

Interner Bericht
DESY F15-91-05
Oktober 1991

Eigentum der ... Bibliothek
Property ...
Zurück - 5. NOV. 1991
Loan period ... days

Bestimmung
des semileptonischen Verzweigungsverhältnisses
von B^0 -Mesonen

von

Oliver Mai

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.

“Die Verantwortung für den Inhalt dieses
internen Berichtes liegt ausschließlich beim Verfasser.”

Bestimmung
des semileptonischen Verzweigungsverhältnisses
von B^0 -Mesonen

Diplomarbeit

von

Oliver Mai

Fachbereich Physik
der
Universität Hamburg

Hamburg, Juni 1991

Kurzfassung

Es wurden am e^+e^- -Speicherring DORIS II aus $\Upsilon(4S)$ -Zerfällen erzeugte und mit dem Detektor ARGUS analysierte B^0 -Mesonen über den Zerfall $B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+$, $D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0\pi^-$ nachgewiesen. Das geschah mit teilweiser Rekonstruktion bei Verwendung einer Pseudomassenmethode und ergab

$$B(B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+) = (0.39 \pm 0.06 \pm 0.04) \%$$

In der so erhaltenen Ereignismenge mit 211 ± 32 B^0 -Mesonen wurde nach Leptonen aus semileptonischen B^0 -Zerfällen im Impulsbereich $1.4 \text{ GeV} \dots 2.4 \text{ GeV}$ gesucht. Daraus folgte das semileptonische Verzweigungsverhältnis von B^0 -Mesonen zu

$$B(B^0 \rightarrow X\ell^+\nu_\ell) = (12.1 \pm 4.7 \pm 1.5) \%$$

was $|V_{cb}| = 0.051 \pm 0.010 \pm 0.006$ ergab.

Abstract

Using the ARGUS detector at the e^+e^- storage ring DORIS II, a sample of B^0 -mesons from $\Upsilon(4S)$ decays was tagged. This was done by partly reconstructing the decay $B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+$, $D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0\pi^-$ applying a pseudomass technique. In this way the result

$$B(B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+) = (0.39 \pm 0.06 \pm 0.04) \%$$

was obtained. In the tagged sample of 211 ± 32 B^0 -mesons it was searched for leptons from semileptonic B^0 decays in the momentum range $1.4 \text{ GeV} \dots 2.4 \text{ GeV}$. The B^0 semileptonic branching ratio was found to be

$$B(B^0 \rightarrow X\ell^+\nu_\ell) = (12.1 \pm 4.7 \pm 1.5) \%$$

yielding $|V_{cb}| = 0.051 \pm 0.010 \pm 0.006$.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	4
1 Die Theorie	6
1.1 Zur elektroschwachen Wechselwirkung	6
1.2 Die B -Mesonen	8
1.3 Semileptonische B^0 -Zerfälle	9
1.3.1 Das Zuschauer-Modell	9
1.3.2 Das Leptonenspektrum im ACCMM-Modell	10
2 Das Experiment	13
2.1 Die Erzeugung der B -Mesonen	13
2.2 Der Speicherring DORIS II	14
2.3 Der Detektor ARGUS	15
2.3.1 Zur Konzeption des Detektors	15
2.3.2 Die Hauptdriftkammer	17
2.3.3 Die Vertexdriftkammer	17
2.3.4 Das Flugzeitsystem	18
2.3.5 Das elektromagnetische Kalorimeter	19
2.3.6 Das System der Myonkammern	20
2.3.7 Das Trigger-System	20
2.4 Die Online-Datennahme	21
2.5 Die Grundlagen der Datenanalyse	22
2.5.1 Die Offline-Datenverarbeitung	22
2.5.2 Die Standardselektion der multihadronischen Ereignisse	24
2.5.3 Die Teilchenidentifikation	24
2.5.4 Die Datenmenge	26
2.6 Die Monte Carlo-Simulation	27
3 Das Taggen der B^0-Mesonen	28
3.1 Das Verfahren der teilweisen Rekonstruktion	28
3.2 Der Untergrund	32

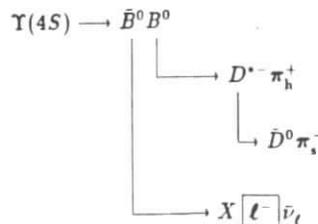
3.2.1 Die Untergrundquellen	32
3.2.2 Der Untergrund durch unkorrelierte Pionen	33
3.2.3 Der Untergrund aus inklusiven B -Zerfällen	34
3.2.4 Der Untergrund durch den Zerfall $B^0 \rightarrow D^{*+} \rho^+$	35
3.2.5 Der Untergrund aus Kontinuumsereignissen	37
3.3 Die Analyse	39
3.3.1 Die ausgewerteten Daten	39
3.3.2 Die angewendeten Schnitte	39
3.3.3 Das B^0 -Signal	40
3.3.4 Die Akzeptanz	42
3.3.5 Das Ergebnis $B(B^0 \rightarrow D^{*+} \pi^+)$	42
4 Die Leptonenanalyse	44
4.1 Die Methode	44
4.2 Die Leptonenselektion	45
4.2.1 Die angewendeten Schnitte	45
4.2.2 Die Akzeptanz	46
4.3 Das gemessene Signal	48
4.4 Der Untergrund	51
4.4.1 Fehlidentifizierte Hadronen	51
4.4.2 Der Untergrund aus Charmzerfällen	54
4.5 Die Ergebnisse	56
5 Zusammenfassung der Ergebnisse	59
Tabellenverzeichnis	61
Abbildungsverzeichnis	62
Literaturverzeichnis	64
Danksagung	67
Die ARGUS-Kollaboration	68

Einleitung

Ein wichtiges Ziel der heutigen Elementarteilchenphysik ist es, durch Experimente die Gültigkeit des derzeitigen Standardmodells der elektroschwachen und der starken Wechselwirkungen auch bei sehr hohen Energien zu überprüfen. Aus etwaigen Abweichungen zwischen Theorie und Experiment erhofft man sich, Rückschlüsse auf eine über das Standardmodell hinausgehende Theorie gewinnen zu können. Ein großes Problem hierbei stellt die Tatsache dar, daß es in vielen Fällen nicht möglich ist, hinreichend genaue Prüfaussagen aus dem Standardmodell abzuleiten, zum einen – insbesondere bei Prozessen der Quantenchromodynamik – aufgrund mathematischer Schwierigkeiten, zum anderen, weil manche der 18 freien Parameter des Standardmodells nicht ausreichend genau bekannt sind. So ist es beispielsweise eine noch ungeklärte Frage, ob die Größe der gemessenen CP -Verletzung bei Vorgängen der schwachen Wechselwirkung im Rahmen des Standardmodells verstanden werden kann. Hierzu müßten die vier Parameter, die die CABIBBO-KOBAYASHI-MASKAWA-Matrix definieren (s. Kapitel 1), mit größerer Präzision als bisher gemessen werden. Mit dieser Arbeit wurde ein Versuch unternommen, Information über eines der neun Elemente (V_{cb}) dieser Matrix zu gewinnen, ohne dabei von weitgehenden theoretischen Modellvorstellungen abhängig zu sein.

V_{cb} gibt die Wahrscheinlichkeit für den Übergang eines b -Quarks in ein c -Quark an und kann auf direkte Weise am besten in Experimenten mit B -Mesonen bestimmt werden. Für diese Arbeit wurde der Detektor ARGUS zur Analyse der am e^+e^- -Speicherring DORIS II erzeugten B -Mesonen benutzt (s. Kapitel 2). Um bei der Messung von V_{cb} möglichst frei von den Unsicherheiten zu sein, die aus dem mangelhaften Verständnis von Vorgängen der starken Wechselwirkung resultieren, wurden *semileptonische* Zerfälle von B^0 -Mesonen (und somit b -Quarks) gemessen.

Die hierbei verwendete Vorgehensweise sei anhand des folgenden Zerfallsschemas illustriert:



Eines der bei einem $\Upsilon(4S)$ -Zerfall entstehenden zwei B^0 -Mesonen wird über den Zer-

fallskanal

$$B^0 \rightarrow D^{*+} \pi^-, \quad D^{*+} \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+$$

identifiziert („getaggt“). Auf diese Weise wird eine Ereignismenge („Sample“) mit Zerfällen einer bekannten Anzahl von $B^0 \bar{B}^0$ -Paaren zusammengestellt (s. Kapitel 3). Daraufhin wird untersucht, wie oft in dieser Ereignismenge Leptonen (Elektronen und Myonen) aus Zerfällen des zweiten B^0 -Mesons auftreten. Hieraus ergibt sich – bei Berücksichtigung der Akzeptanz des Detektors für Leptonen – das semileptonische Verzweungsverhältnis für B^0 -Mesonen (s. Kapitel 4).

Das Verzweungsverhältnis für die zur B^0 -Identifikation¹ verwendete hadronische Zerfallskette $B^0 \rightarrow D^{*+} \pi^-, D^{*+} \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+$ beträgt nur etwa 0.2%. Aus diesem Grund wird dieser Zerfall nur teilweise rekonstruiert, indem aus den gemessenen Impulsen der beiden Pionen eine „Pseudomasse“ für das B^0 -Meson errechnet wird.

Aus der Untersuchung der Ladungen der im B^0 -Sample gefundenen Leptonen wird es bei verbesserter Statistik möglich sein, auch den Mischungsparameter r , der die B^0 - \bar{B}^0 -Oszillationen quantitativ beschreibt, zu bestimmen. Außerdem kann dann unter Verwendung des in inklusiven Messungen erhaltenen Verzweungsverhältnisses $B(B \rightarrow X \ell^+ \nu)$ (mit $B = B^0, B^+$) ein Wert für das Lebensdauer Verhältnis der B -Mesonen τ_{B^+}/τ_{B^0} abgeleitet werden.

¹Anstelle des Wortes „Identifikation“ wird im folgenden der treffendere Terminus „Taggen“ (von engl. „to tag“) verwendet.

Kapitel 1

Die Theorie

1.1 Zur elektroschwachen Wechselwirkung

B-Mesonen zerfallen ausschließlich durch die schwache Wechselwirkung des geladenen Stroms, weshalb sie sich gut zur Untersuchung der Eigenschaften dieser Kraft eignen. Besondere Bedeutung haben hierbei die semileptonischen Zerfälle von *B*-Mesonen (s. u.). Im folgenden soll kurz auf die in diesem Zusammenhang interessanten Aspekte des Standardmodells der Elektroschwachen Wechselwirkung eingegangen werden (s. auch [Wei67]).

Der Term, der die schwachen geladenen Ströme in der Lagrangedichte des Standardmodells repräsentiert, lautet¹

$$\mathcal{L}_{cc} = -\frac{g}{\sqrt{2}} \sum_i \bar{\psi}_i \gamma^\mu \frac{1-\gamma^5}{2} (T^+ W_\mu^+ + T^- W_\mu^-) \psi_i. \quad (1.1)$$

Hierbei sind T^+ und T^- die Leiteroperatoren des schwachen Isospins und W^+ bzw. W^- sind die bosonischen Felder, welche die schwache Wechselwirkung des geladenen Stroms vermitteln. Bei den ψ_i handelt es sich um linkshändige Fermionenfelder. Sie verhalten sich als Dubletts bezüglich jener $SU(2)_L$ -Transformationen, die durch die Isospinoperatoren² T beschrieben werden. Im Standardmodell gibt es zwölf elementare Fermionen, deren linkshändige Komponenten sechs Isospindoublets (Eigenzustände zu $T = \frac{1}{2}$) bilden, und zwar die drei Quarkdoublets $\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L$, $\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L$, $\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L$ sowie die drei Leptondoublets $\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L$, $\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L$, $\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L$. Die T_3 -Eigenwerte der Dublett-Komponenten sind jeweils $\begin{pmatrix} +1/2 \\ -1/2 \end{pmatrix}$. Der Term \mathcal{L}_{cc} in der Lagrangedichte hat nun zur Folge, daß sich Eigenzustände zu $T_3 = +\frac{1}{2}$ bei Wechselwirkung mit dem W^+ -Feld in $T_3 = -\frac{1}{2}$ -Eigenzustände umwandeln können und jene - bei Wechselwirkung mit W^- - wiederum in $T_3 = +\frac{1}{2}$ -Zustände. Die schwache Wechselwirkung des geladenen Stroms ist somit die einzige Kraft, die die Sorte („Flavor“) elementarer Fermionen ändern kann. Allerdings koppeln W^+ und W^- natürlich immer nur an die beiden Komponenten eines Isospindoublets, es kann also beispielsweise keinen direkten $b' \rightarrow c'$ -Übergang geben.

¹In dieser Arbeit werden natürliche Einheiten verwendet ($\hbar = c = 1$), so daß beispielsweise 1 GeV als Einheit sowohl der Energie als auch der Masse und des Impulses verwendet wird.

²Im folgenden wird der Einfachheit halber die Bezeichnung „Isospin“ an Stelle des korrekten Terms „schwacher Isospin“ verwendet.

Aufgrund der verschwindenden Ruhemassen der Neutrinos sind die Komponenten der leptonischen Isospindoublets gleichzeitig auch Masseneigenzustände und lassen sich somit mit beobachtbaren „Teilchen“ identifizieren. Das gilt nicht für die Quarks. Die beobachteten Quarks u, d, c, s, t^3 und b sind nicht mit den Eigenzuständen der Schwachen Wechselwirkung, u', d' , usw., identisch, sie lassen sich aber nach der CABIBBO-KOBAYASHI-MASKAWA-Theorie [Cab63,Kob73] durch eine Basistransformation als Linearkombinationen der elektroschwachen Eigenzustände ausdrücken. Dabei wählt man per Konvention die Basis der Masseneigenzustände so, daß $u_L \equiv u'_L$, $c_L \equiv c'_L$ und $t_L \equiv t'_L$ gilt. Bei den „down type quarks“ d, s, b transformiert die CABIBBO-KOBAYASHI-MASKAWA-Matrix M_{CKM} die Basis der Masseneigenzustände in die elektroschwache Basis:

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

Aus (1.1) und (1.2) ergibt sich die Wechselwirkungs-Lagrangedichte für den Prozeß $q_1 W^+ \rightarrow q_2$:

$$\mathcal{L}_{q_1 \rightarrow q_2} = -\frac{g}{\sqrt{2}} \bar{q}_2 \gamma^\mu \frac{1-\gamma^5}{2} W_\mu^+ V_{q_2 q_1} q_1. \quad (1.3)$$

Eine nicht diagonale CKM-Matrix führt also zu Übergängen zwischen Quarks⁴ verschiedener Generationen, wie beispielsweise $b \rightarrow c$. Da die Diagonalelemente der CKM-Matrix aber nur um wenige Prozent von eins abzuweichen scheinen [PDG90], sind solche Zerfälle stark unterdrückt. Die Übergangsrates $\Gamma(q_1 \rightarrow q_2)$ wird durch das Matrixelement $V_{q_2 q_1}$ (genauer: $|V_{q_2 q_1}|^2$) bestimmt. Aus der Zerfallsbreite $\Gamma(b \rightarrow c)$ kann somit $|V_{cb}|$ berechnet werden.

Aus der Forderung nach Normerhaltung (Unitarität) der CKM-Matrix folgt, daß M_{CKM} durch vier nichttriviale Parameter bestimmt ist. Eine Darstellungsmöglichkeit von M_{CKM} ist die WOLFENSTEIN-Parametrisierung [Wol83]. Gäbe es nur zwei statt drei Generationen elementarer Fermionen, reichte ein einziger Parameter – der CABIBBO-Winkel θ_C (bei WOLFENSTEIN der Parameter λ) – zur Beschreibung der CKM-Matrix aus. Da die dritte Quarkgeneration nur relativ schwach an die beiden ersten gekoppelt ist, können Hadronen, die ausschließlich aus Quarks der Sorten u, d, c und s bestehen, praktisch nicht zur Messung der anderen drei Parameter herangezogen werden. Da *B*-Mesonen die leichtesten Hadronen sind, die ein Quark der dritten Generation – ein *b*-Quark – enthalten, und somit ausschließlich durch schwache $b \rightarrow c$ - und $b \rightarrow u$ -Übergänge zerfallen⁵, sind sie von großer Bedeutung für die experimentelle Bestimmung dieser drei Parameter des Standardmodells [Sch90]. Deren Kenntnis ist notwendig zur Gewinnung überprüfbarer Voraussagen des Standardmodells, wie beispielsweise der prinzipiell sehr wichtigen Größe der *CP*-Verletzung.

³Das *t*-Quark wurde noch nicht direkt nachgewiesen.

⁴Hiermit sind ab jetzt immer die für den Experimentalphysiker interessanten Masseneigenzustände gemeint.

⁵Das gilt streng nur für durch „Baumdiagramme“ beschriebene Übergänge, Pinguin-Graphen können auch zu $b \rightarrow s$ - und $b \rightarrow d$ -Zerfällen führen.

1.2 Die B-Mesonen

Bisher konnten vier Sorten pseudoskalarer B-Mesonen experimentell nachgewiesen werden, die sich in ihren Quarkkonfigurationen unterscheiden. Es handelt sich um die B^+ - und B^0 -Mesonen mit den in Tabelle 1.1 aufgelisteten Eigenschaften sowie um die hierzu ladungskonjugierten Zustände B^- bzw. \bar{B}^0 . Auch die entsprechenden Vektormesonen (B^*) konnten beobachtet werden.

Meson	J^P	Quarks	Ruhemasse [MeV]	Lebensdauer [s]
B^0	0^-	$\bar{b}d$	$5279.6 \pm 0.7 \pm 2.0$	$(1.18 \pm 0.11) \cdot 10^{-12}$
B^+	0^-	$\bar{b}u$	$5280.5 \pm 1.0 \pm 2.0$	

Tabelle 1.1: Die Eigenschaften der B-Mesonen. Die Massen wurden aus [Höl90], die Lebensdauer aus [PDG90] entnommen. Bei den Lebensdauermessungen wurde nicht zwischen B^0 - und B^+ -Mesonen unterschieden.

Neben diesen $I(J^P) = \frac{1}{2}(0^-)$ -Mesonen sollte es auch B_s^0 - und B_c^+ -Mesonen mit den Quarkkonfigurationen $\bar{b}s$ bzw. $\bar{b}c$ geben, doch wurden diese bisher nicht gefunden.

B-Mesonen zerfallen hauptsächlich durch $b \rightarrow c$ -Übergänge in D-Mesonen, wobei meist ein D^* als Zwischenzustand entsteht. Bei B-Meson-Zerfällen (je etwa zur Hälfte B^+ - und B^0 -Zerfälle⁶) entstehen in $(52 \pm 8)\%$ aller Fälle \bar{D}^0 - und in $(27 \pm 6)\%$ aller Fälle D^- -Mesonen [Alb91b]. Außerdem können D_s^- -Mesonen (Verzweigungsverhältnis $(12.5 \pm 3.5)\%$ [PDG90]), Baryonen (insbesondere Λ_c^+ [War90]) und Charmonium-Teilchen erzeugt werden. Darüberhinaus gibt es – bei allerdings sehr geringem Verzweigungsverhältnis – $b \rightarrow u$ -Übergänge, die zu einem geringen Anteil charmloser Zerfälle führen [Alb91a].

