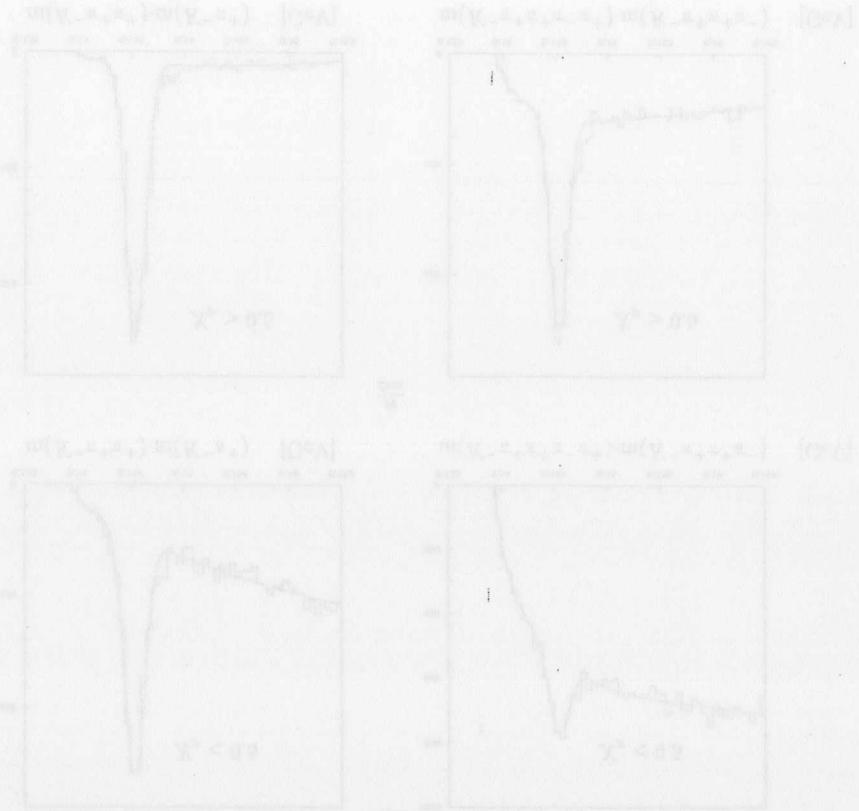
$$BR(B \rightarrow D^+ X) = (25.3 \pm 2.4)\% \quad \text{CLEO 1995} \quad (5.16)$$

$$BR(B \rightarrow D^+ X) = (23.5 \pm 2.7)\% \quad \text{CLEO 1997} \quad (5.17)$$

Leider liegen zu den späteren CLEO-Analysen keine Impulsspektren vor.

Der Wert der PDG [1] setzt sich aus dem 92er Ergebnis von CLEO und der früheren ARGUS-Messung [34] zusammen.

$$BR(B \rightarrow D^+ X) = (24.2 \pm 3.3)\% \quad \text{PDG} \quad (5.18)$$



Kapitel 6

Analyse der D^{*+} aus B-Zerfällen

6.1 Die Rekonstruktion der D^{*+} -Mesonen

Zur Rekonstruktion der D^{*+} -Mesonen wird die spezielle Kinematik des Zerfalls in ein D^0 und ein π^+ ausgenutzt. Aufgrund der geringen Massendifferenz zwischen dem D^0 -Meson und dem D^{*+} beträgt der Q-Wert des Zerfalls nur 5.9 MeV. Daher haben das D^0 und das π^+ ungefähr die gleiche Geschwindigkeit und ihre Impulse zeigen in die gleiche Richtung.

Diese Konstellation ermöglicht die Rekonstruktion der D^{*+} auf folgende Weise:

Zunächst wird ein D^0 rekonstruiert und mit einem positiven Pion kombiniert. Sieht man sich dann die Differenz von der Masse des Gesamtsystem und der Masse des D^0 -Kandidaten an, so stellt man fest, daß bei einer Energie von 145.44 MeV ein Signal der Breite 0.96 MeV zu sehen ist. Dieses Signal rührt von den D^{*+} -Zerfällen her. In der Analyse wurde es zur Bestimmung der Anzahl der D^{*+} aus B-Zerfällen verwendet.

Die D^0 -Mesonen wurden über 2 Kanäle rekonstruiert. Zum einen wurde der Kanal $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ verwendet, der schon bei der Bestimmung des inklusiven Verzweigungsverhältnisses von $B \rightarrow D^0 X$ genutzt wurde. Er hat auch bei dieser Analyse den Vorteil des geringsten kombinatorischen Untergrundes.

Da aufgrund der speziellen Kinematik der kombinatorische Untergrund relativ klein ist, kann zur Rekonstruktion des D^{*+} auch der D^0 -Zerfall in ein negatives Kaon und drei geladene Pionen verwendet werden. Der Nachteil dieses Kanals ist die aufgrund der höheren Multiplizität geringere Akzeptanz und der größere Untergrundanteil. Ein Vorteil ist jedoch das größere Verzweigungsverhältnis.

Neben den ARGUS-Standardschnitten wurden für beide Teile der Analyse folgende zusätzliche Bedingungen gefordert:

- $\chi^2(\pi_{D^*}^+) \leq 100$

Aufgrund des Einflusses der Vielfachstreuung wurde für den χ^2 -Beitrag des Pions aus dem D^{*+} ein weicherer Schnitt gewählt.

- $|m(K^-\pi^+) - m_{D^0}| \leq 4\sigma$ bzw. $|m(K^-\pi^+\pi^+\pi^-) - m_{D^0}| \leq 4\sigma$

Durch diesen Schnitt wird die $(K\pi)$ - bzw. die $(K\pi\pi\pi)$ -Masse auf das experimentelle Massenband beschränkt.

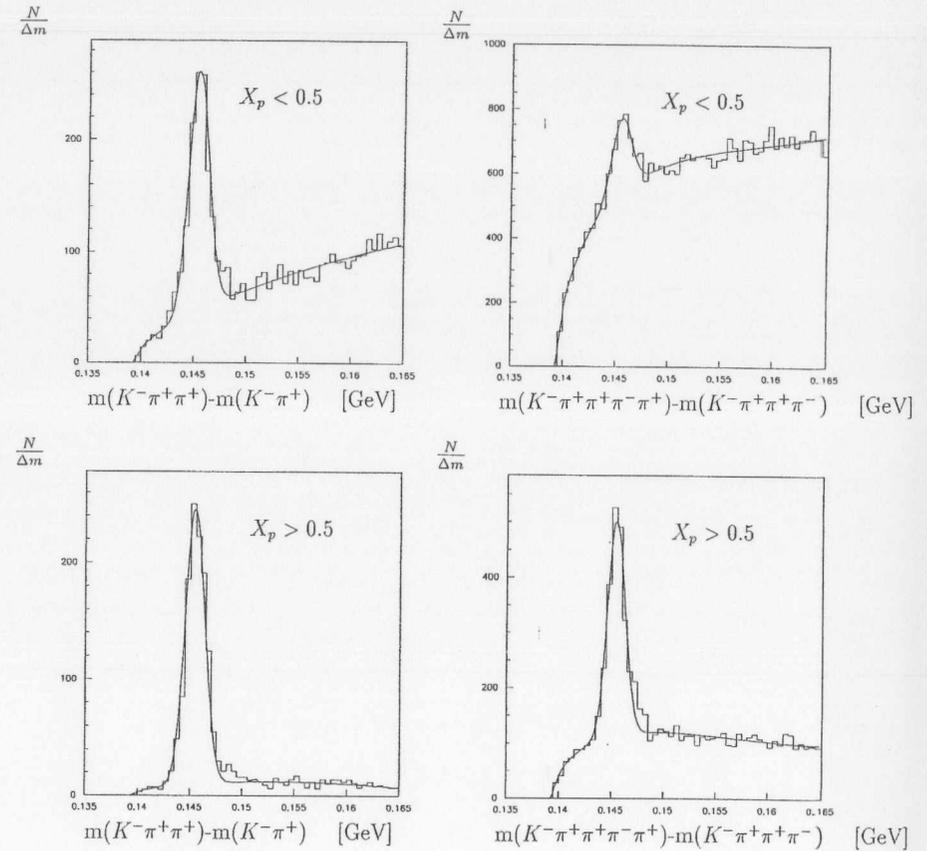


Abbildung 6.1: Massenspektren für $\Upsilon(4S)$ -Daten oberhalb und unterhalb von $X_p = 0.5$. Die Histogramme links zeigen die Verteilungen für den Fall, daß das D^0 über den Kanal $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ nachgewiesen wurde, die rechts die für den Zerfall über $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^+\pi^-$.

- $lh_{K,\pi} \geq 0.01$

Dieser Schnitt konnte gegenüber der D^0 -Analyse gelockert werden, was an der durch die spezielle Kinematik dieses Zerfalls bedingten Sauberkeit des Signals liegt.

Abb. 6.1 zeigt die Massendifferenzverteilungen für beide Ereignistypen in $\Upsilon(4S)$ -Daten für skalierte Impulse kleiner bzw. größer als 0.5. Die Signale wurden mit der folgenden Funktion angepaßt, die in den Histogrammen eingezeichnet ist.

Anpassungsfunktion	Anteil des Spektrums
$(a_1 + a_2 \cdot x + a_3 \cdot x^2) \cdot \sqrt{x - a_4}$	kombinatorischer Untergrund
+	
$a_5 \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \cdot \exp -\frac{(x-(m_{D^{*+}}+Q))^2}{2\sigma^2}$	D^{*+} -Signal in der Massendifferenz

Die Unterteilung wurde gewählt, da D^{*+} -Mesonen, die aus B-Zerfällen stammen, einen maximalen skalierten Impuls von 0.51 haben. Bei hadronischen Zerfällen, die den größten Teil ausmachen, verringert er sich sogar auf 0.501. Man kann also sagen, daß die D^{*+} mit einem skalierten Impuls größer als 0.5 praktisch alle aus Kontinuumsereignissen kommen.

6.2 Erzeugung der Impulsspektren

In der Analyse wurden die Histogramme in 10 Intervallen des skalierten Impulses erstellt und die Verteilungen mit der oben genannten Funktion angepaßt. Die sich so ergebenden Mengen von rekonstruierten D^{*+} -Mesonen sind in Abb. 6.2 graphisch und tabellarisch dargestellt. Der erste Impulsbereich wurde zunächst nicht berücksichtigt, da hier das Pion einen so geringen Impuls hat, daß es im Detektor nicht nachgewiesen werden kann. Das Problem wird später behandelt. Bei den Anpassungen wurde zunächst die Breite des Signals festgehalten. Die Analyse wurde mehrere Male wiederholt, wobei zum einen die Schnitte und zum anderen die Breite des Signals innerhalb seiner Fehler variiert wurde. Daraus ergab sich der systematische Fehler.

Die in der rechten Spalte der Tabelle stehenden Zahlen wurden durch eine gemeinsame Anpassung der $\Upsilon(4S)$ - und der Kontinuumsdaten ermittelt. Dies ist möglich, da, wie oben bereits erwähnt, in den Bereichen des skalierten Impulses oberhalb von 0.5 keine D^{*+} aus B-Zerfällen mehr vorhanden sind. Es handelt sich hier um reine Kontinuumsereignisse, die aus beiden Datensätzen gemittelt werden können.

Die Verwendung dieser Daten bei der Bestimmung der Anzahl der Kontinuums- D^{*+} in den unteren Impulsbereichen liefert eine größere Genauigkeit.

Da auch in diesem Fall die Akzeptanzen für beide Ereignistypen verschieden sind, wird zunächst der Verlauf der Kontinuumsakzeptanz bestimmt, mit der die Lund-Fragmentationsfunktion korrigiert wird. Auf diese Weise vermeidet man das Dividieren und Multiplizieren der $\Upsilon(4S)$ -Daten mit der Kontinuumsakzeptanz, was den Fehler unnötig groß machen würde.

6.3 Akzeptanz

6.3.1 Kontinuum

Zunächst muß der Verlauf der Kontinuumsakzeptanz bestimmt werden. Dazu wurden mit MOPEK 4.3 D^{*+} aus Kontinuumsereignissen bei einer Energie von 10.46 GeV erzeugt, die über die beiden untersuchten Kanäle zerfielen. Mit diesen wurde nach der Simulation des Detektordurchlaufs und der Rekonstruktion die Analyse genauso durchgeführt wie mit den

$D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$ mit $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$									
X_p	$\Upsilon(4S)$			Kontinuum			Mittel		
	$N_{D^{*+}}$	σ_{stat}	σ_{sys}	$N_{D^{*+}}$	σ_{stat}	σ_{sys}	$N_{D^{*+}}$	σ_{stat}	σ_{sys}
0.1 - 0.2	67	± 12	± 3	0	± 1	± 3			
0.2 - 0.3	250	± 20	± 5	17	± 4	± 7			
0.3 - 0.4	346	± 23	± 7	23	± 7	± 5			
0.4 - 0.5	276	± 20	± 6	74	± 10	± 4			
0.5 - 0.6	243	± 18	± 5	116	± 12	± 2	280	± 17	± 3
0.6 - 0.7	318	± 18	± 2	140	± 12	± 1	307	± 17	± 2
0.7 - 0.8	267	± 16	± 2	118	± 11	± 1	270	± 15	± 2
0.8 - 0.9	149	± 13	± 1	68	± 9	± 2	147	± 12	± 2
0.9 - 1.0	43	± 7	± 1	27	± 6	± 1	45	± 7	± 1

$D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$ mit $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^-$									
X_p	$\Upsilon(4S)$			Kontinuum			Mittel		
	$N_{D^{*+}}$	σ_{stat}	σ_{sys}	$N_{D^{*+}}$	σ_{stat}	σ_{sys}	$N_{D^{*+}}$	σ_{stat}	σ_{sys}
0.1 - 0.2	72	± 22	± 12	2	± 6	± 2			
0.2 - 0.3	220	± 33	± 20	25	± 13	± 5			
0.3 - 0.4	391	± 35	± 18	89	± 15	± 8			
0.4 - 0.5	385	± 32	± 15	112	± 17	± 6			
0.5 - 0.6	397	± 29	± 12	179	± 17	± 7	389	± 24	± 12
0.6 - 0.7	504	± 27	± 9	221	± 16	± 6	493	± 22	± 9
0.7 - 0.8	401	± 21	± 4	154	± 14	± 5	380	± 19	± 7
0.8 - 0.9	259	± 17	± 3	105	± 11	± 5	266	± 15	± 5
0.9 - 1.0	98	± 11	± 2	39	± 8	± 4	90	± 10	± 4

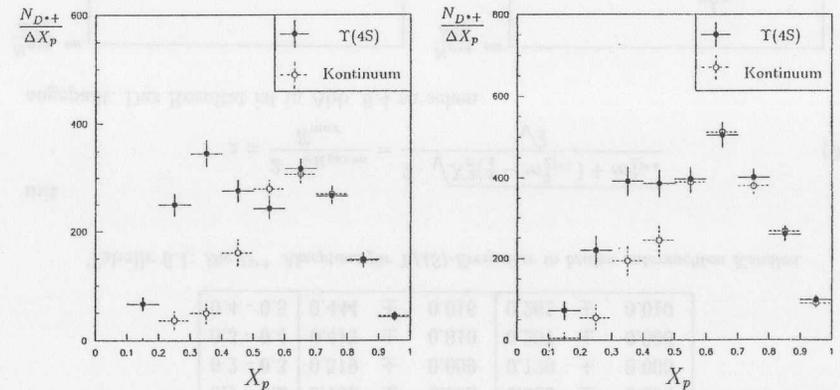


Abbildung 6.2: Die Histogramme zeigen die D^{*+} -Spektren aus $\Upsilon(4S)$ -Ereignissen und aus dem Kontinuum. Auf der linken Seite sind die Spektren zu sehen, die über den Kanal $K^- \pi^+$ ermittelt wurden, und in dem rechten die, die über den Kanal in $K^- \pi^+ \pi^-$ gemessen wurden.