In dieser Arbeit wurden ausschließlich B^0 -Mesonen untersucht. Diese weisen die Besonderheit der sogenannten B^0 - \bar{B}^0 -Oszillationen auf [Sch88]. Das heißt, daß sich ein B^0 -Meson – wie ein K^0 -Meson – in sein Antiteilchen \bar{B}^0 umwandeln kann. Dieser Vorgang wird durch das in Abb. 1.1 dargestellte FEYNMAN-Diagramm sowie durch einen weiteren Graphen, bei dem die W- und t-Linien gegenüber diesem vertauscht sind, beschrieben.

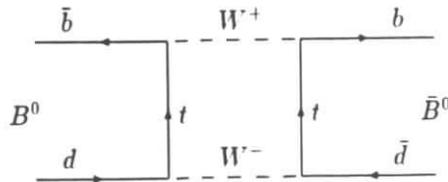


Abbildung 1.1: FEYNMAN-Diagramm zur B^0 - \bar{B}^0 -Oszillation. An Stelle der t-Quarks können – bei geringerer Rate – auch c- und u-Quarks ausgetauscht werden.

⁶Hier, wie auch im folgenden, sind die jeweils ladungskonjugierten Zustände implizit mit inbegriffen.

Quantitativ wird die Häufigkeit dieser Oszillationen durch den Parameter r ausgedrückt, der durch

$$r = \frac{N(B^0 \rightarrow \bar{B}^0)}{N(B^0 \rightarrow B^0)} \quad (1.4)$$

definiert ist. r gibt also das Verhältnis der Häufigkeiten von Ereignissen mit und ohne Oszillation an.

1.3 Semileptonische B^0 -Zerfälle

1.3.1 Das Zuschauer-Modell

Ein einfaches Modell zur Beschreibung semileptonischer B^0 -Zerfälle ist das sogenannte Zuschauer-Modell. Es geht davon aus, daß lediglich das zerfallende b-Quark die Übergangsrate und das Leptonenspektrum bestimmt, während das andere Quark als uneteiligter „Zuschauer“ agiert. Das wird durch den in Abb. 1.2 abgebildeten FEYNMAN-Graphen ausgedrückt.

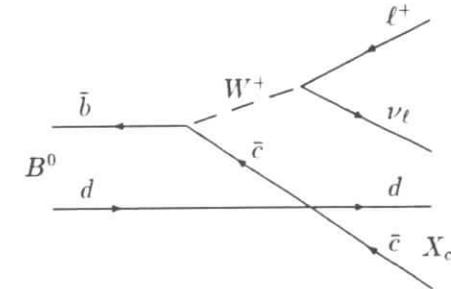


Abbildung 1.2: Zuschauer-Graph für den semileptonischen Zerfall eines B^0 -Mesons. X_c bezeichnet einen hadronischen Zustand, der ein \bar{c} -Quark enthält.

Für die Übergangsrate $\Gamma(\bar{B}^0 \rightarrow X_c \ell^- \bar{\nu}_\ell)$ ergibt sich im Rahmen des Zuschauermodells in erster Ordnung Störungsrechnung ohne Berücksichtigung von QCD-Korrekturen [Cab79, Cor82]:

$$\Gamma^{(0)}(\bar{B}^0 \rightarrow X_c \ell^- \bar{\nu}_\ell) = \Gamma^{(0)}(b \rightarrow c \ell^- \bar{\nu}_\ell) = \frac{G_F^2 m_b^5}{192 \pi^3} |V_{cb}|^2 \zeta(\epsilon). \quad (1.5)$$

Hierbei ist $\epsilon = \frac{m_c}{m_b}$ das Verhältnis der Quarkmassen⁷. Der Phasenraumfaktor $\zeta(\epsilon)$ ist unter Vernachlässigung der Leptonmassen gegeben durch

$$\zeta(\epsilon) = 1 - 8\epsilon^2 + 8\epsilon^6 - \epsilon^8 - 24\epsilon^4 \ln \epsilon. \quad (1.6)$$

⁷Siehe hierzu Abschnitt 1.3.2

Korrigiert man noch auf Effekte, die durch Emission virtueller und reeller Gluonen verursacht werden, so erhält man in erster Ordnung QCD

$$\Gamma(\bar{B}^0 \rightarrow X_c \ell^- \bar{\nu}_\ell) = \Gamma^{(0)}(\bar{B}^0 \rightarrow X_c \ell^- \bar{\nu}_\ell) \cdot \left(1 - \frac{2\alpha_s(m_b^2)}{3\pi} f(\varepsilon)\right), \quad (1.7)$$

wobei $f(\varepsilon)$ nach [Kim89] durch

$$f(\varepsilon) \approx \left(\pi^2 - \frac{31}{4}\right)(1 - \varepsilon)^2 + \frac{3}{2} \quad (1.8)$$

genähert werden kann. Die QCD-Korrekturen führen also zu einer gewissen Unterdrückung semileptonischer Zerfälle.

Mit Hilfe der Beziehungen (1.5) und (1.7) kann aus der semileptonischen Übergangsrate $\Gamma(\bar{B}^0 \rightarrow X_c \ell^- \bar{\nu}_\ell)$ das Matrixelement $|V_{cb}|$ bestimmt werden. Die semileptonische Übergangsrate ergibt sich über

$$\Gamma(\bar{B}^0 \rightarrow X_c \ell^- \bar{\nu}_\ell) = \Gamma_{B^0}^{\text{tot}} \cdot B(\bar{B}^0 \rightarrow X_c \ell^- \bar{\nu}_\ell) = \frac{1}{\tau_{B^0}} B(\bar{B}^0 \rightarrow X_c \ell^- \bar{\nu}_\ell) \quad (1.9)$$

aus den experimentellen Ergebnissen für die Lebensdauer τ_{B^0} der B^0 -Mesonen und für das semileptonische Verzweigungsverhältnis. Anzumerken ist, daß bisher nur eine mittlere Lebensdauer τ_B für B^0 - und B^+ -Mesonen gemessen werden konnte, doch sind derzeit alle Messungen des Lebensdauerverhältnisses τ_{B^0}/τ_{B^+} gut mit eins verträglich [Alb89b, Ful91]. Information über die b -Quark-Masse m_b , die in (1.5) eingeht, erhält man aus der Betrachtung des Leptonenspektrums (vgl. Abschnitt 1.3.2).

Nach dem Zuschauer-Modell müssen beide Sorten von B -Mesonen gleiche semileptonische Zerfallsbreiten haben:

$$\Gamma(\bar{B}^0 \rightarrow X_c \ell^- \bar{\nu}_\ell) = \Gamma(B^- \rightarrow Y_c \ell^- \bar{\nu}_\ell). \quad (1.10)$$

Bei hadronischen Zerfällen treten gluonische Wechselwirkungen zwischen den Quarks im Endzustand auf, die das Zuschauermodell nicht berücksichtigt. Wegen der damit eingeschränkten Gültigkeit des Zuschauermodells müssen die Lebensdauern von B^0 - und B^+ -Mesonen nicht notwendigerweise identisch sein. Aufgrund von (1.10) läßt sich aus den semileptonischen Verzweigungsverhältnissen aber das Lebensdauerverhältnis errechnen:

$$\frac{B(\bar{B}^0 \rightarrow X_c \ell^- \bar{\nu}_\ell)}{B(B^- \rightarrow Y_c \ell^- \bar{\nu}_\ell)} = \frac{\Gamma_{B^0}^{\text{tot}}}{\Gamma_{B^0}^{\text{tot}}} = \frac{\tau_{B^0}}{\tau_{B^-}}. \quad (1.11)$$

Behandelt man auch hadronische B -Zerfälle nach dem Zuschauermodell, so kann man semileptonische Verzweigungsverhältnisse berechnen, die in der Größenordnung von (12...17) % liegen [Rüc83]. Stimmen die gemessenen Werte nicht mit diesen Vorhersagen überein, so dürfte dies bedeuten, daß das Zuschauermodell zumindest bei der Beschreibung hadronischer B -Zerfälle versagt.

1.3.2 Das Leptonenspektrum im ACCMM-Modell

In der dieser Arbeit zugrundeliegenden Analyse wurden zur Unterdrückung von Untergrund nur Leptonen im Impulsintervall (1.4...2.4) GeV berücksichtigt (s. Abschnitt

4.2). Zur Extrapolation auf das gesamte Spektrum wurden die im folgenden dargestellten Aussagen eines erweiterten Zuschauermodells über die Impulsverteilung der Leptonen aus B^0 -Zerfällen herangezogen.

Das QCD-korrigierte Zuschauermodell liefert den folgenden Ausdruck für das Leptonenspektrum von $b \rightarrow c \ell \bar{\nu}_\ell$ -Zerfällen im Ruhesystem des b -Quarks [Cor82]:

$$\frac{d\Gamma(b \rightarrow c \ell \bar{\nu}_\ell)}{dx} = \frac{G_F^2 m_b^5}{192\pi^3} |V_{cb}|^2 \xi(x, \varepsilon) \left(1 - \frac{2\alpha_s(m_b^2)}{3\pi} G(x, \varepsilon)\right). \quad (1.12)$$

Hierbei ist $x = \frac{2E_\ell}{m_b}$ und der Phasenraumfaktor ist

$$\xi(x, \varepsilon) = \frac{2x^2(1 - \varepsilon^2 - x)^2}{(1 - x)^3} \left[(1 - x)(3 - 2x) + (3 - x)\varepsilon^2\right]. \quad (1.13)$$

Der Gluonenkorrekturterm $G(x, \varepsilon)$ weicht nur für große x , wo der Phasenraum schon sehr klein ist, deutlich von $f(\varepsilon)$ ab und kann daher in guter Näherung durch $f(\varepsilon)$ abgeschätzt werden.

Man erkennt, daß das Leptonenspektrum im b -Ruhesystem eine ziemlich scharfe obere Grenze bei $x_m = 1 - \varepsilon^2$ hat. Eine Beobachtungsgröße ist jedoch nur das Leptonenspektrum im Ruhesystem des B^0 -Mesons. Dieses erscheint durch die Bewegung des b -Quarks im B^0 -Meson am Endpunkt leicht „verschmiert“. Dieser Effekt wird durch das ACCMM-Modell von ALTARELLI et al. [Alt82] beschrieben. Es nimmt an, daß der Impuls der Quarks im B^0 -Meson einer Normalverteilung folgt:

$$f(|\mathbf{p}|) = \frac{4p^2}{\sqrt{\pi} p_F^3} \exp\left(-\frac{p^2}{p_F^2}\right) \quad (1.14)$$

(p_F = Fermimpuls). Weiterhin wird die Ruhemasse m_{sp} des Zuschauerquarks als konstant betrachtet. Die b -Quark-Masse, die über x und ε in $\xi(x, \varepsilon)$ eingeht, muß demgegenüber nicht auf der Massenschale liegen, sondern variiert in Abhängigkeit von p :

$$m_b^* = \sqrt{(p_{B^0} - p_{sp})^2} = \sqrt{m_{B^0}^2 + m_{sp}^2 - 2m_{B^0} \sqrt{p^2 + m_{sp}^2}}. \quad (1.15)$$

Nach dem ACCMM-Modell erhält man das Leptonenspektrum im B^0 -Ruhesystem durch LORENTZ-Transformation der Leptonenimpulse vom b - in das B^0 -Ruhesystem unter Berücksichtigung von (1.14) und (1.15). Diese Theorie enthält drei freie Parameter, nämlich die Massen des Zuschauerquarks (m_{sp}) und des c -Quarks (m_c) sowie den Fermimpuls p_F . Es zeigt sich, daß das Spektrum ziemlich unempfindlich gegenüber Variationen von m_{sp} ist. Gewöhnlich wird die Zuschauerquarkmasse mit 0.15 GeV abgeschätzt. Die zwei übrigen Parameter m_c und p_F können durch Vergleich der Vorhersagen des ACCMM-Modells mit gemessenen Leptonenspektren aus inklusiven B -Zerfällen bestimmt werden. Es ergibt sich eine gute Übereinstimmung zwischen Modell und Experiment für $m_c = (1.65 \pm 0.07)$ GeV und $p_F = (0.26 \pm 0.06)$ GeV [Alb90b]. Das entspricht einer mittleren b -Quark-Masse von (4.95 ± 0.07) GeV. Bei Zugrundelegung dieser Parameter ergibt sich das in Abb. 1.3 dargestellte Spektrum der Leptonen im B^0 -Ruhesystem.

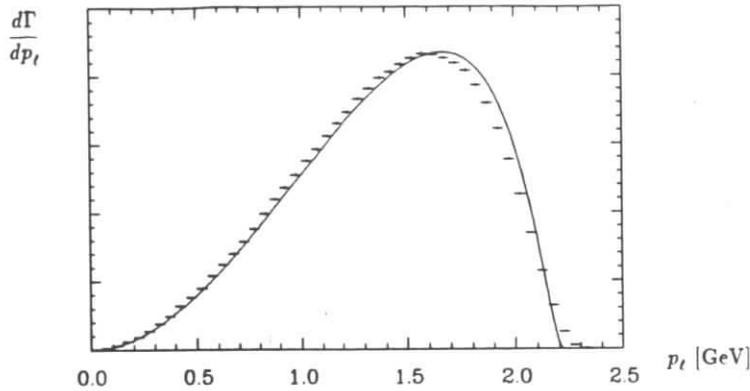


Abbildung 1.3: Das Leptonenspektrum im ACCMM-Modell. Die durchgezogene Kurve zeigt das Spektrum im Ruhesystem des b -Quarks, das Histogramm zeigt das Spektrum im B^0 -System.

In Konkurrenz zum ACCMM-Modell stehen die sogenannten Formfaktor-Modelle zur Beschreibung semileptonischer und hadronischer B -Zerfälle. Sie berechnen die Spektren einiger exklusiver Zerfälle und ermitteln das inklusive Leptonenspektrum durch Addition der exklusiven Kanäle bei Gewichtung mit den vorhergesagten Verzweigungsverhältnissen. Zu erwähnen sind hier insbesondere die Modelle von BAUER, STECH und WIRBEL (BSW) [Bau87], von KÖRNER und SCHULER (KS) [Kör88] sowie das Modell von GRINSTEIN, ISGUR, SCORA und WISE (GISW) [Isg89]. Die ersten beiden genannten Modelle beschränken sich dabei auf die semileptonischen Zerfallskanäle $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell$ und $\bar{B}^0 \rightarrow D^+ \ell^- \bar{\nu}_\ell$, während das GISW-Modell auch Zerfälle in höher angeregte D -Zustände ($1P$, $2S$) berücksichtigt. Die von den verschiedenen Formfaktormodellen und dem ACCMM-Modell vorhergesagten Spektren stimmen recht gut miteinander überein, nur das BSW-Modell liefert ein deutlich härteres Leptonenspektrum als die übrigen Modelle. Die Unterschiede sind dabei vor allem in voneinander abweichenden Voraussagen über die relativen Anteile der exklusiven Zerfallskanäle begründet. Die in Untersuchungen des inklusiven Leptonenspektrums aus B -Zerfällen gefundene gute Übereinstimmung zwischen den Meßergebnissen auf der einen Seite und den Voraussagen insbesondere des GISW-Modells und des ACCMM-Modells auf der anderen Seite [Alb90b] zeigt, daß mit der Beschränkung der Analyse auf Leptonen mit Impulsen in dem genannten Impulsbereich keine großen theoretischen Unsicherheiten verbunden sind.

Kapitel 2

Das Experiment

2.1 Die Erzeugung der B -Mesonen

Die in dieser Arbeit untersuchten B^0 -Mesonen stammen aus Zerfällen von $\Upsilon(4S)$ -Mesonen, welche am Speicherring DORIS II erzeugt und mit dem Detektor ARGUS untersucht wurden. Das $\Upsilon(4S)$ -Meson ist der $b\bar{b}$ -Zustand mit der Hauptquantenzahl $n = 4$. Es läßt sich aufgrund seiner dem Photon entsprechenden Quantenzahlen $J^{PC} = 1^{--}$ mit relativ hohem Wirkungsquerschnitt in e^+e^- -Annihilationen herstellen, sofern die Schwerpunktenenergie des Beschleunigers mit der $\Upsilon(4S)$ -Ruhemasse von $(10580 \pm 3.5) \text{ MeV}$ [PDG90] übereinstimmt. Die Breite der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz ist mit $(23.8 \pm 2.2) \text{ MeV}$ wesentlich größer als die der schwächer angeregten $b\bar{b}$ -Zustände (zum Vergleich: $\Gamma_{\Upsilon(3S)} \approx 24 \text{ keV}$), da es knapp oberhalb der Schwelle zur Erzeugung eines B -Meson-Paares (B^+B^- oder $B^0\bar{B}^0$) liegt. Aufgrund dieses hohen Zerfallsbreitenverhältnisses (Faktor 10^3) wird angenommen, daß $\Upsilon(4S)$ -Mesonen zu annähernd 100 % in $B\bar{B}$ -Paare zerfallen, so daß sich diese Resonanz gut als B -Meson-Quelle eignet. Zerfälle in andere Endzustände als $B\bar{B}$ werden von manchen theoretischen Modellen vorhergesagt, wurden aber bislang nicht experimentell nachgewiesen.

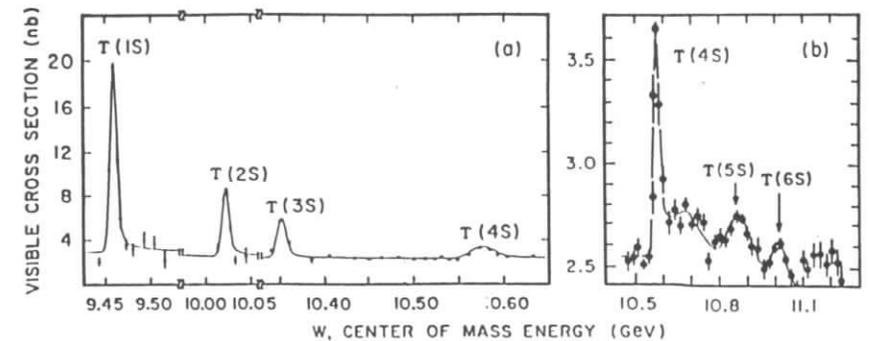


Abbildung 2.1: Der sichtbare hadronische Wirkungsquerschnitt in e^+e^- -Annihilationen im Energiebereich der Υ -Resonanzen (aus [Git88]).

Der sichtbare Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung von $\Upsilon(4S)$ -Teilchen in e^+e^- -Annihilationen beträgt etwa 0.8 nb auf einem Kontinuumsuntergrund von ca. 3 nb (s. Abb. 2.1). Am Speicherring DORIS II wurden bisher ca. 200000 $\Upsilon(4S)$ -Mesonen und dementsprechend etwa doppelt so viele B -Mesonen erzeugt.

2.2 Der Speicherring DORIS II

Der 288 m lange e^+e^- -Speicherring DORIS (abgekürzt für *Doppel-Ring-Speicher*) wurde 1974 in Betrieb genommen. Um bei möglichst großer Luminosität höhere Schwerpunktennergien (bis in den Bereich der Υ -Resonanzen) erreichen zu können, wurde DORIS 1977 in einen Einfachring umgebaut, in dem je ein Elektron- und ein Positronpaket gegenseitig kreisen. Seit dem 1982 erfolgten Einbau von Mini- β -Quadrupolen in unmittelbarer Nähe des Wechselwirkungspunktes, der zu einer Steigerung der Luminosität bis auf über $10^{31}\text{ cm}^{-2}\text{ s}^{-1}$ bei einer Strahlenergie von 5.3 GeV führte, wird der Ring als DORIS II bezeichnet. Die maximale Schwerpunktennergie liegt heute bei 5.6 GeV (s. auch [Wil81,Nes86]), die Dispersion der Schwerpunktennergie¹ beträgt $(8.2 \pm 0.5)\text{ MeV}$ [Bar84].

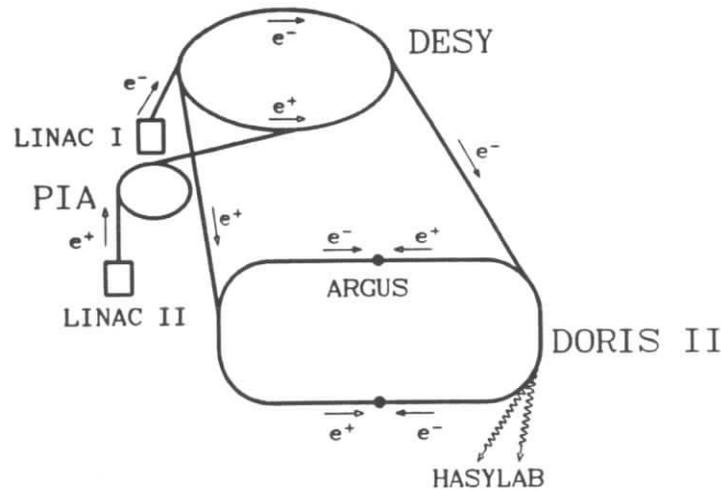


Abbildung 2.2: Die Strahlführung bei DORIS II

Die Elektronen für DORIS II werden im Linearbeschleuniger LINAC I auf 50 MeV vorbeschleunigt und danach in das Synchrotron DESY II injiziert (s. Abb. 2.2). Auch die Positronen, die aus konvertierten hochenergetischen Bremsstrahlungsphotonen entstehen, gelangen nach einer Vorbeschleunigung in LINAC II und einer Zwischenspeicherung in PIA² in den DESY II-Ring. Hier werden Elektronen und Positronen bereits auf ihre

¹gemessen bei $E_{CM} = 10.023\text{ GeV}$

²PIA steht für „Positron Intermediate Accumulator“.

endgültige Energie – bei Messungen auf der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz 5.29 GeV – beschleunigt. In DORIS II werden die beiden Strahlen für etwa ein bis zwei Stunden gespeichert, wobei der Energieverlust aufgrund von Synchrotronstrahlung ausgeglichen werden muß, und in den Wechselwirkungspunkten zur Kollision gebracht. In der einen Wechselwirkungszone steht seit 1982 der Detektor der ARGUS-Kollaboration, in der anderen befand sich bis 1986 der Crystal Ball-Detektor. Die Synchrotronstrahlung wird im „Hamburger Synchrotron-Labor“ HASYLAB für Experimente aus Festkörperphysik, Biologie usw. ausgenutzt.

2.3 Der Detektor ARGUS

2.3.1 Zur Konzeption des Detektors

ARGUS (Abkürzung für „A Russian German United States Swedish Collaboration“) ist ein Detektor mit einem solenoidalen Magnetfeld, der einen Raumwinkelbereich von annähernd 4π abdeckt. Er arbeitet seit Oktober 1982 am Speicherring DORIS II. ARGUS wurde entwickelt zur Untersuchung von Endzuständen aus Elektron-Positron-Annihilationen im Energiebereich der Υ -Resonanzen (ca. 10 GeV) und insbesondere zum Studium der B -Mesonen aus $\Upsilon(4S)$ -Zerfällen. Aufgrund der typischerweise hohen Multiplizitäten solcher Ereignisse ist eine möglichst sichere Identifikation geladener Teilchen von großer Bedeutung für die Analyse der Daten. Daher geschieht die Identifikation geladener Hadronen bei ARGUS durch zwei von einander unabhängige Messungen, und zwar durch die Bestimmung des Energieverlusts durch Ionisation (dE/dx) sowie die Messung der Flugzeit (TOF-System). Auf diese Weise gelingt es, 80% aller geladenen Hadronen praktisch unzweideutig zu identifizieren. Die Bestimmung der spezifischen Ionisation und des Impulses der geladenen Teilchen erfolgt in der Hauptdriftkammer, die umgeben ist vom elektromagnetischen Kalorimeter. Dieses dient zum Nachweis und zur Energiebestimmung von Photonen und hat außerdem die Funktion, Elektronen von Hadronen zu unterscheiden. Die Myonkammern schließlich, die zum Teil außerhalb des Eisenjochs liegen, ermöglichen eine sichere Identifikation von ausreichend schnellen Myonen. Eine effektive Unterscheidung zwischen Leptonen und Hadronen ist essentiell für sehr viele Analysen von B -Zerfällen und insbesondere auch für diese Arbeit.

Der ARGUS-Detektor ist im wesentlichen zylindersymmetrisch (s. Abb. 2.3), was eine Simulation durch Monte Carlo-Programme erleichtert. Die Stirnflächen des Zylinders werden als „Endkappen“ (25% der Gesamtoberfläche) bezeichnet, der Bereich innerhalb des Mantels als „Barrel“ (75% der Oberfläche). Die Ausmaße sind durch die Position der Mini- β -Quadrupole im Abstand von 1.23 m vom Wechselwirkungspunkt begrenzt. Ein größerer Abstand der Mini- β -Quadrupole würde die Luminosität in unerwünschter Weise verringern.

Eine ausführliche Beschreibung des Detektors befindet sich in [Alb89a]. Im folgenden sei nur kurz auf die wichtigsten Komponenten, die Teilchenidentifikation und den Datenfluß eingegangen. In dieser Darstellung zeigt die z -Achse in die Bewegungsrichtung der Positronen, wobei der Nullpunkt im Wechselwirkungspunkt liegt.

ARGUS

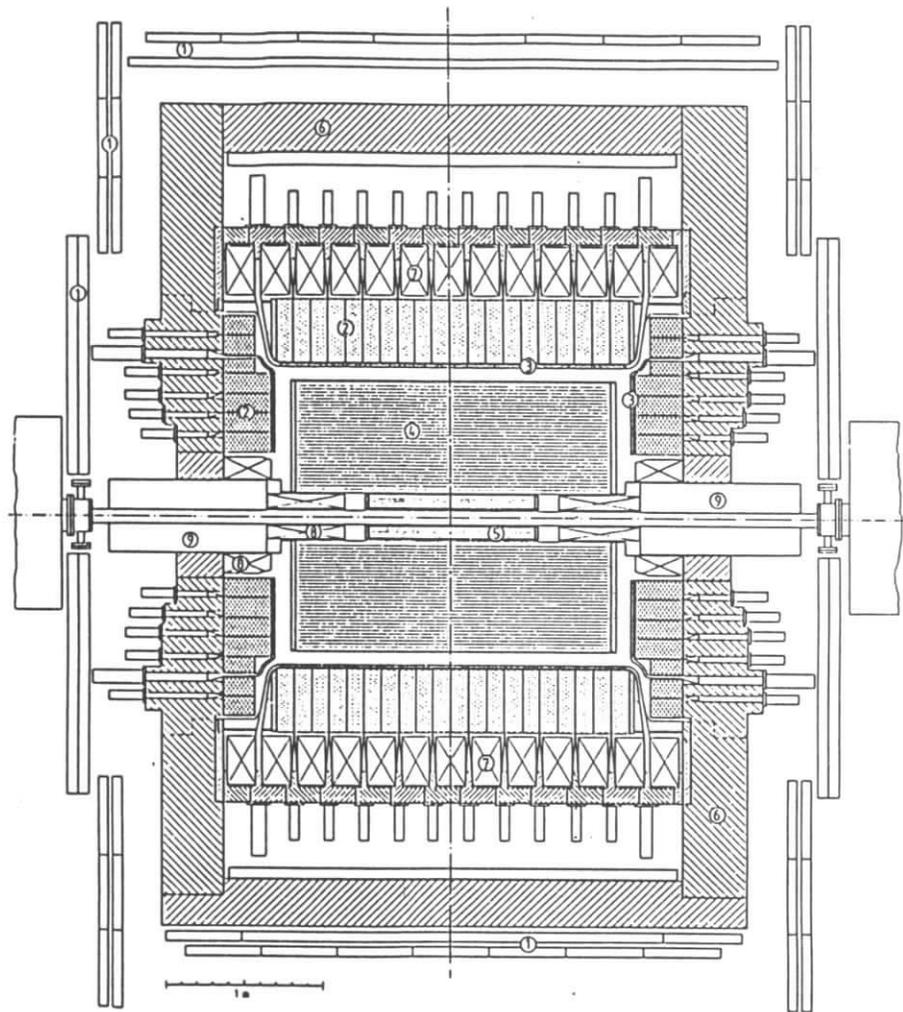


Abbildung 2.3: Vertikaler Schnitt durch den ARGUS-Detektor. Komponenten:

- | | | |
|-------------------------|----------------------|------------------------------|
| 1) Myonkammern | 4) Hauptdriftkammer | 7) Magnetspulen |
| 2) el.-mag. Kalorimeter | 5) Vertexdriftkammer | 8) Kompensationsspulen |
| 3) Flugzeitsystem | 6) Eisenjoch | 9) Mini- β -Quadrupole |

2.3.2 Die Hauptdriftkammer

Die Hauptdriftkammer stellt das Kernstück des Detektors dar. Sie ermöglicht die Spurrekonstruktion der geladenen Teilchen und dient zur Messung der spezifischen Ionisation (dE/dx). Sie hat eine Länge von 2 m; ihre Innenfläche befindet sich im Abstand von 30 cm von der Strahlachse, die Außenfläche im Abstand von 172 cm. In [Dan83] wird die Driftkammer ausführlich beschrieben.

Die 5940 Signaldrähte bilden zusammen mit 24588 Potentialdrähten insgesamt 5940 Driftzellen mit einem rechteckigen Querschnitt von $18.0 \times 18.8 \text{ mm}^2$. Diese Driftzellen sind in 36 Lagen konzentrisch um die Strahlachse herum angeordnet. Damit auch die z -Koordinaten der Teilchenimpulse in der Driftkammer bestimmt werden können, ist jede zweite Lage eine sogenannte *Stereolage*, deren Signaldraht um einen Winkel $\pm\alpha(r)$ azimuthal gegen die Strahlachse verdreht ist. Der Stereowinkel α wächst mit dem Abstand r vom Strahlrohr und beträgt bei den äußersten Lagen $8 \cdot 10^{-2}$. Um möglichst kreisförmige Isochronen zu gewährleisten, sind auch sämtliche Potentialdrähte gegen z geneigt. Das von den Spulen erzeugte Magnetfeld in der Driftkammer beträgt 0.755 T und zeigt in Richtung der z -Achse.

Spuren innerhalb eines Raumwinkels von $0.76 \cdot 4\pi$ (Barrel-Bereich) durchqueren sämtliche Lagen, die Mindestanforderung für einen Spurfitt (vier 0° -Lagen und drei Stereolagen getroffen) kann innerhalb von $0.96 \cdot 4\pi$ erfüllt werden.

Hauptbestandteil (97 %) des Gasgemisches in der Driftkammer ist Propan, das sich durch hohe Strahlungslänge, geringe Diffusion und enge Landau-Verteilung auszeichnet. Außerdem enthält die Kammer noch 3 % Methylal ($\text{CH}_2(\text{OCH}_3)_2$) und 0.2 % Wasserdampf. Der Druck wird knapp oberhalb des Atmosphärendrucks gehalten.

Die durch die Hauptdriftkammer erreichte Auflösung bei der Messung des Transversalimpulses ist

$$\frac{\sigma(p_T)}{p_T} = \sqrt{0.01^2 + \left(0.009 \frac{p_T}{1 \text{ GeV}}\right)^2} \quad (2.1)$$

Die Auflösung bei hohen Impulsen ist dabei durch Fehler bei der Spurbestimmung begrenzt und wurde durch Untersuchung nicht-radiativer Myonpaare bestimmt, während der Fehler der Transversalimpulsbestimmung bei Teilchenimpulsen unterhalb etwa 1 GeV im wesentlichen durch Mehrfachstreuung verursacht wird.

Die spezifische Ionisation dE/dx wird in der Driftkammer mit einer Genauigkeit von 4.5 % bis 5.5 % bestimmt. Abb. 2.4 zeigt die gemessenen dE/dx -Werte für die verschiedenen Teilchensorten in Abhängigkeit vom Impuls und verdeutlicht den Nutzen der dE/dx -Messung für die Identifikation geladener Spuren.

2.3.3 Die Vertexdriftkammer

Die Vertexdriftkammer (VDC) wurde 1984 in den ARGUS-Detektor eingebaut. Aufgrund ihrer Lage innerhalb der Hauptdriftkammer erlaubt die Vertexkammer die Rekonstruktion von Spuren bis nahe an den Wechselwirkungspunkt heran (s. auch [Edw86]).

Die Vertexkammer hat eine Länge von 1 m und einen inneren (äußeren) Durchmesser von 10 cm (28 cm). Damit deckt sie 95 % des gesamten Raumwinkels ab. Sie verfügt

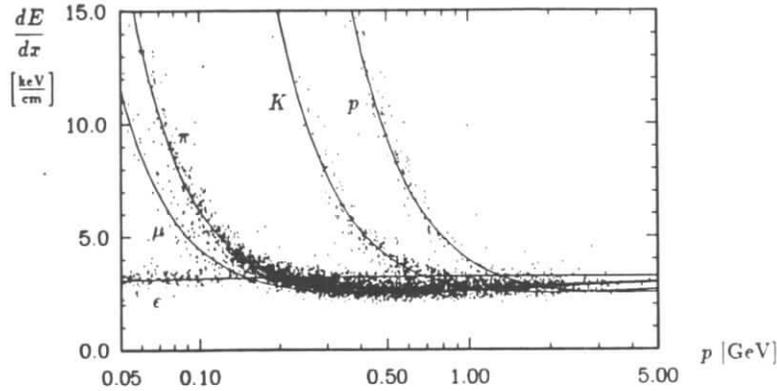


Abbildung 2.4: Die gemessenen und die theoretisch erwarteten spezifischen Ionisationen dE/dx für Elektronen, Myonen, Pionen, Kaonen und Protonen in Abhängigkeit vom Teilchenimpuls.

über 594 Signaldrähte und 1412 Potentialdrähte. Die Driftzellen weisen eine hexagonale Form auf, und ihr einbeschriebener Kreis hat einen Radius von lediglich 4.5 mm. Die VDC verfügt nicht über Stereodrähte, weshalb sie keine Messung der z -Koordinaten der Teilchenimpulse zulässt. Als Füllgas wird Kohlendioxid mit einer geringen Beimischung (0.3 %) von Wasserdampf verwendet, der Druck beträgt 1.5 bar.

Die zusätzliche Information der Vertexdriftkammer führt zu einer stark verbesserten Effizienz für die Rekonstruktion von Sekundärvertices und außerdem zu einer deutlichen Erhöhung der Transversalimpulsauflösung des Detektors auf 0.6 % für 5 GeV-Myonen. Für die impulsabhängige Auflösung ergibt sich damit

$$\frac{\sigma(p_T)}{p_T} = \sqrt{0.01^2 + \left(0.006 \frac{p_T}{1 \text{ GeV}}\right)^2}. \quad (2.2)$$

86 % der in dieser Arbeit analysierten Daten wurden nach Einbau der Vertexkammer gewonnen.

2.3.4 Das Flugzeitsystem

Das System zur Messung der Flugzeit (auch als TOF für „Time of flight“ bezeichnet) besteht aus 160 Szintillatorzählern (64 im Barrel-Bereich, je 48 bei den Endkappen), die außerhalb der Hauptdriftkammer und innerhalb des elektromagnetischen Kalorimeters angeordnet sind, sowie den zugehörigen Lichtleitern und Photomultipliern (für eine eingehendere Beschreibung s. [Hel85]). Es mißt die Zeit, die zwischen dem Durchgang eines Bunches durch den Detektor und dem Eintreffen der einzelnen Teilchen an den Szintillatorzählern vergeht, woraus die Geschwindigkeit β der Teilchen ermittelt wird. Das TOF-System deckt 92 % des gesamten Raumwinkels ab. Die erreichte Zeitauflösung beträgt 220 ps.

Aus den errechneten Geschwindigkeiten β und den durch die Driftkammer gemessenen Impulsen p können die Ruhmassen der Teilchen bestimmt werden:

$$m_0^2 = p^2 \left(\frac{1}{\beta^2} - 1 \right). \quad (2.3)$$

Abb. 2.5 zeigt die auf diese Weise gemessenen m_0^2 -Werte für die verschiedenen Teilchensorten in Abhängigkeit vom Impuls. Pionen können von Kaonen sicher (d. h. mit drei Standardabweichungen) bis zu Impulsen von 700 MeV, Kaonen von Protonen bis hin zu 1200 MeV unterschieden werden. Für Teilchen mit $p_T > 120$ MeV liefert das TOF-System in 80 % aller Fälle verwertbare Information über die Geschwindigkeiten.

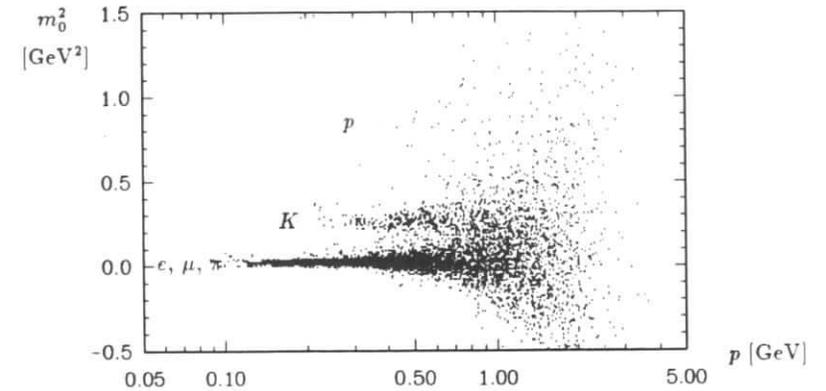


Abbildung 2.5: Aus Flugzeit- und Impulsmessung ermittelte Werte für m_0^2 von geladenen Teilchen.