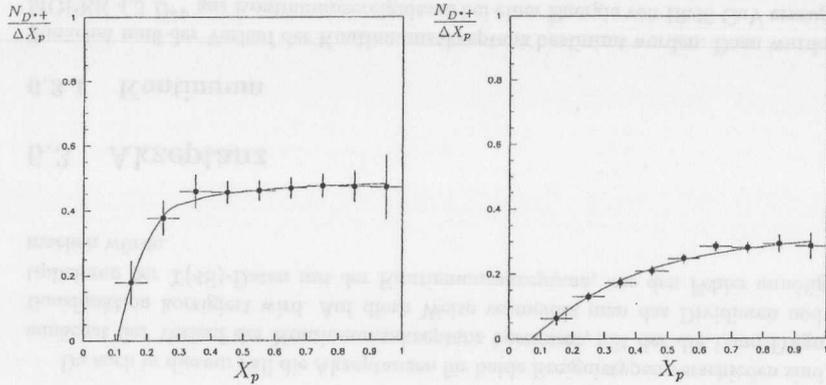


Abbildung 6.3: Kontinuumsakzeptanz für den Kanal $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ (linke Seite) und $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$ (rechte Seite)

Meßdaten. Daraus ergeben sich die in Abb. 6.3 dargestellten Werte. Die durchgezogenen Kurven sind Anpassungen der folgenden Funktionen an die Daten:

$$f_{K\pi}(X_p) = 0.32 \cdot \arctan(20 \cdot (X_p - 0.12)) \quad (6.1)$$

$$f_{K3\pi}(X_p) = 0.24 \cdot \arctan(3.3 \cdot (X_p - 0.07)) \quad (6.2)$$

Mit diesen Funktionen wurde die Lund-Fragmentationsfunktion bei der Anpassung an die Kontinuumsdaten korrigiert.

6.3.2 $\Upsilon(4S)$

Zur weiteren Analyse benötigt man die Akzeptanz für $\Upsilon(4S)$ -Ereignisse. Hierfür wurden ebenfalls mit Mopek 4.3 D^{*+} -Mesonen erzeugt, die aus $\Upsilon(4S)$ -Zerfällen stammten und in die untersuchten Kanäle zerfielen. Dabei wurde darauf geachtet, daß 80% der D^{*+} direkt aus dem Zerfall eines B-Mesons kamen, wohingegen die übrigen 20% über die Zwischenresonanz eines der D^{*+} -Mesonen entstanden, was die Akzeptanz ändern könnte.

Nach der Detektorsimulation und der Rekonstruktion wurde mit diesen Monte-Carlo-Ereignissen die Analyse noch einmal durchgeführt und so die Akzeptanz ermittelt. Die Ergebnisse sind in Tab. 6.1 aufgeführt.

6.4 Ergebnisse

Die Impulsspektren der Kontinuums- D^{*+} wurden mit den Funktionen

$$F(X_p) = f_{K\pi}(X_p) \cdot f_{Lund}(z) \quad (6.3)$$

$$F(X_p) = f_{K3\pi}(X_p) \cdot f_{Lund}(z) \quad (6.4)$$

Akzeptanz der D^{*+} in $\Upsilon(4S)$ -Ereignissen		
X_p	$D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$ mit $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	$D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$ mit $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$
0.0 - 0.1	0.000 \pm 0.000	0.000 \pm 0.000
0.1 - 0.2	0.132 \pm 0.008	0.065 \pm 0.004
0.2 - 0.3	0.319 \pm 0.009	0.129 \pm 0.005
0.3 - 0.4	0.413 \pm 0.010	0.207 \pm 0.006
0.4 - 0.5	0.444 \pm 0.016	0.261 \pm 0.010

Tabelle 6.1: Die D^{*+} Akzeptanz für $\Upsilon(4S)$ -Ereignisse in beiden untersuchten Kanälen.

mit

$$z = \frac{2 \cdot E_{Hadron}}{E_{max}} = \frac{2 \cdot \sqrt{X_p^2 \left(\frac{s}{4} - m_{D^{*+}}^2\right) + m_{D^{*+}}^2}}{\sqrt{s}} \quad (6.5)$$

angepaßt. Das Resultat ist in Abb. 6.4 zu sehen.

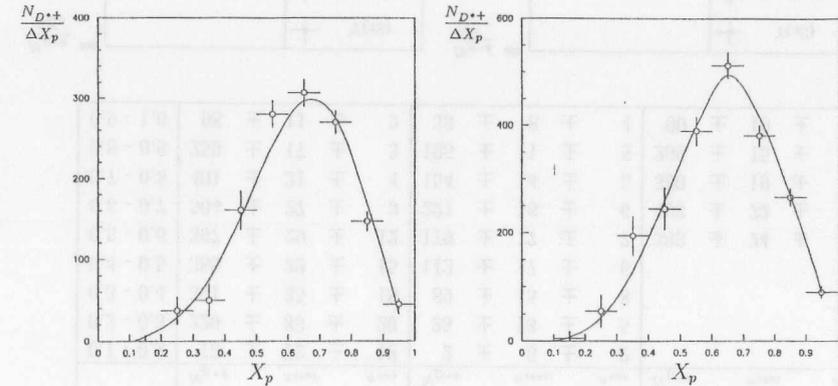


Abbildung 6.4: Die Histogramme zeigen die D^{*+} -Spektren aus Kontinuumsereignissen mit einer Anpassung der Lund-Fragmentationsfunktion, multipliziert mit den Funktionen zur Beschreibung des Verlaufs der Kontinuumsakzeptanz, an die Daten für den Kanal $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ (linke Seite) und $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$ (rechte Seite)

Aus diesen Anpassungen ergibt sich die Anzahl der D^{*+} -Mesonen in den einzelnen Impulsintervallen, die aus Kontinuumsereignissen stammen. Die Werte sind in Tab. 6.2 aufgeführt.

Zieht man den so ermittelten Kontinuumsanteil von den $\Upsilon(4S)$ -Daten ab, so erhält man die unkorrigierten Spektren der D^{*+} -Mesonen aus B-Zerfällen. Abb. 6.5 zeigt die entsprechenden Histogramme.

Diese müssen mit der $\Upsilon(4S)$ -Akzeptanz korrigiert werden, um die Anzahl der in den Daten enthaltenen D^{*+} -Mesonen aus B-Zerfällen in dem jeweiligen Kanal zu ermitteln.

X_p	Anzahl der Kontinuums- D^{*+}			
	$D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$ mit $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$		$D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$ mit $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$	
	$N_{D^{*+}}$	σ_{stat}	$N_{D^{*+}}$	σ_{stat}
0.1 - 0.2	6 ± 5	5	7 ± 4	4
0.2 - 0.3	29 ± 9	9	43 ± 11	11
0.3 - 0.4	75 ± 12	12	128 ± 15	15
0.4 - 0.5	152 ± 14	14	258 ± 15	15
0.5 - 0.6	241 ± 19	19	398 ± 20	20
0.6 - 0.7	297 ± 21	21	494 ± 23	23
0.7 - 0.8	275 ± 19	19	415 ± 22	22
0.8 - 0.9	169 ± 15	15	269 ± 18	18
0.9 - 1.0	33 ± 9	9	90 ± 12	12

Tabelle 6.2: Die Anzahlen der D^{*+} aus Kontinuumsereignissen in den beiden untersuchten Kanälen, ermittelt durch eine Anpassung der Lund-Fragmentationsfunktion an die Daten.

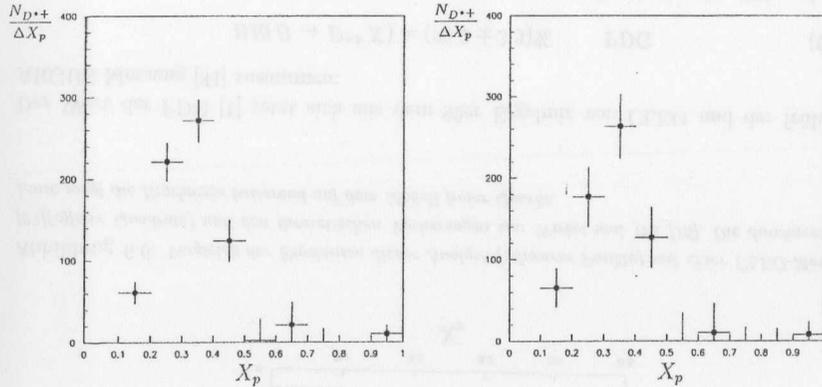


Abbildung 6.5: Die Histogramme zeigen die D^{*+} -Spektrale aus $\Upsilon(4S)$ -Ereignissen für den Kanal $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ (linke Seite) und $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$ (rechte Seite)

Eine Besonderheit weist dabei das Impulsintervall $0.0 < X_p < 0.1$ auf. Wie bereits zuvor erwähnt ist hier die Akzeptanz 0. Man kann die Anzahl der D^{*+} mit einem Impuls in diesem Bereich aber mit Hilfe der Ergebnisse der D -Analysen bestimmen. Dies geschieht über die folgende Gleichung:

$$N_{D^{*+}}(X_p < 0.1) = \frac{N_{D^0}(X_p < 0.1) - N_{D^+}(X_p < 0.1)}{N_{D^0}(X_p > 0.1) - N_{D^+}(X_p > 0.1)} \cdot N_{D^{*+}}(X_p > 0.1) \quad (6.6)$$

Tab. 6.3 zeigt die Resultate. Zu den systematischen Fehlern kommt der aus der Skalierung der Kontinuumsdaten hinzu. Nach Akzeptanzkorrektur sind das ± 13 bei dem Zerfall $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ und ± 49 im Falle des zweiten untersuchten Kanals.

X_p	Anzahl der D^{*+} aus B-Zerfällen					
	$D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$ mit $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$			$D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$ mit $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$		
	$N_{D^{*+}}$	σ_{stat}	σ_{sys}	$N_{D^{*+}}$	σ_{stat}	σ_{sys}
0.0 - 0.1	259 ± 65 ± 36	65 ± 36		512 ± 138 ± 74	138 ± 74	
0.1 - 0.2	462 ± 98 ± 36	98 ± 36		1000 ± 338 ± 137	338 ± 137	
0.2 - 0.3	693 ± 69 ± 25	69 ± 25		1372 ± 271 ± 100	271 ± 100	
0.3 - 0.4	656 ± 63 ± 23	63 ± 23		1271 ± 183 ± 69	183 ± 69	
0.4 - 0.5	279 ± 54 ± 17	54 ± 17		487 ± 134 ± 43	134 ± 43	
Σ	2349 ± 160 ± 80	160 ± 80		4642 ± 508 ± 203	508 ± 203	

Tabelle 6.3: Anzahl der D^{*+} aus B-Zerfällen (Akzeptanzkorrigiert)

Mit den Verzweigungsverhältnissen

$$BR(D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+) = (68.1 \pm 1.0 \pm 1.3)\% \quad (6.7)$$

nach CLEO [28] und

$$BR(D^0 \rightarrow K^- \pi^+) = (3.84 \pm 0.13)\% \quad (6.8)$$

$$BR(D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-) = (7.5 \pm 0.4)\% \quad (6.9)$$

nach PDG [1] ergibt sich für die Gesamtzahl der in den Daten vorhandenen D^{*+} aus B-Zerfällen für die beiden Teile der Analyse

$$\#D_{D^0 \rightarrow K^- \pi^+}^{*+} = 90000 \pm 6000 (\sigma_{stat}) \pm 3100 (\sigma_{sys}) \pm 3600 (\sigma_{BR}) \quad (6.10)$$

$$\#D_{D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-}^{*+} = 91000 \pm 9900 (\sigma_{stat}) \pm 4000 (\sigma_{sys}) \pm 5300 (\sigma_{BR}) \quad (6.11)$$

Im Mittel ergibt dies:

$$\#D^{*+} = 90500 \pm 5800 (\sigma_{stat}) \pm 2500 (\sigma_{sys}) \pm 3200 (\sigma_{BR}) \quad (6.12)$$

und

$$BR(B \rightarrow D^{*+} X) = (24.3 \pm 1.5 (\sigma_{stat}) \pm 1.3 (\sigma_{sys}) \pm 0.9 (\sigma_{BR}))\% = (24.2 \pm 2.2)\% \quad (6.13)$$

6.5 Vergleich mit anderen Experimenten

Abb. 6.6 zeigt den Vergleich der Ergebnisse dieser Messung mit den CLEO-Ergebnissen von 1992 [27] und den von Wirbel und Wu [16] vorhergesagten theoretischen Werten.

Im Fall des D^* beschreibt die Theorie das Impulsspektrum gut.

Ein Vergleich der Ergebnisse liefert:

$$BR(B \rightarrow D^{*+} X) = (24.3 \pm 2.2)\% \quad \text{diese Analyse} \quad (6.14)$$

$$BR(B \rightarrow D^{*+} X) = (21 \pm 4)\% \quad \text{CLEO 1992} \quad (6.15)$$

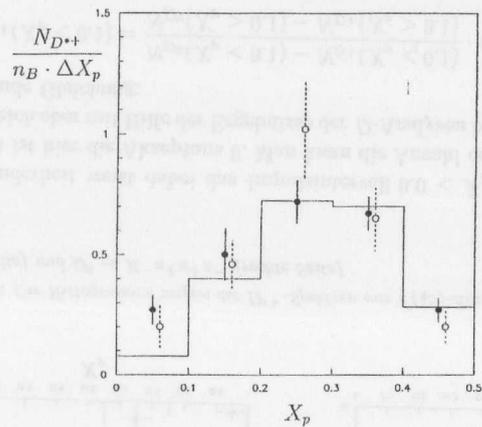


Abbildung 6.6: Vergleich der Ergebnisse dieser Analyse (schwarze Punkte) mit einer CLEO-Messung [27] (offene Quadrate) und den theoretischen Vorhersagen von Wirbel und Wu [16]. Die durchgezogene Linie zeigt die Ergebnisse basierend auf dem Modell freier Quarks.