2.3.5 Das elektromagnetische Kalorimeter

Das elektromagnetische Kalorimeter befindet sich unmittelbar hinter den TOF-Zählern innerhalb der Magnetspulen. Es dient zur Messung der Energie und der räumlichen Ausdehnung von Schauern, die durch Photonen und geladene Teilchen verursacht werden, sowie zur Richtungsbestimmung von Photonen. Das Kalorimeter besteht aus 20 Ringen von Schauerzählern im Barrel-Bereich und je fünf Schauerzählerringen in den Endkappen. Insgesamt verfügt es über 1760 aus Blei- und Szintillatorschichten sandwichartig zusammengesetzte Schauerzähler (ausführlichere Darstellung s. [Dre83]). Mit ihnen wird ein Raumwinkel von $0.96 \cdot 4\pi$ abgedeckt. Die Dicke des elektromagnetischen Kalorimeters entspricht etwa 12.5 Strahlungslängen, vor Eintritt in das Kalorimeter legen die Teilchen nur zwischen 0.16 Strahlungslängen (Barrelbereich) und 0.52 Strahlungslängen (Endkappenbereich) zurück. Damit können Photonen bis hinunter zu Energien von 50 MeV noch bei hoher Akzeptanz (ca. 98 %) nachgewiesen werden. Die Kalibration der einzelnen Schauerzählermodule erfolgt über die Messung von BHABHA-Streuereignissen.

Die erzielte Energie-Auflösung kann durch den Ausdruck

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \sqrt{\delta_L^2 + \delta_H^2} \frac{1 \text{ GeV}}{E} \quad (2.4)$$

parametrisiert werden, wobei δ_L großenteils durch die Ausleseapparatur verursacht wird und im Barrel-Bereich (Endkappen-Bereich) 0.072 (0.075) beträgt, während δ_H zu 0.065 (0.076) bestimmt worden ist.

Auch die Winkelauflösung nimmt mit wachsenden Schauerenergien zu und erreicht für hochenergetische BHABHA-Elektronen 13 mrad im Barrelbereich (10 mrad bei den Endkappen), bei 0.5 GeV-Schauern beträgt sie 24 mrad.

Da sich die lateralen Schauerenergieverteilungen von Elektronen, Myonen und Hadronen unterscheiden und außerdem nur Elektronen praktisch ihre gesamte Energie auf meßbare Weise an das Kalorimeter abgeben, kann die Schauerzählerinformation auch zur Teilchenidentifikation verwendet werden (s. Abschnitt 2.5.3).

2.3.6 Das System der Myonkammern

Der ARGUS-Detektor ist mit drei Myonkammerlagen ausgestattet, von denen sich zwei außerhalb des Magnetjochs befinden. Insgesamt verfügt ARGUS über 218 Kammern. Jede Kammer ist aus acht Aluminium-Proportionalzählern zusammengesetzt, die mit einem Gasgemisch aus Argon (92 %) und Propan (8 %) gefüllt sind [Are86]. Das Magnetjoch fungiert als Hadronabsorber (mit 1.8 Absorptionslängen), so daß die äußeren Myonkammern fast ausschließlich von Myonen erreicht werden (s. Abschnitt 4.4.1). Die beiden äußeren Kammern haben eine geometrische Akzeptanz von 87 %, die Ansprechwahrscheinlichkeit bei einem Treffer beträgt für jede Lage etwa 98 %.

Die innere Myonkammerlage kann von Myonen mit Impulsen von mindestens 0.7 GeV erreicht werden, der Schwellenimpuls für die äußeren Schichten liegt bei etwa 1.1 GeV. Ab Myonimpulsen von ca. 1.5 GeV wird die Wahrscheinlichkeit für das Erreichen der Lagen außerhalb des Magnetjochs näherungsweise konstant (s. Kap. 4).

2.3.7 Das Trigger-System

Dem Trigger-System obliegt die Entscheidung, ob ein Ereignis aufgezeichnet oder verworfen wird. Da bei einer „Bunch crossing“-Frequenz von 1 MHz lediglich ein Zeitraum von 1 μ s für diese Entscheidung zur Verfügung steht, wird bei ARGUS von einem schnellen „Pretrigger“ zunächst eine Vorentscheidung getroffen, ob ein Ereignis als interessant zu bewerten ist. Diese Vorauswahl nimmt lediglich 300 ns in Anspruch und reduziert die Frequenz der weiter zu bearbeitenden Ereignisse auf ca. 100 Hz. Von der zweiten Triggerstufe, dem langsameren „Little track finder“ (LTF), wird dann die endgültige Entscheidung getroffen.

Der Pretrigger

Der Pretrigger verwendet ausschließlich Information des TOF-Systems und der Schauerzähler. Er gibt ein positives Signal, wenn eine der folgenden unteren Triggerstufen anspricht:

- Der „Total energy trigger“ (ETOT)
Er verlangt mehr als 0.7 GeV deponierte Energie in den Schauerzählern beider Detektor-Hemisphären³ und dient somit zur Triggerung von Ereignissen mit ausgeglichener Energiedeposition.
- Der „High energy shower trigger“ (HESH)
Er verlangt eine Energiedeposition von mehr als 1 GeV in einer von insgesamt 16 Gruppen von Schauerzählern im Barrelbereich. Dadurch werden Ereignisse akzeptiert, bei denen ein Teilchen einen Großteil der Gesamtenergie trägt.
- Der „Charged particle pretrigger“ (CPPT)
Er triggert Ereignisse mit mindestens einer geladenen Spur in jeder Detektor-Hemisphäre. Als Anforderung für die Annahme einer Spur wird dabei Koinzidenz von TOF- und Schauerzähler-Signal verlangt.
- Der „Coincidence matrix trigger“ (CMT)
Er spricht an, wenn die Projektionen zweier geladener Spuren auf eine zur z-Achse senkrechte Ebene in etwa antiparallel liegen. Da die longitudinale Impulsbilanz nicht ausgeglichen zu sein braucht, triggert der CMT insbesondere $\gamma\gamma$ - und $\tau^+\tau^-$ -Ereignisse.

Wenn DORIS II nicht in Betrieb ist, kann ARGUS zur Aufzeichnung von Ereignissen mit Myonen aus der Höhenstrahlung genutzt werden. Hierzu existiert ein spezieller „Cosmic trigger“. Außerdem gibt es noch einen „Random trigger“ zur Abschätzung des Zufallsuntergrunds in ARGUS-Ereignissen.

Der „Little track finder“

Der LTF sucht nach geladenen Spuren aus dem Wechselwirkungspunkt. Dazu verwendet er die Informationen aus der Hauptdriftkammer (ohne Berücksichtigung der z-Komponenten der Spuren) und aus dem TOF-System und vergleicht sie mit 2000 vorprogrammierten Spurmasken. Erkennt der LTF auf diese Weise mindestens null bis zwei Spuren – die Mindestanforderung hängt davon ab, welche Pretrigger angesprochen haben – so wird ein Ereignis akzeptiert. Die Akzeptanz der Spurfinding beträgt dabei 97 %. Zum Testen eines Ereignisses benötigt der LTF ca. 20 μ s, was bei einer Pretriggergerate von 100 Hz zu einer Totzeit von 0.2 % führt. Die LTF-Triggergerate liegt in der Größenordnung von 10 Hz.

2.4 Die Online-Datennahme

Die Online-Datenverarbeitung des ARGUS-Detektors geschieht über mehrere Zwischenstufen (s. Abb. 2.6). Zunächst wird die Information der einzelnen Detektorkomponenten durch ein CAMAC-System digitalisiert und von einem schnellen Mikroprozessor, dem „CAMAC booster“, zu Ereignissen zusammengefaßt. Diese Ereignisse werden einzeln

³Als „Hemisphären“ werden die beiden Detektorhälften bezeichnet, die durch die Ebene, die durch den Wechselwirkungspunkt geht und zu der die Strahlachse eine Normale ist, getrennt werden.

an den Online-Computer, eine DEC PDP 11/80, weitergeleitet. Der Online-Computer verfügt über eine Schnittstelle zum Schichtpersonal, das durch ihn die Datennahme beeinflussen kann. Er transferiert die Rohdaten an eine VAX 11/780, oder – sollte diese einmal ausfallen – auch direkt an den DESY-Zentralrechner, eine IBM 3090⁴. Die VAX stellt statistische Information über die Datennahme auf Grafikmonitoren dar und nimmt außerdem bereits eine Vorselektion der Rohdaten vor, wodurch ca. 30 % des Untergrundes verworfen wird. Sie faßt durchschnittlich etwa 20 Ereignisse in Blöcken zusammen, die dann über eine PADAC-Schnittstelle auf die IBM 3090 übertragen werden. Im Falle eines Ausfalls der IBM kann die VAX die Daten auch mehrere Stunden lang zwischenspeichern.

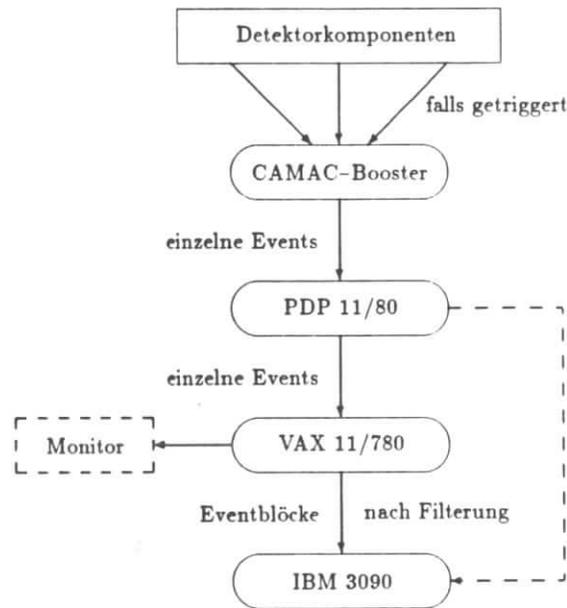


Abbildung 2.6: Der Online-Datenfluß

2.5 Die Grundlagen der Datenanalyse

2.5.1 Die Offline-Datenverarbeitung

Die auf die IBM 3090 übertragenen Daten werden von der Festplatte auf Magnetbänder mit der Bezeichnung EXDUMP kopiert und später auf sogenannten EXDATA-Bändern zusammengefaßt. Aus den Rohdaten der EXDATA-Bänder müssen dann die Teilchenspuren

⁴Zu Beginn der Datennahme durch ARGUS wurden zum Teil noch andere Computertypen verwendet.

rekonstruiert werden. Dabei geht man zunächst von der Driftkammerinformation aus. Nach Auffindung von Spurkandidaten wird durch ein iteratives Verfahren eine Spuranpassung – vorerst ohne Berücksichtigung der Stereolagen – durchgeführt. Danach wird durch Hinzunahme der Stereolageninformation die Spurfundung auf drei Dimensionen erweitert. Hierbei werden auch schon der Energieverlust durch Ionisation sowie das Auftreten von Mehrfachstreuung berücksichtigt. Für die weitere Bearbeitung werden nur Ereignisse akzeptiert, bei denen mindestens zwei Spuren aus der unmittelbaren Nähe des Wechselwirkungspunktes stammen. Die genauen Kriterien hierfür, die beide erfüllt sein müssen, sind:

1. Der geringste Abstand der Spur von der z -Achse, d_0 , ist kleiner als 1.5 cm.
2. Der Punkt der Spur, der der z -Achse am nächsten liegt, hat eine z -Koordinate z_0 mit $|z_0| < 8$ cm.

Nach der Hauptdriftkammer-Spurrekonstruktion wird nach getroffenen Drähten in der Vertexkammer gesucht, die in der Nähe der zum Wechselwirkungspunkt hin extrapolierten Driftkammerspuren liegen. Nach Hinzunahme dieser Information wird die Spuranpassung wiederholt. Danach werden die Vertizes der geladenen Spuren ermittelt, sowohl der Hauptvertex des Ereignisses als auch etwaige Sekundärvertizes ausreichend langlebiger neutraler Teilchen (K_S^0 , Λ^0 , konvertierende Photonen). Nach der Spurrekonstruktion wird versucht, die Treffer des TOF-Systems, die gefundenen Schauercluster⁵ und die Myonkammertreffer den geladenen Spuren zuzuordnen. Wird keine geladene Spur gefunden, die einen gemessenen Schauer verursacht haben könnte, so wird der Schauer als Photonschauer betrachtet.

Die Ergebnisse der Rekonstruktionsprozedur werden zusammen mit den Rohdaten auf sogenannten EXPDST-Bändern abgelegt und stehen damit der Analyse zur Verfügung. Da ein Großteil der Daten aus QED-Ereignissen stammt, die für viele Analysen lediglich Untergrundquellen darstellen, findet danach eine Selektion in verschiedene Ereignistypen wie multihadronische Ereignisse (\rightarrow EXMUHA-Bänder) und „Twpromgs“⁶ statt. Die Selektionskriterien für multihadronische Ereignisse sind in Abschnitt 2.5.2 beschrieben.

Die EXMUHA-Bänder erhalten mit den Rohdaten noch immer viel Information, die für Analysen multihadronischer Ereignisse nicht von Belang ist, wie z. B. Angaben über die getroffenen Driftkammerdrähte. Zur vereinfachten Handhabbarkeit der Daten werden die wichtigsten physikalischen Informationen der EXMUHA-Daten – die Viererimpulse der nachgewiesenen Teilchen, die mittleren dE/dx -Werte, die Myonkammertreffer usw. – auf erheblich weniger Speicherplatz benötigende MUMI-Bänder übertragen. Dieser Vorgang wird als „Minifizierung“ bezeichnet. Für diese Analyse wurden ausschließlich MUMI-Daten verwendet. Die eigentliche Auswertung erfolgt in der Regel mit Hilfe der bei ARGUS entwickelten Interpretersprache KAL („Kinematic Analysis Language“). Die KAL-Syntax erinnert an FORTRAN, erlaubt aber auf einfache Weise den Zugriff auf die Spurdaten aller Teilchen, die die gestellten Selektionskriterien erfüllen (durch Befehle wie beispielsweise `Select pi+`).

⁵Als „Cluster“ werden Gruppen benachbarter Schauerzähler bezeichnet, die angesprochen haben.

⁶Das sind Ereignisse mit zwei geladenen Spuren.

2.5.2 Die Standardselektion der multihadronischen Ereignisse

Die EXPDST-Ereignisse, die als multihadronisch akzeptiert und auf die MUHA-Bänder kopiert werden, genügen einer der beiden folgenden Bedingungen:

- Mindestens drei geladene Spuren bilden einen gemeinsamen Vertex, dessen Koordinaten R (Abstand von der z -Achse) und z die Bedingung

$$R < 1.5 \text{ cm} \quad \text{und} \quad |z| < 6.0 \text{ cm}$$

erfüllen.

- Es gibt wenigstens drei geladene Spuren, die in den zylindrischen Bereich mit

$$R < 1.0 \text{ cm} \quad \text{und} \quad |z| < 5.0 \text{ cm}$$

extrapoliert werden können, und in den Schauerzählern wurde eine Gesamtenergie von mindestens 1.7 GeV deponiert.

Durch diesen Schnitt werden 85% der EXPDST-Ereignisse als nicht multihadronisch verworfen. Auch unter den akzeptierten Ereignissen gibt es jedoch noch einen Untergrund von ca. 30% nicht multihadronischen Ereignissen. Deswegen werden in vielen Analysen weitere Schnitte gegen BHABHA- und $\gamma\gamma$ -Untergrund angewendet.

2.5.3 Die Teilchenidentifikation

Zur Identifikation geladener Teilchen werden bei ARGUS – wie oben erwähnt – die Messung der spezifischen Ionisation dE/dx sowie die Flugzeitmessung herangezogen. Auf Grundlage dieser beiden Daten können für jede geladene Spur die Wahrscheinlichkeiten („Likelihoods“) λ_i ($i \in \{e, \mu, \pi, K, p\}$) berechnet werden, die angeben, mit welcher Wahrscheinlichkeit die jeweilige Spur von einem Elektron, Myon, Pion, Kaon oder Proton stammt [Alb89a]. Hierzu werden die Meßwerte $(dE/dx)_{\text{exp}}$ und β_{exp} mit den jeweils theoretisch zu erwartenden Werten für jede Teilchenhypothese i verglichen. Letztere ergeben sich – bei Zugrundelegung der Impulsmessung durch das Driftkammersystem – aus der BETHE-BLOCH-Gleichung bzw. den Ruhmassen. Man errechnet folgende χ^2 -Werte:

$$\chi_{dE/dx,i}^2 = \frac{\left(\left. \frac{dE}{dx} \right|_{\text{exp}} - \left. \frac{dE}{dx} \right|_{\text{theo},i} \right)^2}{\sigma_{dE/dx,\text{exp}}^2 + \sigma_{dE/dx,\text{theo}}^2} \quad (2.5)$$

$$\chi_{\text{TOF},i}^2 = \frac{\left(\left. \frac{1}{\beta} \right|_{\text{exp}} - \left. \frac{1}{\beta} \right|_{\text{theo},i} \right)^2}{\sigma_{1/\beta,\text{exp}}^2 + \sigma_{1/\beta,\text{theo}}^2} \quad (2.6)$$

Hierbei werden die theoretischen Unsicherheiten σ_{theo} durch Fehler bei der Impulsmessung bedingt. Da TOF- und dE/dx -Messung voneinander unabhängig sind, läßt sich für jede Teilchenhypothese ein kombiniertes χ_i^2 errechnen:

$$\chi_i^2 = \chi_{dE/dx,i}^2 + \chi_{\text{TOF},i}^2 \quad (2.7)$$

Aus diesen χ_i^2 -Werten und den a priori-Wahrscheinlichkeiten w_i , die den relativen Erzeugungsraten entsprechen, lassen sich die normierten Likelihoodwerte λ_i für jede Teilchenhypothese bestimmen:

$$\lambda_i = \frac{w_i e^{-\frac{1}{2}\chi_i^2}}{\sum_k w_k e^{-\frac{1}{2}\chi_k^2}} \quad (2.8)$$

Beide Indizes (i, k) laufen über die Teilchenhypothesen e, μ, π, K, p . Für die (nicht normierten) a priori-Wahrscheinlichkeiten w_i wird standardmäßig

$$w_e : w_\mu : w_\pi : w_K : w_p = 1 : 1 : 5 : 1 : 1 \quad (2.9)$$

verwendet.

Zur Unterscheidung zwischen Leptonen und Hadronen können außerdem noch die Informationen aus Schauerzählern und Myonkammern hinzugezogen werden. Hierfür werden bei ARGUS eine Elektron-Likelihood Λ_e , die neben dE/dx und TOF noch die Schauerzählerinformation berücksichtigt, und eine Myon-Likelihood Λ_μ , die außerdem noch die Myonkammerinformation in Betracht zieht, berechnet. Dabei werden für jede geladene Spur mit den gemessenen Parametern \mathbf{x} und jede Detektorinformation a ($a \in \{dE/dx, \text{TOF}, \text{SC}, (\mu\text{K})^7\}$) die Wahrscheinlichkeiten $p_i^a(\mathbf{x})$ bestimmt, die ausdrücken, wie wahrscheinlich es ist, daß ein Teilchen der Sorte i mit den Spurparametern \mathbf{x} zu dem durch a erhaltenen Meßwert führt. Die Schauerzählerwahrscheinlichkeit p_i^{SC} ist das Produkt der Wahrscheinlichkeiten $p_i(E_{\text{Sh}})$ und $p_i(E_{\text{lat}})$, die die deponierte Energie E_{Sh} bzw. die laterale Ausdehnung des Schauers E_{lat} berücksichtigen. Man erhält auf diese Weise die Elektron-Likelihood

$$\Lambda_e(\mathbf{x}) = \frac{w_e \prod_{a=dE/dx, \text{TOF}, \text{SC}} p_e^a(\mathbf{x})}{\sum_i w_i \prod_{a=dE/dx, \text{TOF}, \text{SC}} p_i^a(\mathbf{x})} \quad (2.10)$$

und die Myon-Likelihood

$$\Lambda_\mu(\mathbf{x}) = \frac{w_\mu \prod_{a=dE/dx, \text{TOF}, \text{SC}, \mu\text{K}} p_\mu^a(\mathbf{x})}{\sum_i w_i \prod_{a=dE/dx, \text{TOF}, \text{SC}, \mu\text{K}} p_i^a(\mathbf{x})} \quad (2.11)$$

In $p^{\mu\text{K}}$ gehen die Messungen aller drei Myonkammern ein, und zwar sowohl die Anzahl der Myonkammertreffer, die einer Spur zugeordnet werden können, als auch der Abstand der Treffer von der extrapolierten Flugbahn und die Wahrscheinlichkeit für einen Treffer bei Annahme der Myonhypothese.