Der Wert der PDG [1] setzt sich aus dem 92er Ergebnis von CLEO und der früheren ARGUS-Messung [34] zusammen:

$$BR(B \rightarrow D^{*+} X) = (23.2 \pm 3.3)\% \quad \text{PDG} \quad (6.16)$$

Eine neue Messung von CLEO von 1997 [30] liefert getrennte Ergebnisse für D^{*+} und D^{*0} :

$$BR(B \rightarrow D^{*+} X) = (23.9 \pm 2.0)\% \quad \text{CLEO 1997} \quad (6.17)$$

$$BR(B \rightarrow D^{*0} X) = (24.7 \pm 2.8)\% \quad \text{CLEO 1997} \quad (6.18)$$

Eine weitere Möglichkeit, das Ergebnis dieser Analyse zu überprüfen, beruht auf der Annahme, daß gleich viele D^0 wie D^+ direkt aus B-Zerfällen entstehen.

$$\#D_B^0 = \#D_B^+ \quad (6.19)$$

Ferner setzt sich die Gesamtzahl der vorhandenen D-Mesonen aus den direkt aus B-Zerfällen stammenden und denen aus D^* -Mesonen zusammen.

$$\#D^0 = \#D_B^0 + (1.683 \pm 0.014) \cdot \#D^{*+} \quad (6.20)$$

$$\#D^+ = \#D_B^+ + (0.317 \pm 0.014) \cdot \#D^{*+} \quad (6.21)$$

Daraus berechnet sich folgendermaßen $\#D^{*+}$:

$$\#D^{*+} = \frac{\#D^0 - \#D^+}{1.366} \quad (6.22)$$

In diesem Fall ist

$$\#D^0 = 228000 \pm 12100 \quad (6.23)$$

und

$$\#D^+ = 93000 \pm 8700, \quad (6.24)$$

woraus sich das folgende Ergebnis ergibt.

$$\#D^{*+} = 99000 \pm 10900 \quad (6.25)$$

⇒

$$BR(B \rightarrow D^{*+} X) = (26.4 \pm 2.9)\% \quad (6.26)$$

Die Abweichung zwischen diesem Ergebnis und der direkten Messung beträgt weniger als 1σ .

χ^2	$D_s^+ \rightarrow K^- \pi^+$	$D_s^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$
0.7 - 0.9	338 ± 100 ± 80	304 ± 200 ± 300
0.7 - 0.9	338 ± 100 ± 80	304 ± 200 ± 300
0.7 - 0.9	338 ± 100 ± 80	304 ± 200 ± 300
0.7 - 0.9	338 ± 100 ± 80	304 ± 200 ± 300
0.7 - 0.9	338 ± 100 ± 80	304 ± 200 ± 300
0.7 - 0.9	338 ± 100 ± 80	304 ± 200 ± 300
0.7 - 0.9	338 ± 100 ± 80	304 ± 200 ± 300
0.7 - 0.9	338 ± 100 ± 80	304 ± 200 ± 300
0.7 - 0.9	338 ± 100 ± 80	304 ± 200 ± 300
0.7 - 0.9	338 ± 100 ± 80	304 ± 200 ± 300

Kapitel 7

Semileptonische B-Zerfälle

In diesem Abschnitt wird die Anzahl der in den Daten vorliegenden semileptonischen Zerfälle eines B-Mesons in ein D^0 , D^+ oder D^{*+} ermittelt. Daraus, zusammen mit den Ergebnissen der vorherigen Kapitel, lassen sich die gesuchten Verzweungsverhältnisse

$$Br_{SL}^{D^{(0,+,*)}} = \frac{Br(B \rightarrow D^{(0,+,*)}\ell^- X)}{Br(B \rightarrow D^{(0,+,*)}X)} \quad (7.1)$$

bestimmen. Wirbel und Wu [16] sagen für alle drei Verhältnisse Werte zwischen 13.3 % und 16.0 % voraus.

7.0.1 Leptonrekonstruktion

Um die gewünschten Verzweungsverhältnisse zu bestimmen, wurden Ereignisse gesucht, in denen neben dem charmhaltigen Meson ein Lepton auftauchte, das dem Zerfall desselben B-Mesons zugeschrieben werden konnte. Mit Lepton sind dabei nur die Elektronen und Myonen gemeint. Das Tau wurde bei der Analyse nicht berücksichtigt.

Dafür betrachtet man zunächst die möglichen Zerfälle:

$$(B^0, B^+) \rightarrow (\bar{D}^0, D^-, D^{*-})\ell^+ X \quad (7.2)$$

$$\rightarrow (\bar{D}^0, D^-, D^{*-})X \text{ mit } (\bar{D}^0, D^-, D^{*-}) \rightarrow \ell^- X \quad (7.3)$$

$$(\bar{B}^0, B^-) \rightarrow (D^0, D^+, D^{*+})\ell^- X \quad (7.4)$$

$$\rightarrow (D^0, D^+, D^{*+})X \text{ mit } (D^0, D^+, D^{*+}) \rightarrow \ell^+ X \quad (7.5)$$

Es sind die Ereignisse von Interesse, in denen zusätzlich zu einem D^0, D^+ oder D^{*+} ein negatives primäres Lepton vorhanden ist.

Die sekundären Leptonen haben ein sehr viel weiches Impulsspektrum als die primären (s. Abb. 7.1). Verlangt man einen Impuls von

$$P_\ell > 1.4 GeV \quad (7.6)$$

so verliert man zwar etwa 50 % der primären Leptonen, aber fast 100 % der sekundären.

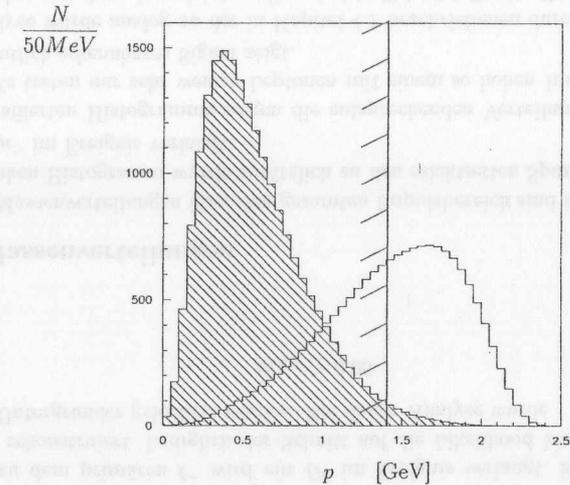


Abbildung 7.1: Spektren der primären (gestreiftes Histogramm) und sekundären (leeres Histogramm) Leptonen aus B-Zerfällen

Für die Analyse wurden sowohl Elektronen als auch Myonen selektiert. Zur Unterdrückung von fehlidentifizierten Hadronen wurde ein Schnitt auf die Leptonlikelihood von

$$\Lambda_{e,\mu} > 0.7 \quad (7.7)$$

angewandt.

Außerdem wurde zur Identifizierung eines Myons mindestens ein Treffer in den äußeren Myonkammern verlangt.

Eine weitere Untergrundquelle für Elektronen sind die Elektron-Positron-Paare aus konvertierten Photonen. Um diese zu unterdrücken, wurden die folgenden Kombinationen ausgeschlossen:

- Elektronen und Positronen, die sich einem gemeinsamen Sekundärvertex zuordnen lassen.
- Elektron-Positron-Paare, die aus dem Hauptvertex kommen, deren invariante Masse kleiner als 0.1 GeV ist und für deren Relativwinkel θ_{e^+,e^-} die folgende Relation gilt: $\cos \theta_{e^+,e^-} > 0.99$

7.0.2 Untergrundquellen semileptonischer B-Zerfälle

Es gibt einige Untergrundquellen, die spezifisch sind für alle semileptonischen Zerfälle von B-Mesonen. Sie sollen in diesem Abschnitt kurz allgemein erläutert werden.

Sekundäre Leptonen

In Monte-Carlo-Daten kann man die Anzahl, der in einem bestimmten Impulsbereich enthaltenen primären bzw. sekundären Leptonen bestimmen. Aus dem Verhältnis beider Werte ergibt sich der prozentuale Anteil der sekundären Leptonen am Ergebnis der Analyse.

$$\ell_{Sek}^- = (3.7 \pm 0.3)\% \quad (7.8)$$

Fehlidentifizierte Hadronen

Der Prozentsatz der Hadronen, die fälschlicherweise als Leptonen identifiziert werden (im weiteren „Fakes“ genannt), wurde bereits in [33] bestimmt.

$$Fakes_{e^-} = (0.5 \pm 0.2)\% \quad (7.9)$$

bzw.

$$Fakes_{\mu^-} = (2.0 \pm 0.5)\% \quad (7.10)$$

Um die Anzahl der Fakes in dieser Analyse zu ermitteln, muß jeweils das D^0 -, D^+ - oder D^{*+} -Meson zusammen mit einem Hadron selektiert werden, das die Selektionskriterien für Leptonen gerade nicht erfüllt. So erhält man die Menge der in den Daten zur Verfügung stehenden Hadronen, die als Elektronen oder Myonen fehlidentifiziert werden können. Aus beiden Angaben zusammen läßt sich die Zahl der Fakes ermitteln.

B-Mixing

Wenn eines der beiden B-Mesonen „mischt“, das bedeutet, wenn beispielsweise das B^0 in ein \bar{B}^0 übergeht bevor es zerfällt, so kann es vorkommen, daß das eine \bar{B}^0 rein hadronisch in ein D^0 , D^+ oder D^{*+} und andere hadronische Teilchen zerfällt und das andere semileptonisch. In dem Fall würde das charmhaltige Meson aus dem einen \bar{B}^0 mit dem Lepton aus dem anderen kombiniert und als Kandidat akzeptiert. Daher benötigt man den Prozentsatz der Zerfälle von folgendem Typ in den analysierten Daten:

$$\Upsilon(4S) \begin{cases} \nearrow \bar{B}^0 \rightarrow (D^0, D^+, D^{*+}) X_{hadr.}(I) \\ \searrow B^0 \rightarrow \bar{B}^0 \rightarrow \ell^- X \end{cases} \quad (II)$$

Er kann mit Hilfe einiger Größen bestimmt werden:

- Mixing : $\chi_d = 0.156 \pm 0.024$

χ_d gibt an, wieviel Prozent der entstandenen B^0 -Mesonen als \bar{B}^0 zerfallen. Den Prozentsatz der Ereignisse, in denen sich genau ein B umwandelt bevor es zerfällt erhält man folgendermaßen:

$$\#_{2B^0} = \chi_d - \chi_d^2 \quad (7.11)$$

χ_d^2 gibt den Prozentsatz der Ereignisse an, in denen sich beide B-Mesonen umwandeln bevor sie zerfallen.

- Verhältnis von neutralen zu geladenen B-Mesonen in $\Upsilon(4S)$ -Ereignissen

$$\frac{B^0}{B^+} = 0.5 \quad (7.12)$$

- Wahrscheinlichkeit, daß in (I) kein Lepton auftritt (nach [1])

$$\omega_{hadr.}(I) = 0.770 \pm 0.016 \quad (7.13)$$

- Da in semileptonischen B-Zerfällen im Endzustand quasi immer ein D-Meson auftritt, dies bei hadronischen aber nur in ca. 85 % der Ereignisse der Fall ist, ist die Wahrscheinlichkeit, daß das gefundene D- bzw. D^* -Meson aus dem semileptonischen Zerfall stammt um etwa 15 % erhöht. Das inklusive Verzweigungsverhältnis von B- in D-Mesonen

$$BR(B \rightarrow DX) = 0.856 \pm 0.048 \quad (7.14)$$

fließt also ebenfalls in die Überlegung ein.

Insgesamt ergibt sich damit für den Anteil der Ereignisse, die aufgrund von $B^0 - \bar{B}^0$ -Mixing fälschlicherweise mitgezählt wurden:

$$\#_{Mixed} = (4.3 \pm 0.6)\% \quad (7.15)$$

7.1 Der Zerfall $B \rightarrow D^0 \ell^- \nu X$

7.1.1 Rekonstruktion

Zusätzlich zu dem primären ℓ^- wird ein D^0 im Ereignis verlangt. Es wird analog zu Kapitel 4.1 rekonstruiert. Lediglich der Schnitt auf die Likelihood konnte aufgrund des geringeren Untergrundes gelockert werden. Bei dieser Analyse wurde

$$lh_{K,\pi} \geq 0.05 \quad (7.16)$$

verlangt.

7.1.2 Massenverteilungen

Die $K^- \pi^+$ -Massenverteilungen über den gesamten Impulsbereich sind in Abb. 7.2 dargestellt. Im linken Histogramm wurde zusätzlich zu den selektierten Spuren ein e^- und im rechten ein μ^- im Ereignis verlangt.

Die schraffierten Histogramme zeigen die entsprechenden Verteilungen der Kontinuumsdaten. Es treten nur sehr wenige Leptonen mit einem so hohen Impuls auf, weshalb sich kein deutlich erkennbares Signal zeigt.

Die Analyse wurde analog zu der in Kapitel 4.1 beschriebenen durchgeführt. Die Ergebnisse in den einzelnen Impulsintervallen sind in Tab. 7.1 für die $\Upsilon(4S)$ -Daten zusammengefaßt.

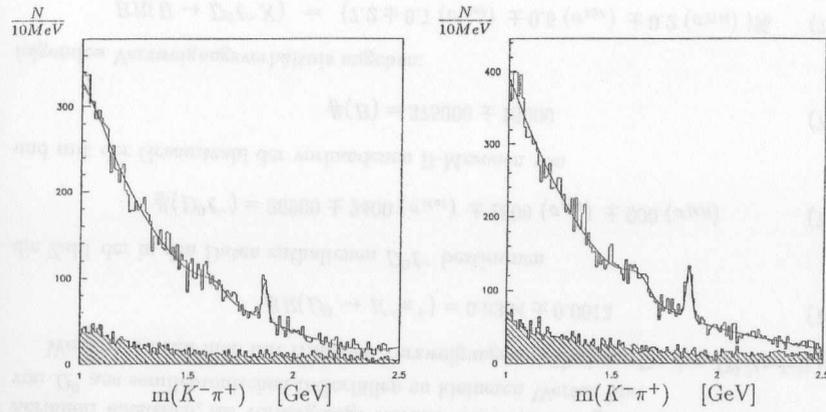


Abbildung 7.2: $K^-\pi^+$ -Massenverteilungen für Ereignisse mit einem schnellen negativen Lepton (links: e^- ; rechts: μ^-)

X_p	e^-			μ^-		
	N_{D^0}	σ_{stat}	σ_{sys}	N_{D^0}	σ_{stat}	σ_{sys}
0.0 - 0.1	17 ±	7 ±	4	15 ±	7 ±	4
0.1 - 0.2	50 ±	13 ±	7	68 ±	14 ±	8
0.2 - 0.3	71 ±	14 ±	9	92 ±	14 ±	10
0.3 - 0.4	61 ±	10 ±	7	73 ±	12 ±	9
0.4 - 0.5	8 ±	4 ±	4	17 ±	6 ±	5

Tabelle 7.1: Ergebnisse der Anpassungsprozedur an die Daten mit einem negativen Lepton

7.1.3 Akzeptanz

Zur Bestimmung der Akzeptanz wurden Monte-Carlo-Datensätze verwendet, in denen semileptonische B-Zerfälle vorhanden waren, deren Impulsspektren gemäß dem ACCMM-Modell generiert worden waren. Mit diesen Daten wurde die Analyse erneut durchgeführt und auf diese Weise die Akzeptanz in den einzelnen Impulsbereichen bestimmt (s. Tab. 7.2). Daraus ergeben sich die akzeptanzkorrigierten Eintragungen, wie sie in Tab. 7.3

X_p	e^-	μ^-
0.0 - 0.1	0.181 ± 0.027	0.187 ± 0.025
0.1 - 0.2	0.185 ± 0.019	0.192 ± 0.016
0.2 - 0.3	0.189 ± 0.012	0.195 ± 0.011
0.3 - 0.4	0.195 ± 0.013	0.201 ± 0.012
0.4 - 0.5	0.201 ± 0.020	0.208 ± 0.019

Tabelle 7.2: Akzeptanzen in den verschiedenen Bereichen des skalierten Impulses für beide Ereignistypen angegeben werden.

X_p	e^-			μ^-		
	N_{D^0}	σ_{stat}	σ_{sys}	N_{D^0}	σ_{stat}	σ_{sys}
0.0 - 0.1	94 ±	39 ±	26	80 ±	37 ±	24
0.1 - 0.2	270 ±	70 ±	47	354 ±	73 ±	51
0.2 - 0.3	376 ±	74 ±	53	471 ±	72 ±	58
0.3 - 0.4	313 ±	51 ±	42	363 ±	60 ±	50
0.4 - 0.5	40 ±	20 ±	20	82 ±	29 ±	25

Tabelle 7.3: Anzahl der D^0 in den verschiedenen Impulsbereichen (Akzeptanzkorrigiert)

7.1.4 Untergrundquellen

Kontinuum

Bei der Analyse mit Elektronen wurden in den Kontinuumsereignissen keine D^0 gefunden.

Bei der Analyse mit Myonen fanden sich in dem Impulsbereich von $0.2 < X_p < 0.4$ insgesamt $12 \pm 3 \pm 5$ D^0 -Kandidaten. Unter Berücksichtigung der Akzeptanz und des Skalierungsfaktors zwischen $\Upsilon(4S)$ - und Kontinuumsdaten, ergibt sich für die Anzahl der D^0 aus Kontinuumsereignissen:

$$\#_{Kont.}(D^0) = 134 \pm 59 \pm 37 \quad (7.17)$$

Untergrundquellen semileptonischer Zerfälle

Die Anteile aus diesen Untergrundquellen werden wie in Abschnitt 7.0.2 bestimmt.

Die Menge der Hadronen, die als Leptonen fehlidentifiziert werden können, also die Grundlage zur Bestimmung der Fake-Rate, ist in Tab. 7.4 aufgeführt. Hieraus berechnet sich die Anzahl der Fakes, die in den Daten vorhanden sind.

X_p	mögliche Fakes
0.0 - 0.1	76 ± 20
0.1 - 0.2	0 ± 20
0.2 - 0.3	90 ± 29
0.3 - 0.4	146 ± 23
0.4 - 0.5	88 ± 16

Tabelle 7.4: Anzahl der Hadronen in den Daten, die als Leptonen fehlidentifiziert werden können.

Der Anteil des Untergrundes, der durch sekundäre Leptonen bzw. Mixing der B-Mesonen entsteht, berechnet sich direkt aus der Anzahl der gefundenen Ereignisse und den vorher angegebenen Prozentzahlen.

Zusammenfassung der Untergrundanteile

Die Untergrundanteile an den Meßergebnissen sind in Tabelle 7.5 aufgelistet.

Anteil	e^-			μ^-		
	N_{D^0}	σ_{stat}	σ_{sys}	N_{D^0}	σ_{stat}	σ_{sys}
$\Upsilon(4S)$	1093	± 122	± 89	1350	± 128	± 98
Kontinuum	0	± 2	± 2	134	± 59	± 37
Sekundär	40	± 5	± 5	50	± 5	± 5
Fakes	11	± 3	± 4	38	± 6	± 10
Mixed	47	± 5	± 8	58	± 3	± 7
Σ	995	± 122	± 90	1070	± 141	± 106

Tabelle 7.5: Die verschiedenen Untergrundbeiträge zum Ergebnis

7.1.5 Ergebnisse

Es ergeben sich die folgenden Resultate:

$$\#(D^0\ell^-) = 1033 \pm 93 \pm 70 \quad \text{mit} \quad D^0 \rightarrow K^-\pi^+ \quad (7.18)$$

Zusammen mit dem Ergebnis

$$\#(D^0 \rightarrow K^-\pi^+) = 8763 \pm 340 \pm 142 \quad (7.19)$$

aus Kapitel 4.1 ergibt sich:

$$BR_{SL}^{D^0} = \frac{BR(B \rightarrow D^0\ell^-X)}{BR(B \rightarrow D^0X)} = (11.8 \pm 1.2 \pm 0.8)\% \quad (7.20)$$

Wirbel und Wu [16] geben für diese Größe Werte zwischen 13.3% (beide Modelle mit „current“ Quarkmassen) und 15.8% bzw. 14.2% für das Modell freier Quarks bzw. das semiphänomenologische Modell mit „constituent“ Quarkmassen an. Damit ergeben sich Abweichungen zwischen Theorie und Experiment zwischen 1.3σ und 3.3σ . Übereinstimmung innerhalb der Fehler kann nur unter Verwendung der „current“ Quarkmassen erzielt werden. Im Ganzen deutet das Ergebnis an, daß mehr D-Mesonen in hadronischen B-Zerfällen entstehen, als vorhergesagt werden. Dadurch verlagert sich der relative Anteil von D^0 aus semileptonischen B-Zerfällen zu kleineren Werten hin.

Weiterhin kann man mit Hilfe des Verzweungsverhältnisses für den D^0 -Zerfall von

$$BR(D^0 \rightarrow K^-\pi^+) = 0.0384 \pm 0.0013 \quad (7.21)$$

die Zahl der in den Daten enthaltenen $D^0\ell^-$ bestimmen

$$\#(D^0\ell^-) = 26900 \pm 2400 (\sigma_{stat}) \pm 1800 (\sigma_{sys}) \pm 900 (\sigma_{BR}) \quad (7.22)$$

und mit der Gesamtzahl der vorhandenen B-Mesonen von

$$\#(B) = 375000 \pm 18000 \quad (7.23)$$

folgendes Verzweungsverhältnis angeben:

$$BR(B \rightarrow D^0\ell^-X) = (7.2 \pm 0.7 (\sigma_{stat}) \pm 0.5 (\sigma_{sys}) \pm 0.2 (\sigma_{BR}))\% \quad (7.24)$$

$$= (7.2 \pm 0.9)\% \quad (7.25)$$

7.1.6 Vergleich mit anderen Experimenten

Das inklusive semileptonische Verzweungsverhältnis von B-Mesonen in D^0 wurde bereits von anderen Experimenten gemessen. Von OPAL [44] wurde das folgende Ergebnis ermittelt:

$$BR(B \rightarrow D^0\ell^-X) = (6.5 \pm 0.4 (\sigma_{stat}) \pm 0.4 (\sigma_{sys}) \pm 0.2 (\sigma_{BR}))\% \quad (7.26)$$

$$= (6.5 \pm 0.5)\% \quad (7.27)$$

Die CLEO-Analyse [45] ergab:

$$BR(B \rightarrow D^0\ell^-X) = (7.0 \pm 1.4)\% \quad (7.28)$$

7.2 Der Zerfall $B \rightarrow D^+\ell^-\nu X$

7.2.1 D^+ -Rekonstruktion

Die D^+ -Mesonen werden über den Kanal in $K^-\pi^+\pi^+$ rekonstruiert. Die Selektionskriterien sind die gleichen wie in Kapitel 5, nur mit dem Unterschied, daß der Schnitt auf die Likelihood der Pionen und Kaonen gelockert wurde, da weniger Untergrund vorhanden ist. Es wurde

$$lh_{K,\pi} \geq 0.05 \quad (7.29)$$

verwendet.

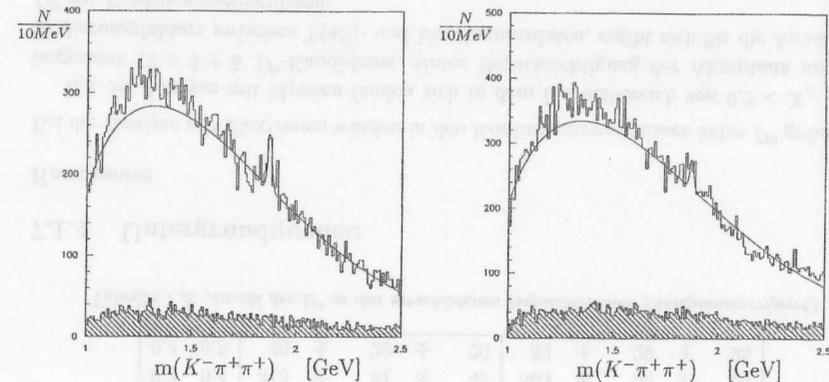


Abbildung 7.3: Die Histogramme zeigen die $K^-\pi^+\pi^+$ -Massenverteilungen für Ereignisse mit einem schnellen negativen Lepton (links: e^- ; rechts: μ^-). Die gestrichelten Histogramme zeigen die Verteilungen für Kontinuumsdaten.

X_p	e^-			μ^-		
	N_{D^+}	σ_{stat}	σ_{sys}	N_{D^+}	σ_{stat}	σ_{sys}
0.0 - 0.1	5 ±	6 ±	2	6 ±	5 ±	2
0.1 - 0.2	30 ±	12 ±	4	39 ±	16 ±	5
0.2 - 0.3	57 ±	20 ±	5	63 ±	22 ±	6
0.3 - 0.4	52 ±	18 ±	4	38 ±	14 ±	5
0.4 - 0.5	23 ±	9 ±	3	15 ±	7 ±	3

Tabelle 7.6: Ergebnisse der Anpassungsprozedur

7.2.2 Massenverteilung

Abb. 7.3 zeigt die Massenspektren der 3-Teilchenkombinationen für Ereignisse mit einem zusätzlichen Elektron bzw. Myon. Die schraffierten Kurven zeigen den Kontinuumsanteil. In der Analyse wurden die Werte, die sich aus diesen Histogrammen ergeben, in 10 Intervallen des skalierten Impulses bestimmt. Tab. 7.6 zeigt die Ergebnisse.

7.2.3 Akzeptanz

In diesem Fall ergab die Bestimmung der Akzeptanz die Werte aus Tab. 7.7. Sie wurde

X_p	e^-		μ^-	
0.0 - 0.1	0.136 ±	0.037	0.141 ±	0.036
0.1 - 0.2	0.157 ±	0.029	0.152 ±	0.021
0.2 - 0.3	0.148 ±	0.021	0.153 ±	0.019
0.3 - 0.4	0.152 ±	0.022	0.157 ±	0.021
0.4 - 0.5	0.174 ±	0.029	0.180 ±	0.029

Tabelle 7.7: Akzeptanzen in den verschiedenen Bereichen des skalierten Impulses für die beiden Ereignistypen.

analog zu den vorherigen Kapiteln bestimmt. Tab. 7.8 zeigt die korrigierten Ergebnisse in den einzelnen Impulsbereichen.

X_p	e^-			μ^-		
	N_{D^+}	σ_{stat}	σ_{sys}	N_{D^+}	σ_{stat}	σ_{sys}
0.0 - 0.1	37 ±	44 ±	15	42 ±	35 ±	18
0.1 - 0.2	191 ±	76 ±	44	257 ±	105 ±	48
0.2 - 0.3	384 ±	135 ±	64	412 ±	144 ±	64
0.3 - 0.4	342 ±	118 ±	56	242 ±	89 ±	45
0.4 - 0.5	132 ±	52 ±	28	83 ±	39 ±	21

Tabelle 7.8: Die Anzahl der D^+ in den verschiedenen Impulsbereichen. (Akzeptanzkorrigiert)

7.2.4 Untergrundquellen

Die einzelnen Beiträge der verschiedenen Untergrundquellen sind in Tab. 7.9 zusammengestellt. Sie werden wie im vorherigen Kapitel bestimmt.

Anteil	e^-			μ^-		
	N_{D^+}	σ_{stat}	σ_{sys}	N_{D^+}	σ_{stat}	σ_{sys}
$\Upsilon(4S)$	1085 ±	206 ±	101	1036 ±	206 ±	96
Kontinuum	63 ±	29 ±	8	0 ±	2 ±	2
Sekundär	40 ±	8 ±	4	39 ±	8 ±	5
Fakes	14 ±	4 ±	5	52 ±	8 ±	12
Mixed	47 ±	9 ±	8	45 ±	4 ±	6
Σ	921 ±	208 ±	102	900 ±	206 ±	97

Tabelle 7.9: Untergrundbeiträge der einzelnen Quellen

Der Kontinuumsbeitrag bei der Analyse mit einem Elektron stammt aus dem vierten Impulsintervall. Tab. 7.10 zeigt die Menge der Hadronen, aus denen sich die Fake-Rate ergibt.

X_p	mögliche Fakes	
0.0 - 0.1	0 ±	1
0.1 - 0.2	64 ±	35
0.2 - 0.3	152 ±	38
0.3 - 0.4	113 ±	32
0.4 - 0.5	82 ±	25

Tabelle 7.10: Anzahl der Hadronen in den Daten, die als Leptonen fehlidentifiziert werden können.

7.2.5 Ergebnisse

Es ergibt sich:

$$\#(D^+\ell^-) = 911 \pm 146 \pm 70 \quad \text{mit} \quad D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+ \quad (7.30)$$

Zusammen mit dem Ergebnis aus Kapitel 5

$$\#(D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+) = 8425 \pm 520 \pm 284 \quad (7.31)$$

folgt:

$$BR_{SL}^{D^+} = \frac{BR(B \rightarrow D^+\ell^-X)}{BR(B \rightarrow D^+X)} = (10.8 \pm 1.8 \pm 0.9)\% \quad (7.32)$$

Hier zeigt sich das gleiche Bild wie bei der Analyse der D^0 . Nur für den Fall der „current“ Quarkmassen liegt der theoretische Wert noch im Fehlerbereich des Experiments. Auch hier deutet sich an, daß mehr D^+ in hadronischen B-Zerfällen entstehen, als von Wirbel und Wu [16] vorhergesagt werden.