Unter Zuhilfenahme von Λ_e und Λ_μ können Leptonen mit ausreichend hohen Impulsen sehr effektiv von Hadronen unterschieden werden. Die verbleibenden Fehlidentifikationswahrscheinlichkeiten von Hadronen (insbesondere Pionen) als Elektronen bzw. Myonen wurden im Rahmen dieser Arbeit bestimmt (s. Abschnitt 4.4.1).

⁷Die Myonkammerinformation wird nur bei der Bestimmung von Λ_μ berücksichtigt.

2.5.4 Die Datenmenge

Um aus der Anzahl von beobachteten Ereignissen N_{exp} eines bestimmten Typs auf den entsprechenden sichtbaren Wirkungsquerschnitt σ_{vis} schließen zu können, muß die integrierte Luminosität $\mathcal{L} = \int dt L(t)$ des Speicherrings am Wechselwirkungspunkt bekannt sein:

$$\sigma_{\text{vis}} = \frac{N_{\text{exp}}}{\mathcal{L}}. \quad (2.12)$$

Die Bestimmung der integrierten Luminosität erfolgt bei ARGUS durch Messung von BHABHA-Streuereignissen, denn erstens läßt sich der BHABHA-Wirkungsquerschnitt durch QED-Störungsrechnung sehr genau bestimmen, und zum anderen ist der statistische Fehler aufgrund des hohen Wirkungsquerschnitts sehr klein. Der Wirkungsquerschnitt für BHABHA-Ereignisse, die die Selektionskriterien (s. [Höl90]) erfüllen, wurde durch Monte Carlo-Simulationen zu

$$\sigma_{\text{Bhabha}}^{\text{vis}} = 11.38 \text{ nb} \frac{100 \text{ GeV}^2}{s} \quad (2.13)$$

bestimmt. Der systematische Fehler, mit dem die ARGUS-Luminositätsmessung behaftet ist, liegt bei ca. 1.8%. Die Anzahl der erzeugten B -Mesonen ergibt sich aus der Erhöhung des sichtbaren Wirkungsquerschnitts für multihadronische Zerfälle in den $\Upsilon(4S)$ -Daten gegenüber den Kontinuumdaten. Unter der Annahme, daß $\Upsilon(4S)$ -Mesonen vollständig in B -Meson-Paare zerfallen, erhält man die Anzahl N_B der erzeugten B -Mesonen durch

$$N_B = 2N_{\Upsilon(4S)} = 2(N_{\Upsilon(4S)}^{\text{muha}} - SN_{\text{cont}}^{\text{muha}}) \quad (2.14)$$

(hierbei sind $N_{\Upsilon}^{\text{muha}}$ und $N_{\text{cont}}^{\text{muha}}$ die Anzahlen an multihadronischen Zerfällen in den $\Upsilon(4S)$ -Daten bzw. Kontinuumdaten). S ist ein Skalierungsfaktor, der die unterschiedlichen integrierten Luminositäten auf und abseits der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz sowie die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts für Quarkpaarerzeugung von der Schwerpunktennergie \sqrt{s} in erster Ordnung QED⁸ berücksichtigt:

$$S = \frac{\frac{1}{s_{\Upsilon(4S)}} \mathcal{L}(\sqrt{s_{\Upsilon(4S)}})}{\sum_i \frac{1}{s_i} \mathcal{L}(\sqrt{s_i})} \quad \text{mit} \quad \sqrt{s_{\Upsilon(4S)}} = m_{\Upsilon(4S)} = 10.58 \text{ GeV}. \quad (2.15)$$

Unter Berücksichtigung der Strahlenergieauflösung von DORIS II und der natürlichen Breite der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz ergibt sich so für den sichtbaren Wirkungsquerschnitt der $\Upsilon(4S)$ -Erzeugung [Höl90]

$$\sigma_{e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S)}^{\text{vis}} = (0.84 \pm 0.04) \text{ nb}. \quad (2.16)$$

Der systematische Fehler wird vor allem durch Unsicherheiten bei der Bestimmung der Triggerakzeptanzen und der Akzeptanz für multihadronische Ereignisse verursacht.

⁸Danach gilt $\sigma_{e^+e^- \rightarrow q\bar{q}} \propto 1/s$.

2.6 Die Monte Carlo-Simulation

Monte Carlo-Simulationen werden bei Analysen verwendet, um den Anteil der gesuchten Ereignisse zu bestimmen, der bei Berücksichtigung der Detektoreigenschaften die gestellten Selektionskriterien erfüllt und somit erkannt wird. Dieser Anteil wird als *Akzeptanz* bezeichnet. Darüberhinaus können Monte Carlo-Studien erforderlich sein, um die in der Analyse erwartete Form eines gesuchten Signals zu berechnen. Bei derartigen Monte Carlo-Rechnungen müssen im allgemeinen die im folgenden beschriebenen Schritte durchlaufen werden.

1. Die Ereignisgeneration

Zunächst werden die gesuchten Zerfälle generiert, d. h. die Viererimpulse der Zerfallsprodukte werden so „ausgewürfelt“, daß ihre Verteilung im Einklang mit den theoretischen Erwartungen steht. Inklusive B -Zerfälle wurden in dieser Arbeit mit Hilfe des Programms MOPEK 4.3 generiert, das die gemessenen Verzweigungsverhältnisse berücksichtigt [Ruf89]. Semileptonische Zerfälle können mit verschiedenen theoretischen Ansätzen modelliert werden.

2. Die Detektorsimulation

Die Detektorsimulation erfolgt mit dem Programm SIMARG. Es verfolgt die Spuren der langlebigen Teilchen durch den gesamten Detektor und simuliert Wechselwirkungen mit der Detektormaterie. Alle hierbei erzeugten Teilchen werden ebenfalls weiterverfolgt, und auch Bremsstrahlungsprozesse werden berücksichtigt. Hadronische Wechselwirkungen werden mit Hilfe des Programmpakets GHEISHA simuliert. Die Ergebnisse der Detektorsimulation werden im selben Datenformat wie die gemessenen Rohdaten abgespeichert.

Neben SIMARG existiert auch ein Mini-Monte Carlo, das die einzelnen Teilchenspuren nicht weiterverfolgt, sondern die Viererimpulse lediglich so „verschmiert“, wie es der Auflösung des Detektors entspricht. Der Vorteil des Mini-Monte Carlo ist der geringe Verbrauch von Rechenzeit, weshalb Monte Carlo-Daten mit hoher Statistik generiert werden können.

3. Die Rekonstruktion und Minifizierung

Die Rekonstruktion und Minifizierung der SIMARG-Daten geschieht mit denselben Programmen wie die der Meßdaten. Dabei wird jedoch zusätzlich die gesamte Information über den im ersten Schritt tatsächlich generierten Zerfall abgespeichert.

4. Die Analyse

Die rekonstruierten und minifizierten Monte Carlo-Daten können mit denselben Programmen analysiert werden wie die gemessenen Daten. Da aber auch die Information über den generierten Zerfall zur Verfügung steht, kann man die Spur-selektion auf bestimmte generierte Teilchen beschränken. Auf diese Weise lassen sich Akzeptanzen sehr einfach bestimmen.

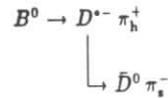
Für Ereignisse mit niedriger Multiplizität, die für die vorliegende Analyse jedoch keine Rolle spielen, sind auch Triggerakzeptanzen von entscheidender Bedeutung. Diese werden durch Triggersimulation mit dem Programm TRIGGR bestimmt.

Kapitel 3

Das Taggen der B^0 -Mesonen

3.1 Das Verfahren der teilweisen Rekonstruktion

Zum Taggen eines Samples von B^0 -Mesonen wurde in dieser Analyse der hadronische Zerfallskanal



verwendet. Dieser Kanal bietet den Vorteil, daß der kombinatorische Untergrund durch die relativ geringe Anzahl von zur Rekonstruktion benötigten Teilchen vergleichsweise klein ist. Auch der hohe Impuls von (2...2.5) GeV des direkt aus dem B^0 -Zerfall entstehenden π^+ -Mesons (im folgenden als π_h^+ bezeichnet) trägt stark zur Reduzierung des Untergrunds bei, da das inklusive Pion-Spektrum der untersuchten Meßdaten in guter Näherung exponentiell mit dem Impuls abnimmt. Der Nachteil dieses Zerfallskanals ist das geringe Verzweungsverhältnis $B(B^0 \rightarrow D^{*-} \pi^+)$ von lediglich etwa 0.4%, das mit $B(D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0 \pi^-) = (55 \pm 4)\%$ zu einem Gesamtverzweungsverhältnis für die betrachtete Zerfallskette von ca. 0.2% führt¹. Da das \bar{D}^0 -Meson keinen sich zur Rekonstruktion eignenden dominierenden Zerfallskanal besitzt, ist eine vollständige Rekonstruktion des \bar{D}^0 ohne einen weiteren großen Verlust an Statistik nicht möglich. Aus diesem Grunde wurde der zum Taggen verwendete Zerfall in dieser Analyse nicht vollständig rekonstruiert, sondern lediglich die Impulse der beiden Pionen wurden zu einer teilweisen Rekonstruktion herangezogen. Aufgrund der recht klaren Signatur der Zerfallskette – ein Pion mit hohem Impuls und ein zweites Pion entgegengesetzter Ladung mit sehr geringem Impuls (wegen $m_{D^{*-}} \approx m_{D^0} + m_{\pi^-}$) – ist dieses Verfahren möglich. Es wurde erstmals von der ARGUS-Kollaboration zur Bestimmung des Verzweungsverhältnisses $B(B^0 \rightarrow D^{*-} \pi^+)$ verwendet [Alb86] und später von der CLEO-Kollaboration verbessert [Kre89] und sei im folgenden erläutert.

¹Ein genauerer Wert für $B(B^0 \rightarrow D^{*-} \pi^+)$ wurde im Rahmen dieser Arbeit bestimmt, s. hierzu Abschnitt 3.3.5.

Würde das \bar{D}^0 -Meson vollständig rekonstruiert, so könnte man durch Berechnen der invarianten Masse m_{B^0} mit

$$m_{B^0}^2 = (p_{D^0} + p_{\pi_h^+} + p_{\pi_s^-})^2 \quad (3.1)$$

(p sind die Viererimpulse) das Signal der Tag-Reaktion finden. Da in dieser Analyse jedoch nur die Pion-Impulse \mathbf{p}_h und \mathbf{p}_s gemessen werden, fehlen mit p_{D^0} drei unabhängige Parameter zur Berechnung der invarianten Masse. Als diese kann man – an Stelle des Dreierimpulses \mathbf{p}_{D^0} – auch folgende Größen wählen:

E_{D^0} die Gesamtenergie des \bar{D}^0 -Mesons

θ den Winkel zwischen den Dreierimpulsen des \bar{D}^0 und des „langsamen“ Pions π_s^-

ϕ den Winkel zwischen den Dreierimpulsen des \bar{D}^0 und des „schnellen“ Pions π_h^+ .

Diese Parametrisierung bietet den Vorteil, daß sich leicht einschränkende Bedingungen finden lassen, mit denen die Anzahl der freien Parameter reduziert werden kann. So ergibt sich E_{D^0} aus der Tatsache, daß die Energie des B^0 -Mesons, aus dessen Zerfall \bar{D}^0 , π_h^+ und π_s^- stammen, gerade der Strahlenergie E_{beam} entsprechen muß²:

$$E_{D^0} + E_h + E_s = E_{B^0} = E_{\text{beam}} \quad (3.2)$$

(die Pionenergien sind hier als E_h bzw. E_s bezeichnet). Den Winkel θ zwischen π_s^- und \bar{D}^0 erhält man aus der Forderung, daß beide Mesonen aus demselben Zerfall $D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0 \pi_s^-$ stammen:

$$m_{D^{*-}}^2 = (p_{D^0} + p_s)^2 = m_{D^0}^2 + m_{\pi_s^-}^2 + 2E_{D^0}E_s - 2|\mathbf{p}_{D^0}||\mathbf{p}_s|\cos\theta. \quad (3.3)$$

$|\mathbf{p}_{D^0}|$ ist hierbei durch $|\mathbf{p}_{D^0}| = \sqrt{E_{D^0}^2 - m_{D^0}^2}$ gegeben. Durch Einsetzen von (3.2) und (3.3) in (3.1) erhält man

$$m_{B^0}^2 = m_{D^{*-}}^2 + m_{\pi_h^+}^2 + 2E_h(E_{\text{beam}} - E_h) - 2\mathbf{p}_s \cdot \mathbf{p}_h - 2|\mathbf{p}_{D^0}||\mathbf{p}_h|\cos\phi, \quad (3.4)$$

wo als einziger unbekannter Parameter nur noch der Winkel ϕ vorkommt (s. Abb. 3.1). Der Wert von ϕ läßt sich nicht aus einschränkenden Bedingungen rekonstruieren, er kann jedoch nach oben abgeschätzt werden. Im Ruhesystem der B^0 -Mesonen sind \mathbf{p}_s , \mathbf{p}_h , \mathbf{p}_{D^0} komplanar, was im Laborsystem jedoch nicht exakt gilt. Aus einfachen geometrischen Überlegungen folgt aber, daß für gegebenes θ und α (α ist der Winkel zwischen den gemessenen Pionen im Laborsystem) der Winkel ϕ dann maximal ist, wenn \mathbf{p}_{D^0} in der von \mathbf{p}_h und \mathbf{p}_s definierten Ebene liegt. Es gilt also immer (s. Abb. 3.1)

$$\phi \leq \phi_{\text{max}} = 2\pi - \alpha - \theta \quad \implies \quad \cos\phi \geq \cos(\alpha + \theta). \quad (3.5)$$

Daher kann man an Stelle von m_{B^0} eine Pseudomasse m^* berechnen, die immer größer oder gleich der tatsächlichen invarianten Masse m_{B^0} ist:

$$m^* = \sqrt{m_{D^{*-}}^2 + m_{\pi_h^+}^2 + 2E_h(E_{\text{beam}} - E_h) - 2\mathbf{p}_s \cdot \mathbf{p}_h - 2|\mathbf{p}_{D^0}||\mathbf{p}_h|\cos(\alpha + \theta)}. \quad (3.6)$$

²Das folgt daraus, daß das B^0 zusammen mit seinem Antiteilchen beim Zerfall eines ruhenden $\Upsilon(4S)$ mit $E_{\Upsilon(4S)} = 2E_{\text{beam}}$ entsteht.

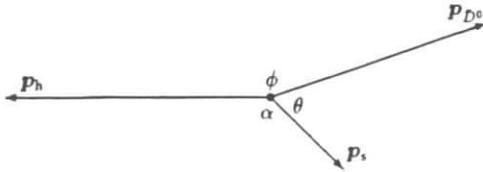


Abbildung 3.1: Die Impulsvektoren der Teilchen aus der Tag-Reaktion im Laborsystem (nicht maßstäblich). p_{D^0} und damit auch die Winkel θ und ϕ liegen im allgemeinen nicht in der durch p_h und p_s definierten Ebene und sind projiziert dargestellt.

Nach oben wird m^* durch die Gesamtenergie E_{B^0} des B^0 -Mesons begrenzt, die durch die Strahlenergie E_{beam} gegeben ist (3.2). Somit liefern die gesuchten Zerfälle m^* -Werte zwischen $m_{B^0} = 5.280$ GeV und dem in (3.2) eingesetzten Wert der Strahlenergie $E_{\text{beam}}^{\text{nom}}$ ³:

$$m_{B^0} < m^* < E_{\text{beam}}^{\text{nom}} \quad (3.7)$$

In dieser Analyse wurde $E_{\text{beam}}^{\text{nom}} = 5.289$ GeV gesetzt. Da die Breite dieses Energieintervalls mit 9.4 MeV recht gering ist, sollte die Tag-Reaktion zu einem klaren Signal bei den aus $\Upsilon(4S)$ -Zerfällen gewonnenen m^* -Werten führen.

Es ist allerdings zu beachten, daß die Beziehung (3.7) streng nur dann gilt, wenn die Strahlenergie tatsächlich konstant den Wert $E_{\text{beam}}^{\text{nom}}$ hat. Die Obergrenze für m^* ist zwar durch $E_{\text{beam}}^{\text{nom}}$ scharf definiert, durch die Fluktuation der Strahlenergie des Speicherrings können sich jedoch auch m^* -Werte unterhalb der B^0 -Masse ergeben. Dieser Effekt ist in Abb. 3.2 dargestellt.

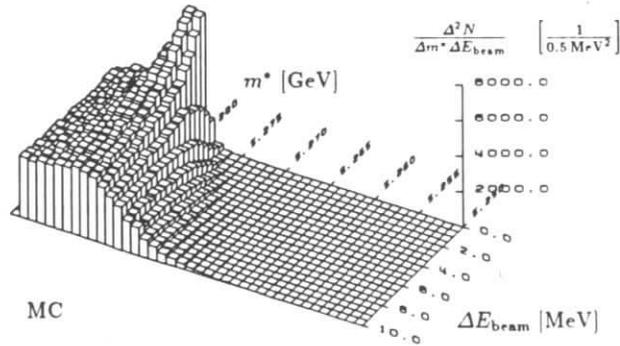


Abbildung 3.2: Das Pseudomassensignal in Abhängigkeit von der Unschärfe der Strahlenergie ΔE_{beam} .