Weiterhin kann man unter Verwendung des Verzweigungsverhältnisses für den D^+ -Zerfall von

$$BR(D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+) = 0.091 \pm 0.006 \quad (7.33)$$

die Zahl der in den Daten enthaltenen $D^+ \ell^-$ bestimmen:

$$\#(D^+ \ell^-) = 10000 \pm 1600 (\sigma_{stat}) \pm 800 (\sigma_{sys}) \pm 700 (\sigma_{BR}) \quad (7.34)$$

Mit der Gesamtzahl der vorhandenen B-Mesonen von

$$\#(B) = 375000 \pm 18000 \quad (7.35)$$

kann man folgendes Verzweigungsverhältnis angeben:

$$BR(B \rightarrow D^+ \ell^- X) = (2.7 \pm 0.4 (\sigma_{stat}) \pm 0.2 (\sigma_{sys}) \pm 0.2 (\sigma_{BR}))\% \quad (7.36)$$

$$= (2.7 \pm 0.5) \quad (7.37)$$

7.2.6 Vergleich mit anderen Experimenten

Das inklusive semileptonische Verzweigungsverhältnis von B-Mesonen in D^+ wurde bereits von anderen Experimenten gemessen. OPAL gibt in [44] den folgenden Wert an:

$$BR(B \rightarrow D^+ \ell^- X) = (2.0 \pm 0.2 (\sigma_{stat}) \pm 0.1 (\sigma_{sys}) \pm 0.1 (\sigma_{BR}))\% \quad (7.38)$$

$$= (2.0 \pm 0.2) \quad (7.39)$$

Die PDG [1] übernahm das Ergebnis von CLEO [45] aus dem Jahre 1991:

$$BR(B \rightarrow D^+ \ell^- X) = (2.7 \pm 0.8)\% \quad (7.40)$$

7.3 Der Zerfall $B \rightarrow D^{*+} \ell^- \nu X$

7.3.1 D^{*+} -Rekonstruktion

Zur Rekonstruktion der D^{*+} -Kandidaten wird das Massendifferenzverfahren verwendet, das bereits in Abschnitt 6.1 ausführlich beschrieben wurde.

7.3.2 Massenverteilung

Die Abbildungen 7.4 und 7.5 zeigen die Massendifferenzverteilungen zwischen einem D^{*+} - und dem dazugehörigen D^0 -Kandidaten, der über den Zerfall in $K^- \pi^+$ (Abb. 7.4) bzw. in $K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$ (Abb. 7.5) rekonstruiert wurde. In den linken Histogrammen wurde zusätzlich zu den D^{*+} -Kandidaten ein e^- , in den rechten ein μ^- verlangt.

Für die Analyse wurden diese Histogramme in den 10 Intervallen des skalierten Impulses erzeugt und mit der Funktion angepaßt, die auch für den Zerfall $B \rightarrow D^{*+} X$ verwendet wurde. Da die Histogramme oberhalb eines skalierten Impuls von 0.5 keine Einträge mehr im Signalbereich aufwiesen, wurden die Ergebnisse hierfür nicht mehr extra aufgeführt. Tab. 7.11 zeigt die Resultate.

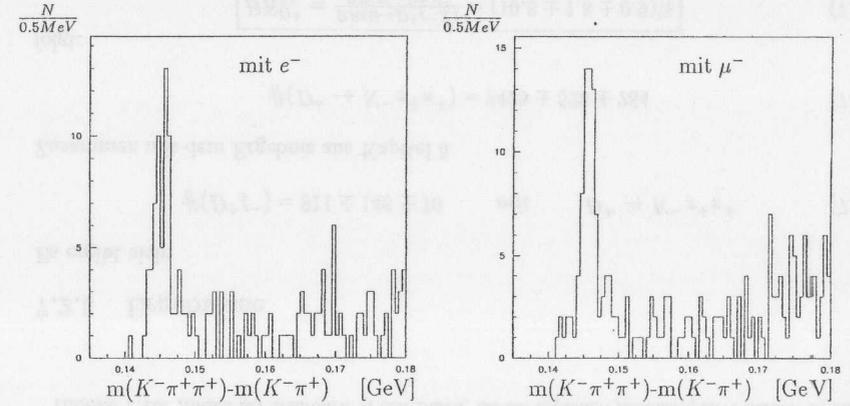


Abbildung 7.4: Massendifferenzspektren für $\Upsilon(4S)$ -Daten im Kanal $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$ mit $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ für Ereignisse mit einem e^- bzw. μ^- .

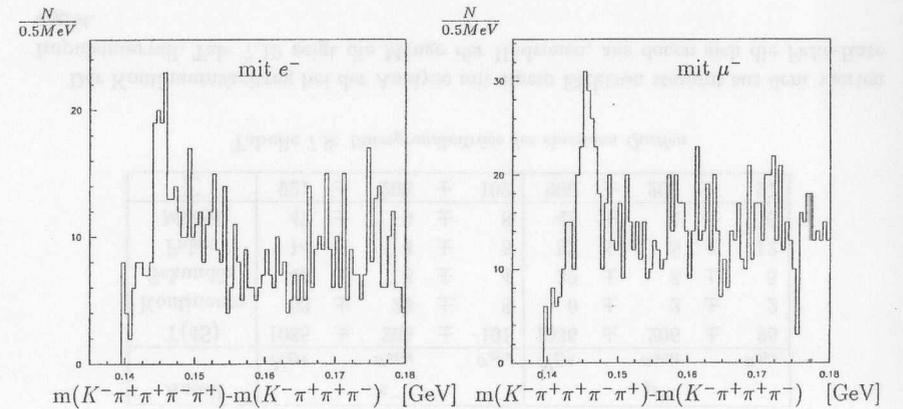


Abbildung 7.5: Massendifferenzspektren für $\Upsilon(4S)$ -Daten im Kanal $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$ mit $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$ für Ereignisse mit einem e^- bzw. μ^- .

$D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$ mit $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$						
X_p	e^-			μ^-		
	$N_{D^{*+}}$	σ_{stat}	σ_{sys}	$N_{D^{*+}}$	σ_{stat}	σ_{sys}
0.1 - 0.2	3 ±	2 ±	2	2 ±	1 ±	1
0.2 - 0.3	15 ±	5 ±	2	21 ±	5 ±	2
0.3 - 0.4	14 ±	4 ±	2	14 ±	4 ±	2
0.4 - 0.5	7 ±	3 ±	1	7 ±	3 ±	2

$D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$ mit $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$						
X_p	e^-			μ^-		
	$N_{D^{*+}}$	σ_{stat}	σ_{sys}	$N_{D^{*+}}$	σ_{stat}	σ_{sys}
0.1 - 0.2	2 ±	2 ±	1	2 ±	2 ±	1
0.2 - 0.3	13 ±	6 ±	2	25 ±	8 ±	3
0.3 - 0.4	15 ±	5 ±	2	20 ±	6 ±	2
0.4 - 0.5	8 ±	3 ±	1	4 ±	3 ±	1

Tabelle 7.11: Ergebnisse der Anpassungsprozedur an die Daten mit Elektronen bzw. Myonen

7.3.3 Akzeptanz

Die Akzeptanzen der verschiedenen Kanäle wurden mit Hilfe von Monte-Carlo-Daten ermittelt.

$D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$ mit $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$				
X_p	e^-		μ^-	
0.0 - 0.1	0.000 ±	0.000	0.000 ±	0.000
0.1 - 0.2	0.047 ±	0.020	0.049 ±	0.019
0.2 - 0.3	0.114 ±	0.024	0.117 ±	0.022
0.3 - 0.4	0.147 ±	0.025	0.152 ±	0.022
0.4 - 0.5	0.158 ±	0.021	0.163 ±	0.020

$D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$ mit $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$				
X_p	e^-		μ^-	
0.0 - 0.1	0.000 ±	0.000	0.000 ±	0.000
0.1 - 0.2	0.023 ±	0.015	0.024 ±	0.012
0.2 - 0.3	0.046 ±	0.020	0.047 ±	0.018
0.3 - 0.4	0.074 ±	0.026	0.076 ±	0.024
0.4 - 0.5	0.093 ±	0.035	0.096 ±	0.030

Tabelle 7.12: Akzeptanzen in den verschiedenen Kanälen

Es lagen Daten vor, die ein dem ACCMM-Model entsprechendes Leptonenspektrum aufwiesen und genügend Ereignisse der gesuchten Art enthielten. Mit diesen wurden die gleichen Untersuchungen durchgeführt, wie mit den Meßdaten und dann die Zahl der gefundenen Ereignisse mit der der erzeugten verglichen. Daraus ergibt sich die Akzeptanz, die in Tab. 7.12 für alle vier Kanäle angegeben ist.

Mit Hilfe dieser Tabelle wurden die Ergebnisse aus den Anpassungsrechnungen akzep-

tanzkorrigiert.

Die Werte im Bereich des skalierten Impulses von 0.0 bis 0.1 müssen auf andere Weise bestimmt werden, da die Akzeptanz hier null ist. Man berechnet sie nach der Formel:

$$N_{D^{*+}}(X_p < 0.1) = \frac{N_{D^0}(X_p < 0.1) - N_{D^+}(X_p < 0.1)}{N_{D^0}(X_p > 0.1) - N_{D^+}(X_p > 0.1)} \cdot N_{D^{*+}}(X_p > 0.1) \quad (7.41)$$

Die Ergebnisse sind in Tab. 7.13 zusammengefaßt.

$D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$ mit $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$						
X_p	e^-			μ^-		
	$N_{D^{*+}}$	σ_{stat}	σ_{sys}	$N_{D^{*+}}$	σ_{stat}	σ_{sys}
0.0 - 0.1	34 ±	15 ±	12	36 ±	15 ±	12
0.1 - 0.2	64 ±	43 ±	50	41 ±	20 ±	26
0.2 - 0.3	132 ±	44 ±	33	179 ±	43 ±	38
0.3 - 0.4	95 ±	27 ±	32	112 ±	26 ±	21
0.4 - 0.5	44 ±	19 ±	6	25 ±	18 ±	13

$D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$ mit $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$						
X_p	e^-			μ^-		
	$N_{D^{*+}}$	σ_{stat}	σ_{sys}	$N_{D^{*+}}$	σ_{stat}	σ_{sys}
0.0 - 0.1	66 ±	31 ±	26	92 ±	35 ±	36
0.1 - 0.2	86 ±	86 ±	71	83 ±	83 ±	59
0.2 - 0.3	282 ±	130 ±	130	532 ±	170 ±	213
0.3 - 0.4	203 ±	68 ±	76	263 ±	79 ±	87
0.4 - 0.5	86 ±	32 ±	34	42 ±	31 ±	17

Tabelle 7.13: Akzeptanzkorrigierte Einträge in den Kanälen mit einem Elektron bzw. Myon.

7.3.4 Untergrundanteile

Tab. 7.14 zeigt die Menge der Hadronen, aus der sich die Fakerate ergibt.

Mögliche Fakes in den beiden Kanälen				
X_p	$D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$ mit $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$		$D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$ mit $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$	
	0.1 - 0.2	5 ±	3	0 ±
0.2 - 0.3	11 ±	4	24 ±	8
0.3 - 0.4	27 ±	5	60 ±	11
0.4 - 0.5	27 ±	6	50 ±	10

Tabelle 7.14: Anzahl der Hadronen, die als Leptonen fehlidentifiziert könnten.

Die Anteile der verschiedenen Untergrundquellen sind in Tab. 7.15 aufgelistet. Sie ergeben sich analog zu den vorherigen Kapiteln.

$D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$ mit $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$						
X_p	e^-			μ^-		
	$N_{D^{*+}}$	σ_{stat}	σ_{sys}	$N_{D^{*+}}$	σ_{stat}	σ_{sys}
$\Upsilon(4S)$	369 ±	72 ±	69	393 ±	59 ±	53
Kontinuum	7 ±	3 ±	3	13 ±	4 ±	4
Sekundär	14 ±	2 ±	3	15 ±	2 ±	2
Fakes	3 ±	1 ±	1	12 ±	1 ±	3
Mixed	16 ±	3 ±	4	17 ±	2 ±	4
Σ	329 ±	72 ±	69	336 ±	59 ±	53
$D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$ mit $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$						
X_p	e^-			μ^-		
	$N_{D^{*+}}$	σ_{stat}	σ_{sys}	$N_{D^{*+}}$	σ_{stat}	σ_{sys}
$\Upsilon(4S)$	723 ±	176 ±	172	1012 ±	210 ±	241
Kontinuum	50 ±	19 ±	6	148 ±	25 ±	8
Sekundär	27 ±	7 ±	7	38 ±	8 ±	9
Fakes	11 ±	1 ±	4	41 ±	1 ±	10
Mixed	31 ±	8 ±	9	44 ±	9 ±	12
Σ	604 ±	177 ±	173	741 ±	212 ±	242

Tabelle 7.15: Ergebnisse in den beiden Kanälen mit einem Elektron bzw. Myon.

7.3.5 Ergebnisse

Daraus ergibt sich im Mittel:

$$\#(D^{*+} \ell^-) = 333 \pm 47 \pm 44 \quad \text{mit} \quad D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+, D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \quad (7.42)$$

$$\#(D^{*+} \ell^-) = 673 \pm 138 \pm 149 \quad \text{mit} \quad D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+, D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^- \quad (7.43)$$

Zusammen mit den Ergebnissen

$$\#(D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi^+) = 2349 \pm 160 \pm 96 \quad (7.44)$$

$$\#(D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-) \pi^+) = 4642 \pm 508 \pm 357 \quad (7.45)$$

erhält man

$$BR_{SL}^{D^{*+}} = \frac{BR(B \rightarrow D^{*+} \ell^- X)}{BR(B \rightarrow D^{*+} X)} = (14.3 \pm 2.0 \pm 2.0)\% \quad (7.46)$$

Dieses Resultat liegt genau im Bereich der Vorhersagen von Wirbel und Wu [16].