Die Signatur, die für mit dem ARGUS-Detektor beobachtete B^0 -Zerfälle erwartet wird, wurde in einer Monte Carlo-Studie ermittelt. Dabei wurden $\Upsilon(4S)$ -Mesonen

³ $E_{\text{beam}}^{\text{nom}}$ ist die nominale Strahlenergie.

generiert, deren Viererimpulsverteilung jener der im Wechselwirkungspunkt erzeugten $\Upsilon(4S)$ -Mesonen entspricht. Diese ergibt sich aus der Energiedispersion des Speicherrings DORIS II und dem energieabhängigen Wirkungsquerschnitt für die $\Upsilon(4S)$ -Erzeugung, der einer BREIT-WIGNER-Verteilung folgt. Die Energiedispersion von DORIS II wurde 1984 von den Kollaborationen ARGUS und Crystal Ball gemeinsam bestimmt [Bar84]. Das geschah durch eine Präzisionsvermessung der $\Upsilon(2S)$ -Resonanz. Da die natürliche Breite des $\Upsilon(2S)$ -Mesons mit (43 ± 8) keV [PDG90] sehr gering ist, kann die gemessene Breite nur von der Energieunschärfe des Speicherrings herrühren. So ergab sich, daß die Fluktuation der Schwerpunktsenergie einer Normalverteilung folgt, deren Breite durch

$$\Delta E_{\text{CM}}(m_{\Upsilon(2S)}) = (8.2 \pm 0.5) \text{ MeV} \quad (3.8)$$

gegeben ist. Es muß jedoch berücksichtigt werden, daß diese Messung bei einer Schwerpunktsenergie von $m_{\Upsilon(2S)} = 10.023$ GeV erfolgte. Die Energiedispersion eines e^+e^- -Speicherrings ΔE_{CM} wächst mit dem Quadrat der Schwerpunktsenergie [Wii79], so daß im Energiebereich der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz (10.58 GeV) eine Energiedispersion

$$\Delta E_{\text{CM}}(m_{\Upsilon(4S)}) = (9.1 \pm 0.6) \text{ MeV} \quad (3.9)$$

zu erwarten ist. Dieser Wert entspricht einer Strahlunschärfe $\Delta E_{\text{beam}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \Delta E_{\text{CM}}$ von (6.5 ± 0.4) MeV. Dieses Resultat sowie eine natürliche Breite der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz von 23.8 MeV [PDG90] wurde für die Generierung der $\Upsilon(4S)$ -Mesonen zugrundegelegt.

Außer durch die Energiedispersion des Speicherrings wird das gemessene Signal auch durch die endliche Impulsauflösung des Detektors verbreitert. Daher wurde der Detektoreinfluß mit Hilfe des Programmes SIMARG untersucht. Die gemessenen Pionimpulse führen danach zu der in Abb. 3.3 dargestellten Signatur.

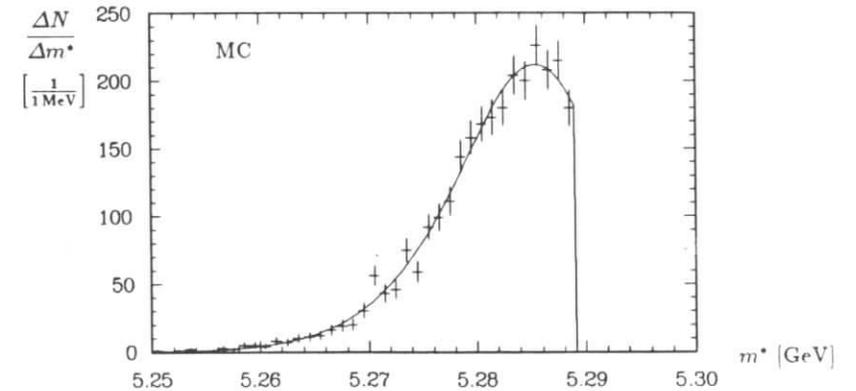


Abbildung 3.3: Das Pseudomassensignal bei Berücksichtigung von Strahlunschärfe und Detektorauflösung.

Damit das aus den Meßdaten erhaltene Signal mit dem aus der Monte Carlo-Simulation erwarteten verglichen und auf diese Weise die Anzahl der in den Daten vorhandenen Zerfälle des gesuchten Typs bestimmt werden kann, muß die erhaltene Verteilung

durch eine Funktion parametrisiert werden. Sowohl die Strahlenergieunschärfe als auch die Signalverbreiterung durch die endliche Detektorauflösung folgen einer Normalverteilung, so daß das Signal auf der linken Seite (kleine m^*) durch $\exp(-\frac{(m^*-a)^2}{\delta^2})$ (a und δ sind freie Parameter) beschrieben wird. Damit der Signalverlauf auch in der Nähe der Strahlenergie korrekt wiedergegeben wird, muß die GAUSS-Funktion noch mit einer Korrekturfunktion $k(m^*)$ multipliziert werden, die in der Umgebung von $E_{\text{beam}}^{\text{nom}}$ von eins verschieden ist. Es ergibt sich eine gute Anpassung an die Signalkurve (s. Abb. 3.3), wenn für $k(m^*)$ die Funktion

$$k(m^*) = \begin{cases} \frac{1}{1 + 2 \exp\left(\frac{m^* - E_{\text{beam}}^{\text{nom}}}{3.6 \text{ MeV}}\right)} & \text{für } m^* \leq E_{\text{beam}}^{\text{nom}} \\ 0 & \text{für } m^* > E_{\text{beam}}^{\text{nom}} \end{cases} \quad (3.10)$$

eingesetzt wird. Es sei betont, daß der für $k(m^*)$ angenommene Ausdruck fast ausschließlich empirisch motiviert ist. Somit lautet die den Signalverlauf beschreibende Funktion

$$f(m^*) = N e^{-\frac{(m^*-a)^2}{\delta^2}} \cdot k(m^*), \quad (3.11)$$

wobei der Parameter a als 5.31 GeV festgelegt wurde⁴. Aus der Anpassungsrechnung („Fit“) ergibt sich dann $\delta = (20.6 \pm 0.2) \text{ MeV}$. Statt durch δ kann man die Kurve anschaulicher durch die Breite des Signals σ parametrisieren. Die Breite sei hier definiert durch $\sigma = E_{\text{beam}}^{\text{nom}} - m_{1/e}$, wobei $m_{1/e}$ der Pseudomassenwert ist, bei dem die Funktion $f(m^*)$ auf einen Bruchteil $\frac{1}{e}$ ihres Maximalwertes abgefallen ist. Man erhält

$$\sigma = (14.3 \pm 0.2) \text{ MeV}; \quad (3.12)$$

das Maximum liegt bei 5.285 GeV.

3.2 Der Untergrund

3.2.1 Die Untergrundquellen

Nicht nur die gesuchte Zerfallsreihe führt zu m^* -Werten im Signalbereich, auch Pionen aus anderen Zerfällen liefern einen Beitrag, der als *Untergrund* bezeichnet wird. Dabei ist zu unterscheiden zwischen Untergrund aus B -Zerfällen und solchem aus e^+e^- -Annihilationen, bei denen keine $\Upsilon(4S)$ -Mesonen erzeugt wurden. Der letztgenannte Untergrundanteil heißt *Kontinuums-Untergrund* und kann abgeschätzt werden, indem Meßdaten ausgewertet werden, die bei Schwerpunktenenergien abseits der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz genommen wurden (s. Abschnitt 3.2.5).

Mit Hilfe von Monte Carlo-Studien wurden zum einen der Untergrund durch völlig unkorrelierte Pionen (s. Abschnitt 3.2.2) und zum anderen der Untergrund aus B -Zerfällen (s. Abschnitte 3.2.3 und 3.2.4) untersucht.

⁴Daß für a ein Wert angenommen werden muß, der größer als die Strahlenergie ist, liegt an der Tatsache, daß das Signal bis unmittelbar an die Obergrenze bei $E_{\text{beam}}^{\text{nom}}$ nur wenig abfällt.

3.2.2 Der Untergrund durch unkorrelierte Pionen

Als unkorrelierte Pionen werden hier solche Paare eines schnellen π^\pm -Mesons und eines langsamen π^\mp bezeichnet, die bei voneinander unabhängigen Zerfällen entstanden sind und deren Impulsrichtungen daher nicht von einander abhängen. Die Winkelverteilung zwischen unkorrelierten Pionen ist somit per Definition isotrop.

Zur Bestimmung der Form dieses Untergrundanteils wurden die Impulse von schnellen und langsamen Pionen durch ein Monte Carlo-Verfahren so ausgewürfelt, daß die Spektren möglichst genau den gemessenen inklusiven Spektren entsprachen und die Winkelverteilung isotrop war. Die Verteilung der resultierenden m^* -Werte hängt in hohem Maße davon ab, welche Impulsbereiche für die Selektion des schnellen und des langsamen Pions akzeptiert werden. Aus Phasenraum-Monte Carlo-Untersuchungen folgt, daß bei dem Zerfall $B^0 \rightarrow D^{*-} \pi_h^+$, $D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0 \pi_s^-$ die Impulse $|\mathbf{p}_h|$ und $|\mathbf{p}_s|$ in den Intervallen

$$|\mathbf{p}_s| < 0.24 \text{ GeV} \quad \text{bzw.} \quad 2.0 \text{ GeV} < |\mathbf{p}_h| < 2.5 \text{ GeV} \quad (3.13)$$

liegen. Akzeptiert man nur π^\pm -Mesonen innerhalb dieser Impulsintervalle, so ergibt sich die in Abb. 3.4 dargestellte Pseudomassenverteilung.

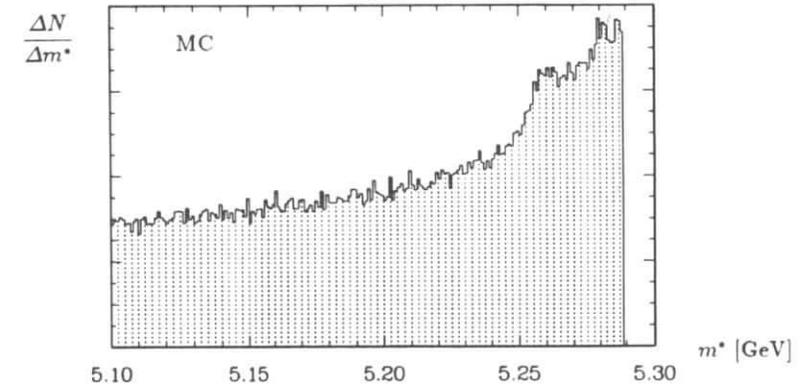


Abbildung 3.4: Die Untergrund-Pseudomassenverteilung durch unkorrelierte Pionen, wenn Impulsschnitte nach (3.13) zugrundegelegt werden.

Man erkennt, daß der Untergrund im Signalbereich erhöht ist und sein Beitrag somit schwer abzuschätzen ist. Verlangt man hingegen für den Impuls des schnellen Pions lediglich, daß er größer als 1 GeV sei, so gibt es mehr Einträge bei niedrigen m^* -Werten, und der Untergrund erhält eine weit besser beherrschbare Form (s. Abb. 3.5). Aus diesem Grunde wurde für die Datenanalyse dieser „weiche“ Impulsschnitt verwendet.

Aus Abb. 3.5 geht hervor, daß der Untergrundbeitrag von unkorrelierten Pionen in sehr guter Näherung durch eine lineare Funktion $g(m^*)$ beschrieben werden kann. Die

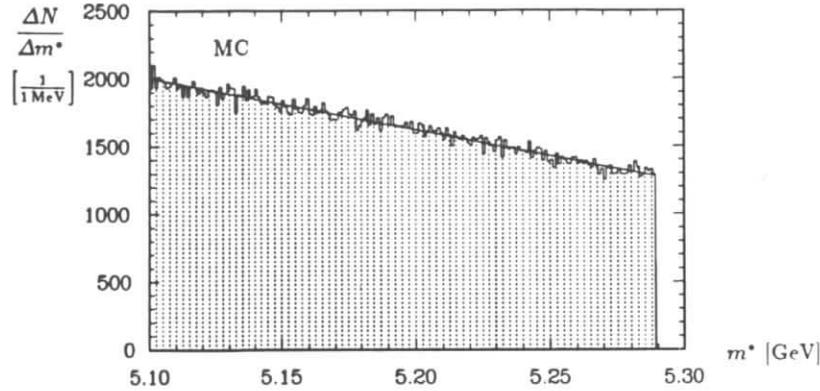


Abbildung 3.5: Die Untergrund-Pseudomassenverteilung durch unkorrelierte Pionen, wenn für den Impuls des schnellen Pions nur $|\mathbf{p}_h| > 1 \text{ GeV}$ verlangt wird. An die MC-Werte wurde eine Gerade angepaßt.

normierte Steigung $s_{\text{unkorr}}^{\text{norm}}$ der Geraden, die hier definiert sei durch den Ausdruck⁵

$$s_{\text{unkorr}}^{\text{norm}} = \frac{g'(m^*)}{g(5 \text{ GeV})}, \quad (3.14)$$

beträgt dabei

$$s_{\text{unkorr}}^{\text{norm}} = (-1.60 \pm 0.02) \text{ MeV}^{-1}. \quad (3.15)$$

3.2.3 Der Untergrund aus inklusiven B -Zerfällen

Zur Untersuchung dieser Untergrundquelle wurde ein mit Hilfe von MOPEK 4.3 generierter Monte Carlo-Datensatz verwendet, der 190000 $\Upsilon(4S)$ -Zerfälle – je zur Hälfte in B^+B^- - und $B^0\bar{B}^0$ -Paare – enthält. Die Detektoreigenschaften wurden dabei durch das Programm SIMARG simuliert. Die angewendeten Schnitte sind die in Abschnitt 3.3.2 angeführten, die auch für die Analyse der Meßdaten verwendet wurden. Es ergibt sich das in Abb. 3.6 dargestellte Pseudomassendiagramm. Da bei der Analyse von Monte Carlo-Ereignissen auch die Information über die Natur der generierten Zerfälle zur Verfügung steht, können die Beiträge von B^+ -Zerfällen, der gesuchten Tag-Reaktion und von anderen B^0 -Zerfällen getrennt dargestellt werden.

Man erkennt aus Abb. 3.6, daß der Untergrund gut durch eine lineare Funktion beschrieben wird und im Signalbereich nicht erhöht ist. Paßt man eine Funktion der Form (3.11) mit einem linearen Untergrund an, so ergibt sich aus dem Fit, daß das Signal 210 ± 19 Zerfälle des gesuchten Typs enthält. Tatsächlich wurden im Monte Carlo 204 dieser Ereignisse rekonstruiert. Im Rahmen des Fehlers stimmen die beiden Werte sehr gut überein.

⁵Diese „Normierung“ ist erforderlich, damit die Steigung unabhängig von der Anzahl der Einträge im Histogramm ist.

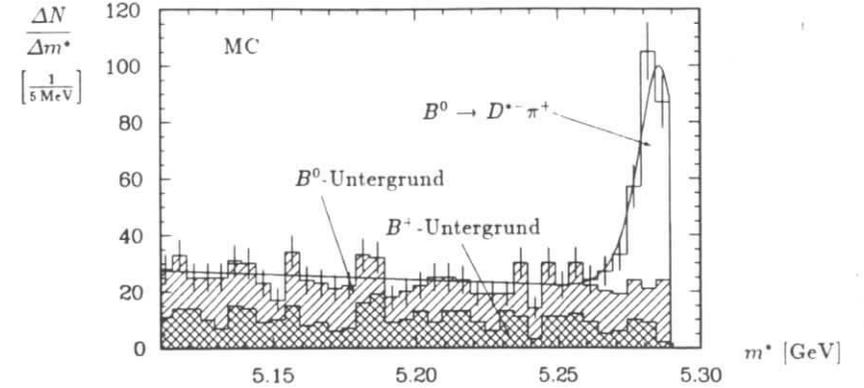


Abbildung 3.6: Die Pseudomassenverteilung aus inklusiven B -Zerfällen. Der Beitrag der Tag-Reaktion ist als ungeschraffiertes Histogramm, der Untergrund aus anderen B^0 -Zerfällen durch parallele Geraden schraffiert und jener aus B^+ -Zerfällen durch gekreuzte Geraden schraffiert dargestellt. Es wurde eine Funktion nach (3.11) über einem linearen Untergrund angepaßt.

Es ist allerdings zu bedenken, daß der Beitrag der Untergrund-Reaktion $B^0 \rightarrow D^{*-}\rho^+ \rightarrow D^{*-}\pi^+\pi^0$, $D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0\pi^-$ in hohem Maße vom Polarisationsgrad des ρ^+ -Mesons abhängt. In dem analysierten Monte Carlo-Datensatz sind diese ρ^+ -Mesonen unpolarisiert. Um auch den möglicherweise erhöhten Untergrund im Falle longitudinal polarisierter ρ^+ -Mesonen abzuschätzen, wurden weitere Monte Carlo-Studien vorgenommen, die im folgenden Abschnitt erläutert seien.

3.2.4 Der Untergrund durch den Zerfall $B^0 \rightarrow D^{*-}\rho^+$

Zur Bestimmung der Form des Untergrunds aus dieser Quelle wurden 317000 Zerfälle $B^0 \rightarrow D^{*-}\rho^+ \rightarrow D^{*-}\pi^+\pi^0$, $D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0\pi^-$ mit MOPEK generiert. Dabei wurde zunächst davon ausgegangen, daß die ρ^+ -Mesonen unpolarisiert sind, d. h. daß die Winkelverteilung der beim ρ^+ -Zerfall entstehenden Pionen im Ruhesystem des ρ^+ isotrop ist. Sodann wurden durch ein Monte Carlo-Verfahren Teildatensätze so selektiert, daß die in ihnen erhaltenen Zerfälle unterschiedliche Winkelverteilungen der π^+ -Impulse im ρ^+ -System aufweisen und somit bestimmten Polarisationsgraden der ρ^+ -Mesonen entsprechen. Diese Datensätze wurden analysiert, wobei die aus der endlichen Detektorauflösung resultierenden Effekte mit Hilfe des Mini-Monte Carlos simuliert wurden. Die sich ergebenden Pseudomassenverteilungen im Falle unpolarisierter, vollständig transversal polarisierter und 100% longitudinal polarisierter ρ^+ -Mesonen sind in Abb. 3.7 dargestellt.

Man erkennt, daß insbesondere im Fall longitudinal polarisierter ρ^+ -Mesonen der Untergrund im Signalbereich erhöht ist. Allerdings ist die Breite dieses „falschen“ Signals

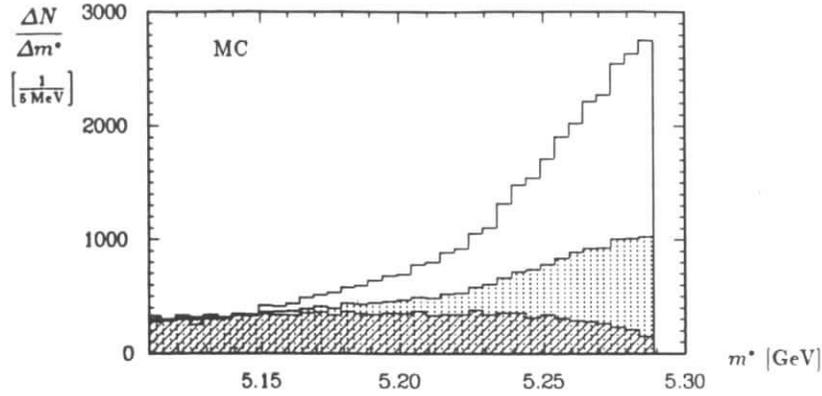


Abbildung 3.7: Der Untergrund durch den Zerfall $B^0 \rightarrow D^{*-} \rho^+$. Die Pseudomassenverteilungen für je ca. 106000 Zerfälle mit 100 % longitudinal polarisierten, unpolarisierten (gepunktetes Histogramm) und 100 % transversal polarisierten (gestreiftes Histogramm) ρ^+ -Mesonen sind aufgetragen.

wesentlich höher als die des Signals aus der Tag-Reaktion. Um den Beitrag dieses Untergrunds zum gemessenen Signal quantitativ zu bestimmen, wurde an die Pseudomassenverteilungen die in der Meßdatenanalyse verwendete Fit-Funktion (Funktion (3.11) über linearem Untergrund) angepaßt. Hieraus ergab sich, daß der Zerfall $B^0 \rightarrow D^{*-} \rho^+$ einen zusätzlichen Beitrag Δn_ρ zum gemessenen Signal liefert, welcher vom Polarisationsgrad α abhängt⁶:

$$\Delta n_\rho = \nu(\alpha) \varepsilon_\rho N_{B^0 \rightarrow D^{*-} \rho^+} \quad (3.16)$$

($N_{B^0 \rightarrow D^{*-} \rho^+}$ = Anzahl der Zerfälle des Typs $B^0 \rightarrow D^{*-} \rho^+$, $D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0 \pi^-$; ε_ρ = Akzeptanz für die Rekonstruktion der Pionen und das Erfüllen der angewendeten Schnitte). Die aus der Anpassungsrechnung gewonnenen Resultate für $\nu(\alpha)$ sind in Tab. 3.1 gezeigt.

α	$\nu(\alpha)$
0	$(6.9 \pm 0.4) \cdot 10^{-3}$
1	$(13.2 \pm 0.5) \cdot 10^{-3}$
12.6	$(28.9 \pm 1.0) \cdot 10^{-3}$
∞	$(34.9 \pm 1.1) \cdot 10^{-3}$

Tabelle 3.1: Das zusätzliche Signal pro Ereignis $B^0 \rightarrow D^{*-} \rho^+$, $\nu(\alpha)$, in Abhängigkeit von der ρ^+ -Polarisation α .

Nach dem Modell von M. WIRBEL und Y.-L. WU [Wir89] erwartet man beim Zerfall $B^0 \rightarrow D^{*-} \rho^+$, der einen q^2 -Wert von 0.59 GeV^2 aufweist, einen Polarisationsgrad des

⁶ α ist definiert als $\alpha = \frac{2H_1}{H_2} - 1$; $\alpha = 0$ bedeutet unpolarisiert, $\alpha = \infty$ vollständig longitudinal polarisiert.

D^{*-} und damit auch des ρ^+ von $\alpha = 12.6$. Deshalb wird in dieser Arbeit für ν der Wert

$$\nu = (29_{-16}^{+6}) \cdot 10^{-3} \quad (3.17)$$

angenommen, womit der (systematische) Fehler sehr konservativ abgeschätzt worden ist, so daß ein großer Polarisationsbereich abgedeckt wird (s. Tab. 3.1).

3.2.5 Der Untergrund aus Kontinuumsereignissen

Um die Form des Untergrunds aus Kontinuumsereignissen, d. h. Ereignissen ohne Produktion von $\Upsilon(4S)$ -Mesonen, zu bestimmen, wurden Meßdaten aus Energiebereichen zwischen den Υ -Resonanzen analysiert. Insgesamt stand dazu eine integrierte Luminosität von

$$\mathcal{L}_{\text{cont}} = 95.9 \text{ pb}^{-1} \quad (3.18)$$

im Energieintervall $9.36 \text{ GeV} < E_{\text{CM}} < 10.55 \text{ GeV}$ zur Verfügung. Es muß jedoch berücksichtigt werden, daß aufgrund der niedrigeren Schwerpunktennergien der Kontinuumdaten die erzeugten Teilchen ein etwas „weicherer“ Impulsspektrum aufweisen als jene aus Kontinuumsereignissen bei $E_{\text{CM}} = m_{\Upsilon(4S)}$. Daher wurden die Energien der zur Pseudomassenberechnung herangezogenen Pionen um einen Faktor $m_{\Upsilon(4S)}/E_{\text{CM,cont}}$ nach oben skaliert.

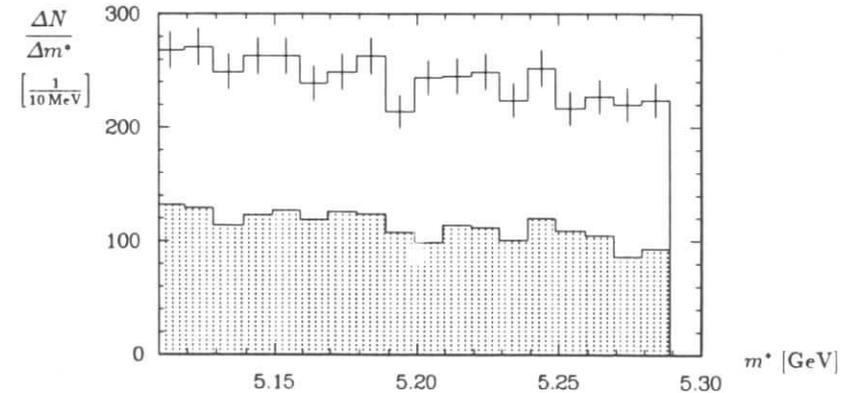


Abbildung 3.8: Der Untergrund durch Kontinuumsereignisse ohne (leeres Histogramm) und mit (schattiertes Histogramm) Anwendung des FOX-WOLFRAM-Schnitts.

Wie Abb. 3.8 zeigt, kann man den so ermittelten Beitrag aus Kontinuumsereignissen stark verringern, wenn man die Analyse auf Ereignisse beschränkt, die eine möglichst isotrope Topologie aufweisen. Der Grund dafür ist, daß Kontinuumsereignisse typischerweise eine jetartige Struktur aufweisen, während Ereignisse mit $\Upsilon(4S)$ -Zerfällen aufgrund der niedrigen B -Meson-Impulse weitgehend isotrop sind. Konkret wurde in dieser Analyse verlangt, daß das zweite FOX-WOLFRAM-Moment [Fox78] H_2 kleiner als 0.5 sei, wobei zur Berechnung von H_2 nur geladene Spuren herangezogen wurden. Hierdurch wurde

der Kontinuumuntergrund um 53 % verringert, während über 80 % des Signals erhalten bleiben (s. Abschnitt 3.3.4). Die FOX-WOLFRAM-Momente sind eine Folge von rotationsinvarianten Parametern, die die Ereignistopologie beschreiben. Aus Impuls- und Energieerhaltung folgt $H_0 = 1$ und $H_1 = 0$. Für die aus den Meßdaten errechneten Momente gilt dies jedoch nicht streng, da beispielsweise Teilchen entkommen können. H_2 ist umso kleiner, je isotroper die (gemessenen) Impulsvektoren im Raum verteilt sind.

Die Form des Untergrunds aus Kontinuumsereignissen bei Anwendung des Schnitts auf H_2 ist in Abb. 3.9 gezeigt. Man erkennt, daß die Meßdaten innerhalb der statistischen Fehler gut durch eine Gerade beschrieben werden, wie man es für Untergrundbeiträge von unkorrelierten Pionen erwartet.

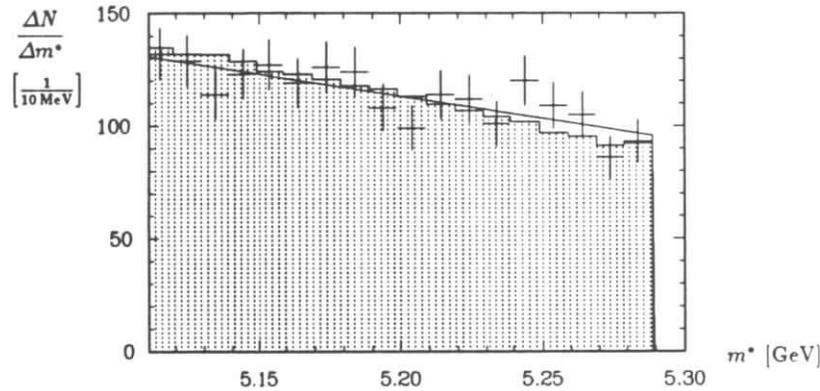


Abbildung 3.9: Dem gemessenen Kontinuumsuntergrund (Kreuze) wurde eine Gerade angepaßt. Zum Vergleich wurde der entsprechend skalierte Untergrund aus unkorrelierten Pionen (schattiertes Histogramm) dargestellt.

Geht man von der Hypothese aus, daß der Kontinuumsuntergrund im wesentlichen durch praktisch unkorrelierte Pionen verursacht wird und skaliert den hierfür erwarteten Untergrund (Abb. 3.5) auf die gleiche Anzahl an Einträgen im betrachteten m^* -Intervall (s. Abb. 3.9), so erkennt man, daß diese Hypothese auch die Steigung der den Meßdaten angepaßten Geraden recht gut reproduziert. Für die normierte Steigung der Geraden erhält man

$$s_{\text{cont}}^{\text{norm}} = (-1.29 \pm 0.33) \text{ MeV}^{-1}. \quad (3.19)$$

Die Differenz zu $s_{\text{unkorr}}^{\text{norm}}$ beträgt knapp eine Standardabweichung und dürfte ihre Erklärung in der trotz des FOX-WOLFRAM-Schnitts nicht völlig isotropen Topologie der Kontinuumdaten haben.

3.3 Die Analyse

3.3.1 Die ausgewerteten Daten

Es wurden sämtliche ARGUS-Meßdaten ausgewertet, die die in Abschnitt 2.5.2 angeführten Kriterien für multihadronische Ereignisse erfüllen und bei deren Aufzeichnung die Hardwarebedingungen einwandfrei waren. Im Bereich der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz stand damit eine integrierte Luminosität von

$$\mathcal{L}_{\Upsilon(4S)} = 220.6 \text{ pb}^{-1} \quad (3.20)$$

zur Verfügung. Unter Verwendung von $\sigma_{e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S)}^{\text{vis}} = (0.84 \pm 0.04) \text{ pb}^{-1}$ (s. Abschnitt 2.5.4) und bei Berücksichtigung der Strahlenergieschärfe entspricht das einer B -Mesonen-Zahl von

$$N_B = 370000 \pm 19000. \quad (3.21)$$

Das Produktionsverhältnis f_+/f_0 von geladenen zu neutralen B -Mesonen konnte bisher nicht mit ausreichender Genauigkeit gemessen werden. Neuere theoretische Überlegungen legen $f_+ = f_0 = 0.50$ nahe, so daß in dieser Arbeit für die Zahl der B^0 -Mesonen 185000 ± 10000 angenommen wird.

Im Kontinuumsbereich wurde zur Untergrundbetrachtung eine Datenmenge von 95.9 pb^{-1} (s. o.) analysiert. Der Skalierungsfaktor S , mit dem Ergebnisse der Kontinuumsanalyse auf die höhere Luminosität der ausgewerteten $\Upsilon(4S)$ -Daten skaliert werden können, wurde nach (2.15) zu

$$S = 2.20 \quad (3.22)$$

bestimmt.

3.3.2 Die angewendeten Schnitte

Zur Vermeidung von Untergrund wurden folgende Schnitte angewendet, die nicht aus dem Hauptvertex stammende Spuren von der Analyse ausschließen:

$$\begin{aligned} R &\leq 1.5 \text{ cm} \\ |z| &\leq 5.0 \text{ cm} \\ \chi_{\text{Vertex}}^2 &\leq 36. \end{aligned} \quad (3.23)$$

Außerdem wurde für den Winkel θ zwischen untersuchter Spur und z -Achse

$$|\cos \theta| \leq 0.92 \quad (3.24)$$

verlangt. Dieser Schnitt, der 8 % aller Teilchen verwirft, stellt sicher, daß die berücksichtigten Spuren eine so große Anzahl von Driftkammerlagen getroffen haben, daß ihre Spurparameter mit ausreichender Genauigkeit bekannt sind.

Zur Unterdrückung von Kontinuumsereignissen wurde – wie bereits erwähnt – der topologische Schnitt $H_2 < 0.5$ angewendet.

Zur Verringerung der Zahl fälschlich als Pionen identifizierter Teilchen wurde der Likelihoodschnitt

$$\lambda_r > 0.01 \quad (3.25)$$

herangezogen und außerdem verlangt, daß das schnelle Pion nicht die Myonkammern erreicht hat. Daß mit λ_r nur ein sehr „weicher“ Likelihoodschnitt angewendet wurde, ist in der Tatsache begründet, daß die Auswirkungen scharfer Schnitte in λ_r von der Detektorsimulation nicht völlig korrekt reproduziert werden.

Für die Impulse der Pionen, wurde – wie oben erläutert –

$$|\mathbf{p}_s| < 0.24 \text{ GeV} \quad \text{und} \quad |\mathbf{p}_h| > 1.0 \text{ GeV} \quad (3.26)$$

gefordert.

Um zu verhindern, daß Kombinationen desselben schnellen Pions mit verschiedenen langsamen Pionen zu mehreren Einträgen in das Pseudomassendiagramm führen, wurde nur ein Eintrag pro Ereignis zugelassen. Hierfür wurde der jeweils höchste m^* -Wert gewählt. In den meisten Ereignissen kommt jedoch ohnehin nur eine $\pi_h^+ \pi_s^-$ -Kombination vor.

3.3.3 Das B^0 -Signal

Das aus den $\Upsilon(4S)$ -Daten erhaltene Signal bei Anwendung der angegebenen Schnitte ist in Abb. 3.10 dargestellt. Es wurde die Funktion (3.11) über einem linearen Untergrund an die Meßdaten angepaßt. Durch den Fit wurden drei Parameter bestimmt, zwei zur Beschreibung des linearen Untergrunds und einer zur Normierung der Signalfunktion.

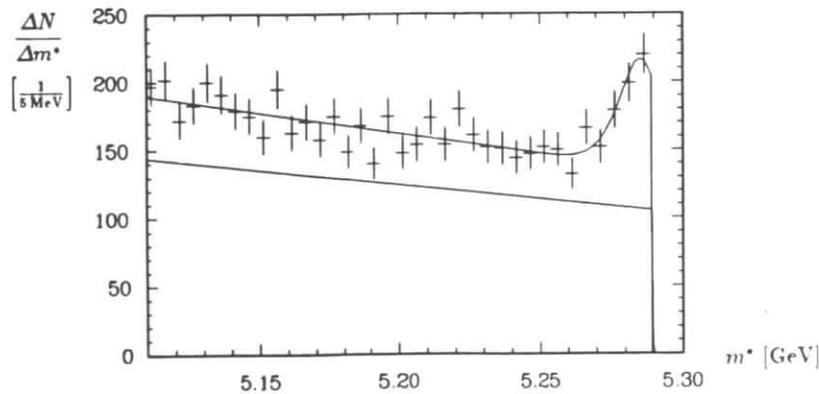


Abbildung 3.10: Die Pseudomassenverteilung aus den $\Upsilon(4S)$ -Meßdaten. Die Signalfunktion (3.11) auf einem linearen Untergrund wurde an die Meßdaten angepaßt. Die untere Gerade beschreibt den erwarteten Beitrag aus Kontinuumsereignissen (skaliert).

Man erkennt, daß das Histogramm gut durch die aus den Monte Carlo-Studien abgeleiteten Funktionen zur Beschreibung des Signalverlaufs und des Untergrunds beschrieben wird. Läßt man beim Fit den die Signalbreite bestimmenden Parameter δ frei, so ergibt sich für die Breite $\sigma = (13.9 \pm 2.3) \text{ MeV}$. Die Übereinstimmung mit (3.12) zeigt, daß das beobachtete Signal tatsächlich aus der gesuchten Zerfallsreihe $B^0 \rightarrow D^{*-} \pi^+$, $D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0 \pi^-$ stammt. Das Signal-Untergrundverhältnis ist groß genug, daß man von einem B^0 -Sample sprechen kann, welches als Ausgangspunkt weiterer Untersuchungen (hier: Suche nach Leptonen aus B^0 -Zerfällen) zu verwenden ist.

Bei Fixierung der Signalbreite ergibt sich aus der Normierung der Signalfunktion eine Zahl von

$$n_{B^0} = 211 \pm 32 \pm 2 \quad (3.27)$$

B^0 -Mesonen im Signal, wobei allerdings anzumerken ist, daß der über die Seitenbandextrapolation hinausgehende Untergrund aus dem Zerfall $B^0 \rightarrow D^{*-} \rho^+$ noch nicht abgezogen ist. Den angegebenen systematischen Fehler erhält man durch Variation der Signalbreite innerhalb der in (3.12) gegebenen Grenzen.

In Abb. 3.10 ist auch der erwartete Beitrag aus Kontinuumsereignissen dargestellt. Diesen erhält man mit Hilfe der an die Kontinuumsmeßdaten angepaßten Geraden (s. Abschnitt 3.2.5), wenn die Normierung durch Skalierung um den Faktor S an die $\Upsilon(4S)$ -Luminosität angepaßt wird. Nach Subtraktion des Kontinuumsuntergrunds ergibt sich für die normierte Steigung der den verbleibenden Untergrund aus B -Zerfällen beschreibenden Geraden⁷

$$s_B^{\text{norm}} = (-1.6 \pm 0.6_{-0.7}^{+1.4}) \text{ MeV}^{-1} \quad (3.28)$$

Der zweite angegebene (systematische) Fehler entsteht dabei durch die Unsicherheit im Wert für $s_{\text{cont}}^{\text{norm}}$. Die einzelnen Resultate für s_B^{norm} , die sich bei Variation von $s_{\text{cont}}^{\text{norm}}$ ergeben, sind in Tab. 3.2 aufgelistet.

$s_{\text{cont}}^{\text{norm}}$ [MeV ⁻¹]	s_B^{norm} [MeV ⁻¹]
-0.955	-2.2 ± 0.4
-1.285	-1.6 ± 0.6
-1.615	-0.1 ± 1.2

Tabelle 3.2: Ergebnisse für die normierte Steigung s_B^{norm} der den $\Upsilon(4S)$ -Untergrund beschreibenden Geraden bei Variation von $s_{\text{cont}}^{\text{norm}}$.

Um aus dem Wert für n_{B^0} das Verzweigungsverhältnis $B(B^0 \rightarrow D^{*-} \pi^+)$ ableiten zu können und auch zur Berechnung des Untergrundbeitrags durch $B^0 \rightarrow D^{*-} \rho^+$ -Zerfälle, ist die Kenntnis der Akzeptanzen für die Rekonstruktion der Pionen und das Erfüllen der angewendeten Schnitte erforderlich. Hierauf wird im folgenden Abschnitt eingegangen.

⁷Dieses Ergebnis ist von gewisser Bedeutung für die Parametrisierung des Untergrunds bei der Leptonensuche, s. u.