Mit Hilfe der Verzweigungsverhältnisse des D^{*+} und des D^0

$$BR(D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+) = (68.1 \pm 1.0 \pm 1.3)\% \quad (7.47)$$

nach CLEO [28] und

$$BR(D^0 \rightarrow K^- \pi^+) = (3.83 \pm 0.13)\% \quad (7.48)$$

$$BR(D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-) = (7.5 \pm 0.4)\% \quad (7.49)$$

kann die Zahl der in den Daten enthaltenen $D^{*+} \ell^-$ bestimmt werden. Es ergibt sich

$$\#(D^{*+} \ell^-)_{D^0 \rightarrow K^- \pi^+} = 12700 \pm 1800 (\sigma_{stat}) \pm 1700 (\sigma_{sys}) \pm 500 (\sigma_{BR}) \quad (7.50)$$

$$\#(D^{*+} \ell^-)_{D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-} = 13200 \pm 2700 (\sigma_{stat}) \pm 2900 (\sigma_{sys}) \pm 800 (\sigma_{BR}) \quad (7.51)$$

und somit im Ganzen

$$\#(D^{*+} \ell^-) = 13000 \pm 1600 (\sigma_{stat}) \pm 1700 (\sigma_{sys}) \pm 500 (\sigma_{BR}) \quad (7.52)$$

Daraus erhält man folgendes Verzweigungsverhältnis

$$BR(B \rightarrow D^{*+} \ell^- X) = (3.5 \pm 0.5 (\sigma_{stat}) \pm 0.5 (\sigma_{sys}) \pm 0.1 (\sigma_{BR}))\% \quad (7.53)$$

$$= (3.5 \pm 0.7)\% \quad (7.54)$$

7.3.6 Vergleich mit anderen Experimenten

Das inklusive semileptonische Verzweigungsverhältnis von B-Mesonen in D^{*+} wurde bereits von anderen Experimenten gemessen. Das Ergebnis von OPAL [44] lautet:

$$BR(B \rightarrow D^{*+} \ell^- X) = (2.8 \pm 0.2 (\sigma_{stat}) \pm 0.2 (\sigma_{sys}) \pm 0.1 (\sigma_{BR}))\% \quad (7.55)$$

$$= (2.8 \pm 0.3)\% \quad (7.56)$$

Kapitel 8

Ergebnisse

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse und Schlußfolgerungen noch einmal zusammengefaßt dargestellt. Die verschiedenen Fehlerbeiträge wurden der besseren Übersichtlichkeit wegen zu einem einzigen zusammengefaßt.

$$BR(B \rightarrow D^0 X) = (60.8 \pm 4.3)\% \quad (8.1)$$

$$BR(B \rightarrow D^+ X) = (24.8 \pm 2.5)\% \quad (8.2)$$

$$BR(B \rightarrow D^{*+} X) = (24.2 \pm 2.2)\% \quad (8.3)$$

$$BR(B \rightarrow D^0 \ell^- \bar{\nu} X) = (7.2 \pm 0.9)\% \quad (8.4)$$

$$BR(B \rightarrow D^+ \ell^- \bar{\nu} X) = (2.7 \pm 0.5)\% \quad (8.5)$$

$$BR(B \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu} X) = (3.5 \pm 0.7)\% \quad (8.6)$$

$$BR_{SL}^{D^0} = (11.8 \pm 1.4)\% \quad (8.7)$$

$$BR_{SL}^{D^+} = (10.7 \pm 2.0)\% \quad (8.8)$$

$$BR_{SL}^{D^{*+}} = (14.2 \pm 2.8)\% \quad (8.9)$$

Aus den Ergebnissen

$$\#D^0 = 228000 \pm 12100 \quad (8.10)$$

$$\#D^+ = 93000 \pm 8700 \quad (8.11)$$

$$\#D^{*+} = 90500 \pm 7000 \quad (8.12)$$

kann das Verhältnis der in B-Zerfällen primär entstehenden D- zu D*-Mesonen berechnet werden.

In diese Rechnung geht ein, daß beim Zerfall eines D* im Endzustand immer ein D-Meson enthalten ist. Unter Berücksichtigung dieses Sachverhalts sowie der Annahme, daß D*+ und D*0 gleich häufig produziert werden, kann das Verhältnis durch folgende einfache Formel ausgedrückt werden:

$$\frac{D_{dir}}{D^*} = \frac{\#D^+ + \#D^0}{2 \cdot \#D^{*+}} - 1 \quad (8.13)$$

Es ergab sich:

$\frac{D_{dir}}{D^*} =$	0.77 ± 0.16	Experiment	2.4 σ Diskrepanz
	0.378 ... 0.39	Faktorisierung	

8.1 Diskussion

Es zeigt sich eine Diskrepanz zwischen dem Experiment und den theoretischen Vorhersagen von Wirbel und Wu [16]. Beide Angaben differieren um 2.4 Standardabweichungen. Dieses Ergebnis ist ein Mittelwert über alle Impulsbereiche und über semileptonische und hadronische Zerfälle. Um weitere Informationen zu erhalten, wurde versucht, das Ergebnis für die einzelnen Impulsbereiche und Zerfallsmoden aufzuschlüsseln.

8.1.1 Verschiedene Impulsbereiche

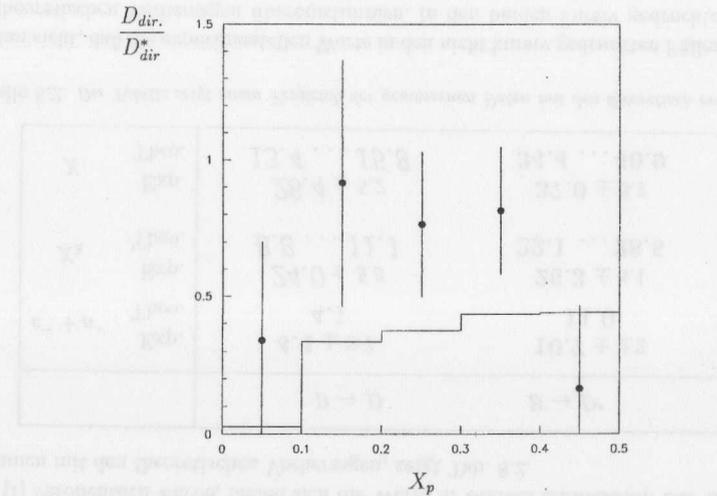


Abbildung 8.1: Das Verhältnis der direkt erzeugten D-Mesonen in B-Zerfällen zu den direkt erzeugten D*-Mesonen. Die durchgezogene Linie zeigt die Vorhersage des Modells freier Quarks beruhend auf Rechnungen von Wirbel und Wu [16].

Abb. 8.1 zeigt das Verhältnis D/D^* in verschiedenen Bereichen des skalierten Impulses. Die theoretischen Modelle beruhen auf der Annahme, daß es zu keiner Wechselwirkung zwischen den entstehenden Quarkpaaren kommt. In diesem Fall ist der Faktorisierungsansatz anwendbar. Helizitätsunterdrückung würde einen Faktor von 1/3 für das Verhältnis

von D/D^* liefern. Aufgrund der etwas unterschiedlichen Formfaktoren für D - bzw. D^* -Mesonen kommt es zu leichten Abweichungen von diesem Wert. Die Impulsabhängigkeit beruht auf der q^2 -Abhängigkeit der Polarisationsvektoren für die Helizitäten $\lambda = 0, s$ des W -Bosons. Aufgrund ihres fehlenden Spins entstehen D -Mesonen gerade zusammen mit diesen W -Bosonen.

$$\begin{aligned} \epsilon_{\mu}^{(\lambda=\pm 1)} &= \frac{1}{\sqrt{2}}(0, \pm 1, -i, 0) \\ \epsilon_{\mu}^{(\lambda=0)} &= \frac{1}{\sqrt{q^2}}(p, 0, 0, m_B - E) \\ \epsilon_{\mu}^{(\lambda=s)} &= \frac{1}{\sqrt{q^2}}(m_B - E, 0, 0, -p) \end{aligned} \quad (8.14)$$

Bei kleinerem q^2 , das heißt bei größerem X_p , verlagert sich das Verhältnis zugunsten der D -Mesonen.

Die Abweichung der Messung von den theoretischen Vorhersagen, die unter der Vernachlässigung der Wechselwirkung im Endzustand erhalten werden, ist ein weiterer Hinweis darauf, daß es bei kleineren Impulsen doch zu Wechselwirkungen zwischen den Quarkpaaren kommt. Da dies bei den semileptonischen Zerfällen ausgeschlossen ist, bietet sich hier eine weitere Möglichkeit, die Hypothese zu verifizieren oder zu falsifizieren. Nach den bisherigen Überlegungen würden Abweichungen nur in rein hadronischen Zerfällen erwartet.

8.1.2 Semileptonische und hadronische Zerfälle

Um zu untersuchen, ob die Abweichungen zwischen Theorie und Experiment sowohl in semileptonischen als auch in hadronischen Ereignissen auftreten, wurde die folgende Tabelle erstellt.

	$B \rightarrow D_{dir}$	$B \rightarrow D^*$	$B \rightarrow D_{ges.}$
$e^- + \mu^-$	5.8 ± 3.5	14.0 ± 2.8	19.8 ± 2.1
X_h	31.4 ± 7.5	34.4 ± 5.2	65.8 ± 5.4
X	37.2 ± 6.7	48.4 ± 4.4	85.6 ± 5.0

Tabelle 8.1: Die Tabelle zeigt die verschiedenen Verzweigungsverhältnisse für c -haltige Vektor- bzw. Pseudoskalmesonen.

Aus ihr läßt sich das Verhältnis der D -Mesonen zu den D^* -Mesonen getrennt für semileptonische und hadronische Zerfälle bestimmen:

$$\left(\frac{D_{dir}}{D^*}\right)_{lep} = 0.41 \pm 0.26 \quad (8.15)$$

$$\left(\frac{D_{dir}}{D^*}\right)_{had} = 0.91 \pm 0.26 \quad (8.16)$$

Im Fall der semileptonischen Zerfälle besteht eine gute Übereinstimmung zwischen den Vorhersagen von Wirbel und Wu und dem Experiment, wohingegen die Angaben für hadronische Zerfälle um 2σ differieren. Auch wenn aufgrund der großen Fehler keine eindeutigen Aussagen zu treffen sind, so unterstützt dieses Resultat doch die vorherige These.

Vergleich der Zerfallsbreiten

Mit Hilfe der Lebensdauer der B -Mesonen von $\tau(B) = (15.4 \pm 0.6) \cdot 10^{-13} s$, wie sie von der PDG [1] veröffentlicht wurde, lassen sich die Werte in Breiten umwandeln. Das Ergebnis, zusammen mit den theoretischen Vorhersagen, zeigt Tab. 8.2.

		$B \rightarrow D$	$B \rightarrow D^*$
$e^- + \mu^-$	Exp.	4.4 ± 2.7	10.7 ± 2.2
	Theo.	4.1	11.0
X_h	Exp.	24.0 ± 5.8	26.3 ± 4.1
	Theo.	8.8 ... 11.1	22.1 ... 28.5
X	Exp.	28.4 ± 5.2	37.0 ± 3.7
	Theo.	13.4 ... 15.8	34.4 ... 40.9

Tabelle 8.2: Die Tabelle zeigt einen Vergleich der gemessenen Daten mit den theoretisch erwarteten.

Man sieht, daß die experimentellen Werte in den nicht kursiv gedruckten Fällen gut mit den theoretischen Vorhersagen übereinstimmen. In den beiden kursiv gedruckten Fällen ergab das Experiment jedoch deutlich höhere Werte als von der Theorie vorhergesagt.

Zusammenfassend läßt sich sagen:

In rein hadronischen Zerfällen im Bereich niedriger Impulse entstehen mehr D -Mesonen als von den auf dem Faktorisierungsansatz beruhenden Theorien vorhergesagt werden.

Es scheint zu Wechselwirkungen zwischen den Quarkpaaren zu kommen, die die Helizitätsunterdrückung aufheben.

Damit ist eine Ursache für die Diskrepanz zwischen experimentellem und theoretischem Wert von $Br_{SL}(B)$ gefunden.

Kapitel 9

D**-Mesonen

Ein nicht zu vernachlässigender Prozentsatz der charmhaltigen Mesonen aus den vorherigen Kapiteln entsteht nicht direkt aus dem Zerfall eines B-Mesons, sondern über die Zwischenresonanz eines D**-Mesons. In diesem Abschnitt soll diskutiert werden, inwieweit die Berücksichtigung dieser D**-Mesonen auf das Resultat Einfluß nimmt.

9.1 Experimentelle Erkenntnisse

Nach der PDG [1] gibt es zwei experimentell nachgewiesene D**, das D₁(2420) und das D₂^{*}(2460), und den Hinweis auf ein weiteres, das D_J(2440)[±].

In Tab. 9.1 sind die Eigenschaften der beiden etablierten Vertreter zusammengefaßt.

	D ₁ (2420)		D ₂ [*] (2460)	
	neutral	geladen	neutral	geladen
I(J ^P)	$\frac{1}{2}(1^+)$		$\frac{1}{2}(2^+)$	
Masse [MeV]	2422.8 ± 3.2	2425 ± 2.8	2457.7 ± 1.9	2456 ± 6
Breite [MeV]	18 $^{+6}_{-4}$	26 $^{+8}_{-4}$	21 ± 5	23 ± 9 ± 5
Zerfall in				
D*π	gesehen	gesehen	gesehen	gesehen
Dπ	nicht gesehen	nicht gesehen	gesehen	gesehen
$\frac{\Gamma(D\pi)}{\Gamma(D^*\pi)}$	<0.24	<0.18	2.4 ± 0.7	1.9 ± 1.1 ± 0.3

Tabelle 9.1: Die Eigenschaften der experimentell etablierten D** nach [1] und [39].

9.2 Theoretische Vorhersagen

Die Physik der Hadronen, die ein schweres Quark enthalten, wird wesentlich vereinfacht durch die Beschreibung mit einer „effektiven Theorie“, bei der die Masse des schweren Quarks gegen unendlich geht, wobei die Vierergeschwindigkeit festgehalten wird. Diese

sogenannte „Heavy Quark Effective Theory“ (HQET) sagt das Auftreten von fast exakter Flavor-Spin-Symmetrie für Hadronen mit einem schweren Quark Q voraus ($m_Q \ll \Lambda_{QCD}$) [35, 36].

Im Limit $m_Q \rightarrow \infty$ werden die Mesonen durch den Spin des schweren Quarks S_Q , den Gesamtdrehimpuls des leichten Quarks $j = |\vec{S}_q + \vec{L}|$ und den Gesamtdrehimpuls $J = |\vec{j} + \vec{S}_Q|$ beschrieben. Die Mesonen mit $L = 1$, die D**, sind in dieser Näherung in zwei Duplets angeordnet (s. Tab.9.2).

$L_j^{(j)}$	Name	J ^P	erlaubte Zerfälle
$P_2^{(3/2)}$	D ₂ [*]	2 ⁺	(D*π) _D , (Dπ) _D
$P_1^{(3/2)}$	D ₁	1 ⁺	(D*π) _D
$P_1^{(1/2)}$	D ₁ [*]	1 ⁺	(D*π) _S
$P_0^{(1/2)}$	D ₀ [*]	0 ⁺	(Dπ) _S

Tabelle 9.2: Übersicht über die verschiedenen D** aus theoretischer Sicht mit einigen Eigenschaften. Die D₁- und D₁^{*}-Zustände können mischen.

Die $j = 3/2$ Mesonen zerfallen ausschließlich über D-Wellen, die $j = 1/2$ über S-Wellen [35, 37, 38]. Da die D-Wellen-Zerfälle im Gegensatz zu den S-Wellen-Zerfällen durch Drehmomentfaktoren unterdrückt sind, ist die Breite der $j = 1/2$ -Zustände erheblich größer als die der $j = 3/2$ Zustände. (S-Wellen: einige 100MeV ; D-Wellen: ca. 20 MeV) Aus diesem Grund wurden bisher nur die beiden $j = 3/2$ -Zustände nachgewiesen.

9.3 Das Auftreten von D** in B-Zerfällen

9.3.1 Semileptonische B-Zerfälle

i	Name	D**-Art	Br(D _i ^{**+} → D*X)	$\frac{Br(B^0 \rightarrow D_i^{**+} \ell^- \bar{\nu})}{Br(B^0 \rightarrow D_i^{**+} \ell^- \bar{\nu})}$	ϵ_i^{**}	GISW	BHKT
1	D ₁	D(1 ¹ P ₁)	1	0.47	0.76	0.83	
2	D ₀ [*]	D(1 ³ P ₀)	0	0.13	0.00	0.00	
3	D ₁ [*]	D(1 ³ P ₁)	1	0.24	0.48	0.81	
4	D ₂ [*]	D(1 ³ P ₂)	1/4	0.16	0.73	0.75	

Tabelle 9.3: Verschiedene Verzweungsverhältnisse und relative Akzeptanzen ϵ_i^{**} , die für die Berechnung von $\frac{Br(B^0 \rightarrow D_i^{**+} \ell^- \bar{\nu})}{Br(B^0 \rightarrow D_i^{**+} \ell^- \bar{\nu})}$ aus dem Verhältnis der gemessenen Anzahlen der D**ℓ⁻ und D*ℓ⁻ Kombinationen benötigt werden.

Der Zerfall $B \rightarrow D^{**} \ell^- \bar{\nu}$ wurde bereits gemessen [40]. Unter Zuhilfenahme einiger theoretischer Vorhersagen (s. Tab.9.3) wurde dabei aus der Anzahl der gefundenen D**ℓ⁻-Kombinationen und der D*ℓ⁻-Kombinationen das Verzweungsverhältnis berechnet. Es ergab sich zu

$$Br(\bar{B}^0 \rightarrow D^{**} \ell^- \bar{\nu}) = (2.7 \pm 0.5 \pm 0.5)\% \quad (9.1)$$

nach dem GISW-Modell [41] und

$$Br(\bar{B}^0 \rightarrow D^{**} \ell^- \bar{\nu}) = (2.3 \pm 0.6 \pm 0.4)\% \quad (9.2)$$

nach dem BHKT-Modell [42].

Aus diesen Angaben kann man die Einwirkung der D^{**} in den semileptonischen B-Zerfällen ermitteln. Für diese Überlegungen wird das Ergebnis benutzt, das auf dem GISW-Modell beruht.

Mit Hilfe der Angaben aus Tab. 9.3 kann der Anteil der D^{**} bestimmt werden, der in D - bzw. in D^* -Mesonen zerfällt. Es ergibt sich:

$$Br(B \rightarrow D^{**}(e^+ + \mu^+)\nu) \cdot Br(D^{**} \rightarrow DX) = (1.4 \pm 0.4)\% \quad (9.3)$$

$$Br(B \rightarrow D^{**}(e^+ + \mu^+)\nu) \cdot Br(D^{**} \rightarrow D^*X) = (4.1 \pm 0.8)\% \quad (9.4)$$

Zusammen mit den Ergebnissen aus Tab.8.1, kann damit das Verhältnis der direkt erzeugten D zu den D^* einmal ohne und einmal mit Berücksichtigung der D^{**} berechnet werden.

$$\left(\frac{D_{dir.}}{D_{dir.}^*}\right)_{aus B, D^{**}} = 0.41 \pm 0.26 \quad (9.5)$$

$$\left(\frac{D_{dir.}}{D_{dir.}^*}\right)_{aus B} = 0.44 \pm 0.38 \quad (9.6)$$

Innerhalb der sehr großen Fehler sind diese Ergebnisse beide mit dem theoretischen Wert von 0.37 vereinbar.

Das Verhältnis aus Gl. 9.6 kann man auch direkt aus den exklusiven Zerfällen eines B-Mesons in ein D oder D^* und ein Lepton-Neutrino-Paar bestimmen. In PDG [1] werden für diese Zerfälle die folgenden Werte angegeben:

$$BR(B^+ \rightarrow \bar{D}^0 \ell^+ \nu) = (1.6 \pm 0.7)\% \quad (9.7)$$

$$BR(B^0 \rightarrow D^- \ell^+ \nu) = (1.9 \pm 0.5)\% \quad (9.8)$$

$$BR(B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} \ell^+ \nu) = (6.6 \pm 2.2)\% \quad (9.9)$$

$$BR(B^0 \rightarrow D^{*-} \ell^+ \nu) = (4.4 \pm 0.4)\% \quad (9.10)$$

Damit erhält man:

$$\left(\frac{D_{dir.}}{D_{dir.}^*}\right)_{aus B} = 0.32 \pm 0.10 \quad (9.11)$$

9.3.2 Hadronische B-Zerfälle

In rein hadronischen B-Zerfällen liegen keine Messungen vor, die Aufschluß über den Einfluß der D^{**} geben. Auch gibt es keine theoretischen Vorhersagen zu inklusiven Verzweungsverhältnissen in D^{**} . Allgemein in B-Zerfällen sind jedoch zwei der vorhergesagten D^{**} dem Experiment zugänglich. Dies sind die Mesonen D_1^0 und D_2^{*0} . Ich werde mich

zunächst auf diese beiden beziehen und die übrigen erst später in die Diskussion mit einbeziehen. In diesem Abschnitt sollen diese beiden D^{**} mit D_D^{**} bezeichnet werden, um zu verdeutlichen, daß nur die beiden berücksichtigt werden, die über eine D-Welle zerfallen.¹

Es gibt eine Messung von DELPHI [43], die das Verhältnis der D^{**} , die direkt aus B-Zerfällen stammen, zu denen die über den Zerfall eines D_D^{*0} entstanden sind, bestimmt. Sie erhalten den Wert

$$\frac{\langle N_{D_D^{*0}} \rangle Br(D_D^{*0} \rightarrow D^{**+} \pi^-)}{\langle N_{D^{**+}} \rangle} = 0.14 \pm 0.04 \quad (9.12)$$

Unter Zuhilfenahme einiger Annahmen kann man daraus den entsprechenden Term für geladene D_D^{**} herleiten. Die benötigten Annahmen sind:

- $N_{B^-} = N_{B^0}$
- $Br(B^- \rightarrow D_D^{*0} X) \approx Br(\bar{B}^0 \rightarrow D_D^{*+} X)$
- $\frac{1}{2} \cdot Br(D_D^{*0} \rightarrow D^{**+} \pi^-) = Br(D_D^{*+} \rightarrow D^{**+} \pi^0)$

Damit ergibt sich

$$\frac{\langle N_{D_D^{*+}} \rangle Br(D_D^{*+} \rightarrow D^{**+} \pi^-)}{\langle N_{D^{**+}} \rangle} = 0.07 \pm 0.02 \quad (9.13)$$

Somit stammen also $(21 \pm 6)\%$ der D^{**+} aus B-Zerfällen aus den D_D^{**} -Mesonen.

Damit teilen sich die in dieser Analyse gefundenen D^{**+} folgendermaßen auf:

$$N(D^{**+})_{dir. B, D_D^{**}} = 71500 \pm 7700 \quad (9.14)$$

$$N(D^{**+})_{über D_D^{**}} = 19000 \pm 5600 \quad (9.15)$$

Mithilfe der Angabe aus [43] über das anteilmäßige Auftreten der Resonanzen $D_1(2420)$ bzw. $D_2^*(2460)$ in B-Zerfällen

$$\frac{Br(B \rightarrow D_1 X)}{Br(B \rightarrow D_D^{**} X)} = (62 \pm 17)\% \quad (9.16)$$

$$\frac{Br(B \rightarrow D_2^* X)}{Br(B \rightarrow D_D^{**} X)} = (38 \pm 17)\% \quad (9.17)$$

und Tab.9.3 kann man abschätzen, wieviele der D_D^{**} in D zerfallen. Man findet

$$\frac{\Gamma(D_D^{**} \rightarrow D \pi)}{\Gamma_{tot.}} = (28.5 \pm 13)\% \quad (9.18)$$

$$\frac{\Gamma(D_D^{**} \rightarrow D^* \pi)}{\Gamma_{tot.}} = (71.5 \pm 13)\% \quad (9.19)$$

¹Wo die anderen beiden D^{**} Typen erwähnt werden, werden sie mit D_S^{**} bezeichnet werden, um zu verdeutlichen, daß sie über S-Wellen zerfallen. Der später auftauchende Index „dir.B, D_S^{**} “ soll bedeuten, daß die so gekennzeichneten Mesonen direkt aus einem B entstanden sind oder den Zwischenzustand des D_S^{**} gebildet haben.

woraus man das Verhältnis der entstehenden D zu D^* berechnen kann.

$$\left(\frac{D}{D^*}\right)_{\text{aus } D^{**}} = 0.40 \pm 0.25 \quad (9.20)$$

Dieses Verhältnis ist von Nutzen, um die Anzahl der D -Mesonen aus dieser Analyse zu bestimmen, die aus dem Zerfall von D^{**} stammen. Zusammen mit der Anzahl der aus D^{**} stammenden D^{*+} erhält man

$$N(D)_{\text{über } D^{**}} = 15200 \pm 10500 \quad (9.21)$$

Ferner stammen aus D^*

$$N(D)_{\text{über } D^*} = 181000 \pm 14000 \quad (9.22)$$

Das bedeutet für die D , die direkt aus B-Zerfällen oder über D_S^{**} kommen

$$N(D)_{\text{dir. B, } D_S^{**}} = 124800 \pm 23000 \quad (9.23)$$

Mit diesen Werten erhält man für das Verhältnis der direkt² entstandenen D - zu den D^* -Mesonen in allen B-Zerfällen

$$\left(\frac{D_{\text{dir. B, } D_S^{**}}}{D^*_{\text{dir. B, } D_S^{**}}}\right)_{\text{ges.}} = 0.87 \pm 0.19 \quad (9.24)$$

In Tab.9.4 sind nochmal alle korrigierten bzw. direkt gemessenen Verzweungsverhältnisse angegeben.

	$B \rightarrow D_{\text{dir. B, } D_S^{**}}$	$B \rightarrow D^*_{\text{dir. B, } D_S^{**}}$
$e^- + \mu^-$	3.5 ± 0.9	11.0 ± 2.2
X_h	29.8 ± 6.4	27.1 ± 4.9
X	33.3 ± 6.3	38.1 ± 4.4

Tabelle 9.4: Die Tabelle zeigt die verschiedenen Verzweungsverhältnisse für c -haltige Vektor- bzw. Pseudoskalarmesonen wie sie direkt aus B-Mesonen oder über die Resonanz D_S^{**} entstehen.

Daraus erhält man für das Verhältnis der D/D^* , die direkt aus hadronischen Zerfällen von B-Mesonen stammen:

$$\left(\frac{D_{\text{dir. B, } D_S^{**}}}{D^*_{\text{dir. B, } D_S^{**}}}\right)_{\text{had.}} = 1.0 \pm 0.3 \quad (9.25)$$

Bei den hadronischen Zerfällen zeigt sich damit eine Abweichung zwischen Theorie und Experiment von 2.4σ .

²direkt aus B-Zerfällen oder über die Zwischenresonanz D_S^{**}

Nun fehlt noch eine Diskussion der D_S^{**} . Da sie der Messung nicht zugänglich sind, können hierzu nur Spekulationen angestellt werden. Man weiß jedoch aus theoretischen Überlegungen, daß das D_1^* ausschließlich in $D^*\pi$ und das D_0^* ausschließlich in $D\pi$ zerfällt. Die Diskrepanz zwischen Theorie und Experiment ließe sich mit Hilfe dieser Mesonen also nur erklären, wenn deutlich mehr D_0^* entstehen würden als D_1^* . In semileptonischen B-Zerfällen ist genau das Gegenteil der Fall. Dort entstehen etwa vier mal so viele D_1^* wie D_0^* . Zumindest bei den D^{**} -Mesonen stimmen die Produktionshäufigkeiten in semileptonischen und hadronischen B-Zerfällen innerhalb der Fehler gut überein. Es gibt kein einleuchtendes Argument, warum das bei den übrigen D^{**} nicht auch der Fall sein sollte.

Abschließend kann man also sagen, daß die Diskrepanz zwischen den auf dem Faktorisierungsansatz beruhenden Modellen und dem Experiment auf Wechselwirkungen zwischen den Quarkpaaren bei rein hadronischen Zerfällen zurückzuführen ist. Durch diese Wechselwirkungen wird die in den Modellen implizierte Unterdrückung der D -Mesonen gegenüber den D^* -Mesonen hinfällig. Daher wird von der theoretischen Seite das Verzweungsverhältnis $BR(B \rightarrow DX)$ unterschätzt.

Kapitel 10

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurden die inklusiven semileptonischen und hadronischen Zerfälle von B-Mesonen in D - und D^* -Mesonen mit dem Ziel gemessen, das Verhältnis der primär entstehenden D zu den primär entstehenden D^* zu ermitteln. Effekte wie Wechselwirkungen zwischen den entstehenden Quarkpaaren, die zur Unanwendbarkeit des Faktorisierungsansatzes führen würden, sollten sich in diesem Verhältnis widerspiegeln. Zunächst wurde davon ausgegangen, daß es keine höher angeregten D -Mesonen gibt. Damit ergaben sich die folgenden Werte:

$$BR(B \rightarrow D^0 X) = (60.8 \pm 4.3)\% \quad (10.1)$$

$$BR(B \rightarrow D^+ X) = (24.8 \pm 2.5)\% \quad (10.2)$$

$$BR(B \rightarrow D^{*+} X) = (24.2 \pm 2.2)\% \quad (10.3)$$

$$BR(B \rightarrow D^0 \ell^- \bar{\nu} X) = (7.2 \pm 0.9)\% \quad (10.4)$$

$$BR(B \rightarrow D^+ \ell^- \bar{\nu} X) = (2.7 \pm 0.5)\% \quad (10.5)$$

$$BR(B \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu} X) = (3.5 \pm 0.7)\% \quad (10.6)$$

$$\frac{D_{dir}}{D^*} = \frac{\#D^+ + \#D^0}{2 \cdot \#D^{*+}} - 1 \quad (10.7)$$

$$= 0.77 \pm 0.16 \quad (10.8)$$

Die auf dem Faktorisierungsansatz beruhenden Rechnungen von Wirbel und Wu [16] sagen für dieses Verhältnis Werte zwischen 0.378 und 0.390 voraus. Es zeigt sich also eine Abweichung von 2.4σ .

Anschließend wurde versucht, den Einfluß der D^{**} auf das Ergebnis zu ermitteln und das Verhältnis für semileptonische und hadronische Zerfälle getrennt zu betrachten.

Aus den Werten der PDG [1] ergab sich das folgende Resultat für semileptonische Zerfälle:

$$\left(\frac{D_{dir.}}{D^*_{dir.}} \right)_{lep.} = 0.32 \pm 0.10 \quad (10.9)$$

In dieser Analyse wurde für die rein hadronischen Zerfälle der folgende Wert gefunden:

$$\left(\frac{D_{dir.}}{D^*_{dir.}} \right)_{had.} = 1.0 \pm 0.3 \quad (10.10)$$

Die Ergebnisse zeigen, daß die Abweichungen lediglich bei rein hadronischen Zerfällen auftreten, wohingegen die semileptonischen Zerfälle gut beschrieben werden.

Ferner wurde die Impulsabhängigkeit des Ergebnisses untersucht, wobei sich ergab, daß die Abweichungen bei kleineren Impulsen auftreten.

Abschließend läßt sich sagen, daß die gefundene Diskrepanz ein deutliches Anzeichen für das Auftreten von Wechselwirkungen zwischen den Quarkpaaren im Endzustand ist. Dadurch verliert der Faktorisierungsansatz seine Anwendbarkeit und die daraus resultierende Unterdrückung der D -Mesonen gegenüber den D^* -Mesonen besteht nicht mehr. Durch die Anwendung des Faktorisierungsansatzes bei den theoretischen Modellen wird daher das Verzweungsverhältnis der B-Mesonen in D-Mesonen in rein hadronischen Zerfällen unterschätzt. Das hat direkte Auswirkungen auf das semileptonische Verzweungsverhältnis der B-Mesonen. Treten mehr D-Mesonen in hadronischen Zerfällen auf, so wird automatisch das theoretische semileptonische Verzweungsverhältnis kleiner und nähert sich somit den experimentellen Werten an.

Tabellenverzeichnis

1.1	Eigenschaften der B-Mesonen	7
1.2	Eigenschaften der D^- - und D^* -Mesonen	8
1.3	Zerfallsraten nach Wirbel und Wu	11
4.1	D^0 -Impulsspektren	38
4.2	D^0 -Akzeptanz in $\Upsilon(4S)$ -Ereignissen	40
4.3	Impulsspektrum der D^0 aus B-Zerfällen	42
5.1	D^+ -Impulsspektren	47
5.2	D^+ -Akzeptanz in $\Upsilon(4S)$ -Ereignissen	49
5.3	Impulsspektrum der D^+ aus B-Zerfällen	51
6.1	D^{*+} -Akzeptanz in $\Upsilon(4S)$ -Ereignisse	59
6.2	Anzahl der D^{*+} aus Kontinuumsereignissen ermittelt durch einen Fit der Lund-Fragmentationsfunktion	60
6.3	Impulsspektrum der D^{*+} aus B-Zerfällen	61
7.1	D^0 -Impulsspektren in semileptonischen Ereignissen	68
7.2	D^0 -Akzeptanzen in Ereignissen mit einem zusätzlichen e^- bzw. μ^-	68
7.3	Akzeptanzkorrigierte D^0 -Impulsspektren in semileptonischen B-Zerfällen	69
7.4	Mögliche Fakes	69
7.5	Untergrundbeiträge zum D^0 -Impulsspektrum in semileptonischen B-Zerfällen	70
7.6	D^+ -Impulsspektren in semileptonischen Ereignissen	72
7.7	D^+ -Akzeptanzen in Ereignissen mit einem zusätzlichen e^- bzw. μ^-	72
7.8	Akzeptanzkorrigierte D^+ -Impulsspektren in semileptonischen B-Zerfällen	72
7.9	Untergrundbeiträge zum D^+ -Impulsspektrum in semileptonischen B-Zerfällen	73
7.10	Mögliche Fakes	73
7.11	D^{*+} -Impulsspektren in semileptonischen Ereignissen	76
7.12	D^{*+} -Akzeptanzen in Ereignissen mit einem zusätzlichen e^- bzw. μ^-	76
7.13	Akzeptanzkorrigierte D^{*+} -Impulsspektren in semileptonischen B-Zerfällen	77
7.14	Mögliche Fakes	77
7.15	Untergrundbeiträge zum D^{*+} -Spektrum in semileptonischen B-Zerfällen	78

8.1	Gemessene Verzweigungsverhältnisse von $B \rightarrow D$ und $B \rightarrow D^*$	82
8.2	Vergleich der Zerfallsraten: Theorie - Experiment	83
9.1	Eigenschaften der etablierten D^{**}	84
9.2	Übersicht über die verschiedenen möglichen D^{**} -Zustände	85
9.3	Verzweigungsverhältnisse und relative Akzeptanzen für D^{**}	85
9.4	Verzweigungsverhältnisse in D und D^* von B- und D_S^{*-} -Mesonen	88

Abbildungsverzeichnis

1.1	Wirkungsquerschnitt im Bereich der Υ -Resonanzen	6
1.2	Hexadekupletts der pseudoskalaren und der vektoriellen Mesonen mit einem schweren Quark	7
1.3	Zerfall im Zuschauermodell	10
1.4	Diagramme zu möglichen Beiträgen zu den nichtleptonischen Zerfällen $B \rightarrow DX$ und $B \rightarrow D^*x$	11
2.1	Der Doris II Speicherring	13
2.2	Der Detektor ARGUS	15
2.3	Die spezifische Ionisation dE/dx	17
2.4	m_0^2 für geladene Teilchen aus TOF-Messung	18
2.5	Online-Datennahme	21
3.1	Vergleich von Lund- und Petersonfunktion	29
4.1	$K^-\pi^+$ - Massenverteilung in Monte-Carlo-Daten	31
4.2	$K^-\pi^+$ - und $K^+\pi^+$ -Massenverteilung aus Monte-Carlo-Daten	32
4.3	Reflexionen im $K^-\pi^+$ -Massenspektrum	33
4.4	Vergleich der $K^-\pi^+$ - Massenverteilung aus Monte-Carlo-Daten mit dem ermittelten Untergrund aus Reflexionen und kombinatorischem Anteil	33
4.5	Doppelzählungen: Anteil der doppelt gezählten Spurpaare am D^0 -Signal	34
4.6	Doppelzählungen: Vergleich der falschen Kombinationen mit den in der Analyse nicht berücksichtigten	35
4.7	$K^-\pi^+$ - Massenverteilung in $\Upsilon(4S)$ - und Kontinuumsdaten	36
4.8	Test des Skalierungsfaktors	37
4.9	D^0 - Impulsspektren aus $\Upsilon(4S)$ - und Kontinuumsereignissen	38
4.10	Kontinuumsakzeptanz	39
4.11	Anpassung der Lund-Fragmentationsfunktion an das D^0 -Impulsspektrum aus Kontinuumsereignissen	41
4.12	Impulsspektrum der D^0 aus $\Upsilon(4S)$ -Zerfällen	41
4.13	Vergleich der Ergebnisse mit einer CLEO-Messung und theoretischen Vorhersagen	43

5.1	$K^-\pi^+\pi^+$ -Massenverteilung in $\Upsilon(4S)$ -Ereignissen für skalierten Impuls $X_p < 0.5$ bzw. $X_p > 0.5$	45
5.2	$K^-\pi^+\pi^+$ - Massenverteilung in generierten Monte-Carlo-Daten mit dem Anteil an kombinatorischem Untergrund	45
5.3	$K^-\pi^+\pi^+$ - Massenverteilung mit einem Fit der Anpassungsfunktion	46
5.4	Impulsspektren von D^+ aus $\Upsilon(4S)$ - und Kontinuumsereignissen	48
5.5	Kontinuumsakzeptanz	49
5.6	Anpassung der Lund-Fragmentationsfunktion an das D^+ -Impulsspektrum aus Kontinuumsereignissen	50
5.7	Impulsspektrum der D^+ aus $\Upsilon(4S)$ -Ereignissen	51
5.8	Vergleich der Ergebnisse mit einer CLEO-Messung und theoretischen Vorhersagen	52
6.1	D^{*+} - Massenspektren	55
6.2	Impulsspektren der D^{*+} aus $\Upsilon(4S)$ - und Kontinuumsereignissen in den beiden untersuchten Kanälen	57
6.3	Kontinuumsakzeptanz	58
6.4	Anpassung der Lund-Fragmentationsfunktion an das D^{*+} -Impulsspektrum aus Kontinuumsereignissen	59
6.5	Impulsspektren der D^{*+} aus B-Zerfällen	60
6.6	Vergleich der Ergebnisse mit einer CLEO-Messung und den theoretischen Vorhersagen von Wirbel und Wu	62
7.1	Spektren der primären und sekundären Leptonen aus B-Zerfällen	65
7.2	$K^-\pi^+$ -Massenverteilungen in semileptonischen Ereignissen	68
7.3	$K^-\pi^+\pi^+$ -Massenverteilungen in semileptonischen Ereignissen	71
7.4	Massendifferenzspektren für den Kanal $D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+$ mit $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ in semileptonischen Ereignissen	75
7.5	Massendifferenzspektren für den Kanal $D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+$ mit $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^-\pi^-$ in semileptonischen Ereignissen	75
8.1	Verhältnis D/D^* :Vergleich Experiment - Theorie	81

Literaturverzeichnis

- [1] Particle Data Group, „Review of Particle Properties“, Phys. Rev. **D54** 1 (1996)
- [2] I. Bigi, N. Uraltsev, A. Vainshtein, Phys. Lett. **B293**(1992),430
- [3] B. Block, M. Shifman, Nucl. Phys. **B399**(1993)441,459
- [4] I. Bigi, B. Block, M. Shifman, N. Uraltsev, A. Vainshtein, „A QCD Manifesto on Inclusive Decay of Beauty and Charm“, talk given at the APS-DPF '92 Meeting, Fermilab, November 1992
- [5] B. Gittelmann, S. Stone (CLEO Kollab.), B Meson Decay, in: A. Ali, P. Söding (Hrsg.), High Energy Electron Positron Physics. World Scientific, Singapore, 1988
- [6] Particle Data Group, „Review of Particle Properties“, Phys. Rev. **D45** (1992)
- [7] R. Rückl, „Weak Decays of Heavy Flavours“, CERN 1983
- [8] D. Fakirov, B. Stech, Nucl. Phys. **B133**(1978)315
- [9] N. Cabibbo, L. Maiani, Phys. Lett. **73B**(1978)418
- [10] R. Feynman, in: Symmetries in elementary particle physics (Erice, 1964) ed. A. Zichichi, p167
- [11] O. Haan, B. Stech, Nucl. Phys. **B22**(1970)448
- [12] M. Bauer, B. Stech, Phys. Lett. **152B**(1985)380
- [13] M. Bauer, B. Stech, M. Bauer, Z. Phys. **C34**(1987)103
- [14] E. g., M. Wirbel, Progr. Nucl. Part. Phys. **22**(1988)33;
M. A. Shifman, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **3**(1988)289;
Intern. J. Mod. Phys. **3A**(1988)2769
- [15] A. J. Buras, J.-M. Gerard, R. Rückl, Nucl. Phys. **B268**(1986)16
- [16] M. Wirbel, Y.-L. Wu, Phys. Lett. **B228**(1989)430
- [17] H. Pietschmann, H. Rupertsberger, Z. Phys. **C27**(1985)73
- [18] C. Peterson, D. Schlatter, I. Schmitt, P. M. Zerwas, „Scaling violations in inclusive e^+e^- annihilation spectra“, Phys. Rev. **D27**(1983)105
- [19] B. Andersson, G. Gustavson, T. Sjöstrand, „A three-dimensional model for quark and gluon jets“, Zeit. f. Phys. **C6**(1980)235
- [20] T. Sjöstrand, Int. Jour. of Mod. Phys. **A3**(1988)751
- [21] W. Hofmann, in „Proc. of the 1987 Int. Symp. on Lepton and Photon Interactions at High Energies“, Hamburg, 27.-31. Juli 1987, S.671
- [22] M. B. Green, J. H. Schwarz, E. Witten. „Superstring Theory“, Univ. Pr. 1987, Vol.1 and Vol.2
- [23] H. Albrecht et al. (ARGUS Kollab.), ARGUS: A Universal Detektor at DORIS II, Nucl. Instr. and Methods **A275** (1989) 1.
- [24] H. Albrecht, ARGUS Kinematical Analysis Language (KAL), März 1985, unveröffentlicht.
- [25] PAW - Physics Analysis Workstation: The complete reference, Version 2.03, CERN, Genf, Oktober 1993, unveröffentlicht
- [26] T. Ruf (ARGUS), Doktorarbeit, Universität Karlsruhe, IEKP-KA/89-5 (1989).
- [27] D. Bortoletto et al. (CLEO), „Inclusive and exclusive decay of B mesons to final states including charm and charmonium mesons“, Phys. Rev. **D45**:21-35, 1992
- [28] F. Butler et al. (CLEO), „Measurement of D^* (2010) Branching Fractions“, Phys. Rev. Let. **69**, 2041, 1992
- [29] D. Bortoletto et al. (CLEO), at 6th international Symposium on heavy flavor Physics, Pisa, Italy, 1995
- [30] L. Gibbons et al. (CLEO), „The Inclusive Decays $B \rightarrow DX$ and $B \rightarrow D^*X$, CLNS 96/1454, CLEO 96-23, hep-ex/9703006
- [31] R. Fulton et al. (CLEO), „Exclusive and inclusive semileptonic decays of B mesons to D mesons“, Phys. Rev. **D43**(1991),651
- [32] S. Henderson et al. (CLEO), „Measurements of semileptonic branching fractions of B mesons at the $\Upsilon(4s)$ resonance.“, Phys. Rev. **D45**(1992),2212
- [33] O. Mai, (ARGUS), Diplomarbeit, DESY F15-91-05
- [34] H. Albrecht et al. (ARGUS Kollab.) Z. Phys **C52**(1991)353
- [35] N. Isgur, M. B. Wise, Phys. Rev. Let. **66**(1991)1130
- [36] M. Lu, M. Wise, N. Isgur, Phys. Rev. **D45**(1992)1553
- [37] J. L. Rosner, Comm. Nucl. Part. Phys. **16**(1986)109
- [38] A. F. Falk, M. E. Peskin, „Production, decay, and polarization of excited heavy hadrons“, Phys. Rev. **D49**(1994),3320

- [39] CLEO Collaboration, Phys. Lett. B340(1994)194-204
- [40] H. Albrecht et al. (ARGUS Kollab.) Z. Phys. C57(1993)533-540
- [41] B. Grinstein, N. Isgur, D. Scora, M. B. Wise: Phys. Rev. D39(1989)799
- [42] S. Balk, F. Hussain, J. G. Körner, G. Thompson: MZ-TH-92-22(1992)
- [43] DELPHI Kollab., „Study of Charm Mesons Production in Z^0 Decays and Measurement of Γ_c/Γ_h “, Konferenz Brüssel, 27.7-2.8 1995
- [44] OPAL Kollab., „A Study of Charm Meson Production in Semileptonic B Decays“, CERN-PPE/95-02
- [45] R. Fulton et al. (CLEO Kollab.), „Exclusive and inclusive semileptonic decays of B mesons to D mesons“, Phys. Rev. D43(1991)651

Danksagung

Den Herren Prof. Dr. W. Schmidt-Parzefall und Dr. H. Schröder danke ich für die Aufgabenstellung und die Betreuung während der Arbeit.

Für die nette Atmosphäre in Gebäude 62, beim Grillen an der Elbe, in Restaurants und Kinos danke ich in der ersten Zeit Hartmut, Reinhard, Andreas, Peter, Oliver Mai, Rydiger, Julia und ganz besonders natürlich Robert und später Sascha, Thorsten, Christian Öhser, Kerstin, Thomas, Oliver Grimm, Dorothea, Kärsten, Alexander, Christian Rothe und zu guter letzt noch Stefan. Ganz besonders sind dabei Oliver Mai und Christian Öhser zu erwähnen, die das Büro 216 stets zu einem angenehmen Aufenthaltsort machten.

Ein weiterer Dank geht an Olaf, Jens, Javier und Francisco für die vielen netten Mails und an Joachim für die wenigen aber nicht weniger netten, sowie an mein herzallerliebstes Brüderlein Dicky, weil er auch gerne erwähnt werden wollte, und weil ich froh bin, daß es ihn gibt.