3.3.4 Die Akzeptanz

Die Wahrscheinlichkeit ϵ , daß die Pionen des gesuchten Zerfalls rekonstruiert und alle Schnitte erfüllt werden, ist gegeben durch

$$\epsilon = \epsilon_{\text{reco}} \cdot \epsilon_{m^*} \cdot \epsilon_{H_2}. \quad (3.29)$$

In dieser Gleichung bezeichnet ϵ_{reco} die Wahrscheinlichkeit, daß die Pionspuren rekonstruiert und die Pionen als solche identifiziert werden, sowie daß ihre Spuren die Bedingungen (3.23) und (3.24) erfüllen. ϵ_{H_2} ist die Wahrscheinlichkeit, daß der Zerfall den FOX-WOLFRAM-Schnitt $H_2 < 0.5$ erfüllt. ϵ_{m^*} gibt an, mit welcher Wahrscheinlichkeit sich aus den gemessenen Pionimpulsen nach (3.3) ein reeller Winkel θ errechnen läßt, und wäre bei Vernachlässigung der Impulsverschmierung durch den Detektor exakt eins. ϵ_{reco} und ϵ_{m^*} wurden mit Hilfe von SIMARG aus ca. 6000 mit MOPEK generierten Zerfällen des Typs $B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+$, $D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0\pi^-$ ermittelt. Die Ergebnisse sind

$$\epsilon_{\text{reco}} = (67.6 \pm 1.2) \%, \quad \epsilon_{m^*} = (89.9 \pm 1.7) \%. \quad (3.30)$$

Dabei sind die Akzeptanzen für das schnelle und das langsame Pion $\epsilon_h = (84.5 \pm 1.2) \%$ bzw. $\epsilon_s = (72.5 \pm 1.1) \%$. Aufgrund der Korrelation der Impulsrichtungen der beiden Pionen gilt somit $\epsilon_{\text{reco}} > \epsilon_h \cdot \epsilon_s$. Bei der Berechnung von ϵ_{H_2} wurde von generierten $B^0\bar{B}^0$ -Zerfällen ausgegangen, bei denen da eine B^0 -Meson nach $B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+$, $D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0\pi^-$ zerfällt, während die Zerfallsmöglichkeiten des anderen B^0 -Mesons nicht weiter eingeschränkt wurden. Es ergibt sich

$$\epsilon_{H_2} = (81.9 \pm 2.0) \%. \quad (3.31)$$

Die für die Akzeptanzen angegebenen Fehler sind statistischer Art und resultieren aus der endlichen Anzahl von generierten Zerfällen. Für die Gesamtakzeptanz ϵ erhält man

$$\epsilon = (49.8 \pm 1.5 \pm 1.5) \%, \quad (3.32)$$

wobei der zweite Fehler die geschätzte Unsicherheit der Monte Carlo-Simulation darstellt.

Zur Bestimmung des Untergrunds aus $B^0 \rightarrow D^{*-}\rho^+$ -Zerfällen muß auch hierfür die Akzeptanz bekannt sein. Berücksichtigt man hier nur solche Zerfälle, die m^* -Werte im Signalbereich ergeben, so zeigt sich – im Rahmen des statistischen Fehlers – $\epsilon_{\rho,\text{reco}} = \epsilon_{\text{reco}}$ und $\epsilon_{\rho,H_2} = \epsilon_{H_2}$. Dieses Ergebnis ist nicht überraschend, da nur solche $B^0 \rightarrow D^{*-}\rho^+$ -Zerfälle, bei denen die Pionimpulse wie in Zerfällen des Typs $B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+$ verteilt sind, zu einem Untergrund im Signalbereich führen. Da die Pseudomassenakzeptanz ϵ_{ρ,m^*} bereits in ν berücksichtigt ist, folgt somit $\epsilon_{\rho} = \epsilon/\epsilon_{m^*}$.

3.3.5 Das Ergebnis für $B(B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+)$

Das Verzweungsverhältnis für den Zerfall $B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+$ ist bei Berücksichtigung der Korrektur Δn_{ρ}

$$B(B^0 \rightarrow D^{*-}) = \frac{n_{B^0} - \Delta n_{\rho}}{\epsilon N_{B^0} B(D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0\pi^-)}, \quad (3.33)$$

wobei N_{B^0} die Anzahl der B^0 -Mesonen in der analysierten Datenmenge ist und das Verzweungsverhältnis $B(D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0\pi^-)$ (55 ± 4) % beträgt [PDG90]. Mit

$$\Delta n_{\rho} = \nu \epsilon_{\rho} N_{B^0} B(B^0 \rightarrow D^{*-}\rho^+) B(D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0\pi^-) \quad (3.34)$$

ergibt sich

$$B(B^0 \rightarrow D^{*-}) = \frac{n_{B^0}}{\epsilon N_{B^0} B(D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0\pi^-)} - \frac{\nu}{\epsilon_{m^*}} B(B^0 \rightarrow D^{*-}\rho^+). \quad (3.35)$$

Mit $B(B^0 \rightarrow D^{*-}\rho^+) = (0.7 \pm 0.4) \%$ [Höl90]⁸ folgt das Ergebnis

$$B(B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+) = (0.39 \pm 0.06 \pm 0.04) \%. \quad (3.36)$$

Dabei ist der erste Fehler der statistische Fehler des Fits, der zweite – systematische – Fehler resultiert aus Unsicherheiten der Akzeptanz, der verwendeten Verzweungsverhältnisse, der Breite der angepaßten Kurve, der B^0 -Mesonen-Anzahl und von ν . Addiert man alle Fehler quadratisch, erhält man $B(B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+) = (0.39 \pm 0.08) \%$. Ohne Berücksichtigung des zusätzlichen Untergrunds Δn_{ρ} hätte sich der Wert $(0.42 \pm 0.07) \%$ ergeben, der nur geringfügig von dem korrigierten Resultat abweicht.

Dieses Ergebnis kann verglichen werden mit früheren Resultaten der Kollaborationen ARGUS und CLEO, die mit vollständiger Rekonstruktion durchgeführt wurden [Höl90,Cas89], sowie mit dem von CLEO mit Hilfe der gleichen Pseudomassenmethode erhaltenen Ergebnis [Kre89]. Alle diese Messungen, sowie der in [PDG90] angegebene Wert, der noch keine der hier zitierten Analysen berücksichtigt, sind in Tabelle 3.3 aufgelistet.

Experiment		$B(B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+)$
ARGUS	[Höl90]	$(0.29 \pm 0.09 \pm 0.06) \%$
CLEO	[Cas89]	$(0.36 \pm 0.09 \pm 0.07) \%$
CLEO	[Kre89]	$(0.42 \pm 0.05^{+0.04}_{-0.08}) \%$
	[PDG90]	$(0.33^{+0.12}_{-0.10}) \%$
ARGUS (diese Arbeit)		$(0.39 \pm 0.06 \pm 0.04) \%$
ARGUS + CLEO		$(0.40 \pm 0.04^{+0.03}_{-0.04}) \%$

Tabelle 3.3: Verschiedene Messungen des Verzweungsverhältnisses $B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+$. Der Wert von [Höl90] wurde auf das in dieser Arbeit verwendete Verzweungsverhältnis $B(D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0\pi^-) = (55 \pm 4) \%$ skaliert. In der untersten Zeile ist das gewichtete Mittel aus dem Ergebnis dieser Analyse und dem zuletzt zitierten CLEO-Wert angegeben.

Man erkennt, daß der im Rahmen dieser Arbeit erhaltene Wert für das Verzweungsverhältnis $B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+$ im Rahmen der Fehler recht gut mit den anderen Messungen übereinstimmt. Gleichzeitig gehört der statistische Fehler dieser Messung zu den kleinsten bisher erreichten. Der Grund hierfür ist die mit der Methode der teilweisen Rekonstruktion erzielte hohe Akzeptanz.

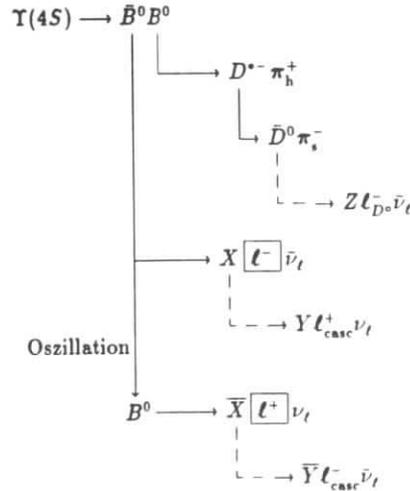
⁸Systematischer und statistischer Fehler sind hier zu einem kombinierten Fehler zusammengefaßt.

Kapitel 4

Die Leptonenanalyse

4.1 Die Methode

Wie in Kapitel 3 beschrieben, wurde ein Sample von $B^0\bar{B}^0$ -Paaren getaggt, bei denen jeweils ein B^0 -Meson über $B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+$ zerfällt. Im Datensample wurde nun nach Leptonen aus Zerfällen des zweiten \bar{B}^0 -Mesons gesucht. Das Zerfallsschema sei im folgenden noch einmal ausführlich dargestellt:



X , Y und Z bezeichnen hier beliebige hadronische Zustände. Die Zerfallskette ist für die Fälle mit und ohne B^0 -Oszillation ($\bar{B}^0 \rightarrow B^0$) dargestellt, da sich jeweils unterschiedliche Leptonenladungen ergeben. Die gesuchten Leptonen (Elektronen, Myonen) aus semileptonischen B^0 -Zerfällen wurden umrahmt, Zerfälle, die weitere Leptonen liefern, wurden gestrichelt dargestellt. Diese Untergrundleptonen entstehen bei semileptonischen Zerfällen des nicht rekonstruierten \bar{D}^0 -Mesons ($\ell^-\bar{\nu}_\ell$) und anderen $c \rightarrow s\ell^+\nu_\ell$ -Übergängen in der Zerfallskaskade ($\ell^+c\bar{\nu}_\ell$). Aufgrund der Möglichkeit von B^0 - \bar{B}^0 -Oszillationen ist es

nicht sinnvoll zu verlangen, daß die gesuchten Leptonen dieselbe Ladung wie das langsame rekonstruierte Pion π^- besitzen. Man würde auf diese Weise lediglich den sehr geringen $\ell^+c\bar{\nu}_\ell$ -Untergrund unterdrücken, auf der anderen Seite aber einige Ereignisse verlieren, und das Ergebnis würde vom für den Oszillationsparameter r angenommenen Wert abhängig. Aus diesem Grund wurden in dieser Analyse Leptonen beliebiger Ladungen akzeptiert. Prinzipiell ist es damit möglich, nach Subtraktion des Untergrunds aus der Häufigkeit von Leptonen „richtiger“ und „falscher“ Ladung r zu bestimmen.

Im folgenden sei nun die Analyse erläutert. Zunächst (Abschnitt 4.2) wird auf die Schritte zur Unterdrückung des leptonen Untergrunds eingegangen, in Abschnitt 4.3 wird die Ermittlung der Leptonenzahl beschrieben, und in Abschnitt 4.4 wird die Abschätzung des verbleibenden Untergrunds erläutert.

4.2 Die Leptonenselektion

4.2.1 Die angewendeten Schnitte

Die wichtigste Untergrundquelle stellen semileptonische Charmzerfälle dar. Leptonen aus $c \rightarrow s$ -Übergängen weisen jedoch aufgrund der gegenüber dem b -Quark geringeren c -Quark-Masse ein weiches Impulsspektrum auf. Aus diesem Grunde wurden in der Analyse ausschließlich Leptonen mit Impulsen im Intervall

$$1.4 \text{ GeV} < |\mathbf{p}_\ell| < 2.4 \text{ GeV} \quad (4.1)$$

als Kandidaten für Leptonen aus semileptonischen B^0 -Zerfällen akzeptiert. Damit wird der größte Teil des Untergrunds aus $c \rightarrow s\ell^+\nu_\ell$ -Übergängen (s. Abb. 4.1) und Kontinuumereignissen weggeschnitten, und auch ein Teil des ohnehin geringen $b \rightarrow u\ell^-\bar{\nu}_\ell$ -Untergrunds, den ein sehr hartes Leptonenspektrum kennzeichnet, wird eliminiert.

Zur Unterdrückung von als Leptonen identifizierten Hadronen wurden die Likelihoodschnitte

$$\Lambda_e > 0.7 \quad \text{bzw.} \quad \Lambda_\mu > 0.7 \quad (4.2)$$

für Elektronen respektive Myonen angewendet. Darüberhinaus wurde verlangt, daß Myonen mindestens einen Treffer in einer äußeren Myonkammer hinterlassen haben. Für die Spurparameter wurden die in Abschnitt 3.3.2 beschriebenen Schnitte verwendet.

Elektronen, die sich zusammen mit einem Positron einem Sekundärvertex zuordnen lassen, der einem konvertierenden Photon entstammen kann, wurden von der Analyse ausgeschlossen. Außerdem wurden auch Elektronen und Positronen aus dem Hauptvertex als Kandidaten für konvertierte Photonen betrachtet und daher nicht akzeptiert, wenn sie die folgenden beiden Kriterien erfüllen:

1. Die invariante Masse des e^+e^- -Paares beträgt weniger als 0.1 GeV.
2. Der Relativwinkel θ_{e^+,e^-} erfüllt die Bedingung $\cos \theta_{e^+,e^-} > 0.99$.

¹Die Ladung eines Leptons sei hier als „richtig“ bezeichnet, wenn sie mit der des langsamen Pions π^- übereinstimmt.

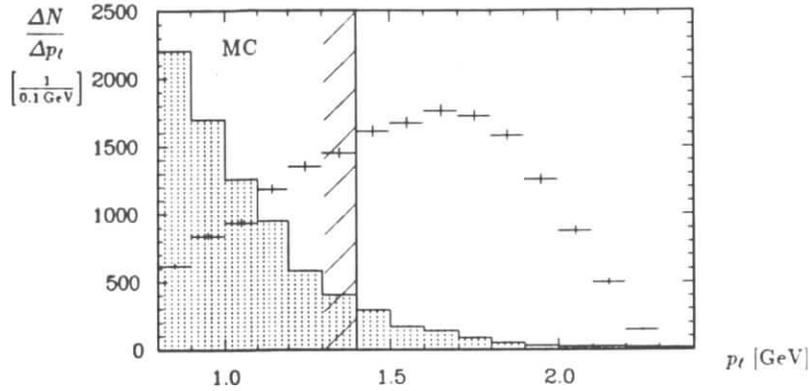


Abbildung 4.1: Die Wirkung des Impulsschnitts bei 1.4 GeV: Der Untergrund aus semileptonischen Charmzerfällen (schattiert) wird stark unterdrückt, während ein Großteil der Leptonen aus semileptonischen $b \rightarrow c$ -Übergängen (Kreuze) den Schnitt erfüllt.

Bei den betrachteten Elektron-Positron-Paaren brauchte nur jeweils ein Teilchen dem Likelihoodschnitt $\Lambda_e > 0.7$ zu genügen.

4.2.2 Die Akzeptanz

Der Impulsschnitt ist derjenige Schnitt, der zu dem höchsten Akzeptanzverlust führt. Der Anteil ϵ_p der Leptonen aus B^0 -Zerfällen, der den Impulsschnitt erfüllt, wurde folgendermaßen bestimmt. Es wurden durch ein Monte Carlo-Verfahren 10^6 semileptonische B^0 -Zerfälle nach dem ACCMM-Modell generiert. Die Leptonenimpulse wurden aus dem B^0 -System in das Laborsystem transformiert (wobei die B^0 -Impulse ebenfalls durch Monte Carlo ausgewürfelt wurden), und der Detektoreinfluss wurde dann mit Hilfe des Mini-Monte Carlos simuliert. Beim Elektronenspektrum mußte außerdem berücksichtigt werden, daß Elektronen relativ viel Energie durch Bremsstrahlung verlieren, was zu einem weicherem gemessenen Impulsspektrum führt. Die so erhaltenen Spektren sind in Abb. 4.2 dargestellt.

Hieraus ergaben sich für Myonen respektive Elektronen die Impulsakzeptanzen

$$\epsilon_{p,\mu} = (53.0 \pm 2.0)\% \quad \text{bzw.} \quad \epsilon_{p,e} = (45.4 \pm 2.5)\%. \quad (4.3)$$

Die angegebenen systematischen Fehler beschreiben die Abhängigkeit der Resultate von der Wahl des verwendeten theoretischen Modells. Sie wurden durch Vergleich dieser Ergebnisse mit den bei Zugrundelegung anderer Modelle (insbesondere des GISW-Modells) erhaltenen Werten [Nau91] ermittelt.

Die Wahrscheinlichkeit für Rekonstruktion und Identifikation der Leptonen ϵ_{id} wurde in dieser Arbeit mit Hilfe von Monte Carlo-Simulation mit SIMARG bestimmt. Das ist gerechtfertigt, da aufgrund von Untersuchungen an radiativen BHABHA-Ereignissen

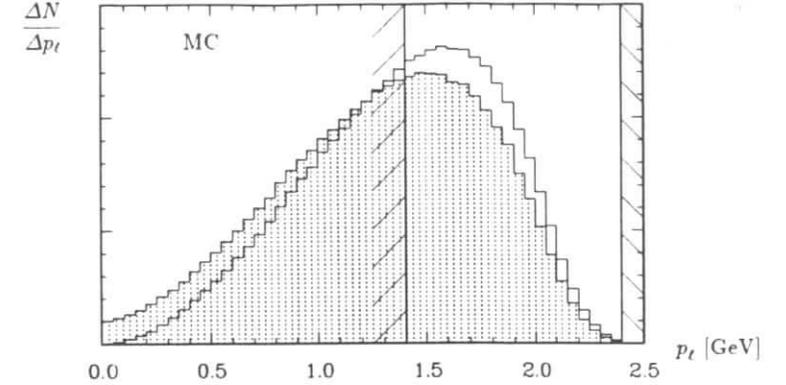


Abbildung 4.2: Die Spektren der Elektronen (schattiert) und der Myonen (leeres Histogramm) aus $b \rightarrow c$ -Übergängen (ACCMM-Modell) im Laborsystem bei Berücksichtigung von Detektoraufösung und Bremsstrahlung der Elektronen. Die Lage der Impulsschnitte wurde gekennzeichnet.

[Alb90a] und kosmischen Myonen [Fom88,Alb90a] die Zuverlässigkeit der Simulation bei Anwendung der hier verwendeten Standardschnitte bekannt ist. Zur Akzeptanzbestimmung wurden Leptonen aus generierten $b \rightarrow c\ell^- \bar{\nu}_\ell$ -Übergängen verwendet, damit die Topologie der Monte Carlo-Ereignisse mit jener der Meßdaten möglichst gut übereinstimmt. Abb. 4.3 zeigt die erhaltenen Akzeptanzen als Funktionen des Impulses im Polarwinkelbereich $|\cos\theta| < 0.92$. Man erkennt, daß die Akzeptanz für Myonen unterhalb von ca. 1.4 GeV steil abfällt, während sie bei höheren Impulsen nur vergleichsweise geringfügig variiert. Diese Tatsache ist ein weiterer Grund dafür, den Impulsschnitt gerade bei 1.4 GeV anzusetzen.

Die mittlere Akzeptanz ϵ_{id} im betrachteten Impulsintervall 1.4 GeV...2.4 GeV bei Wichtung mit dem für B^0 -Zerfälle erwarteten Leptonenspektrum folgt aus der Simulationsrechnung zu

$$\epsilon_{id,\mu} = (75.4 \pm 2.0)\% \quad \text{bzw.} \quad \epsilon_{id,e} = (85.0 \pm 2.0)\%, \quad (4.4)$$

wobei der angegebene Fehler die geschätzte Unsicherheit der Detektorsimulation ist. In die Gesamtakzeptanz ϵ muß noch die geometrische Akzeptanz ϵ_{geo} des $\cos\theta$ -Schnitts (3.24) einbezogen werden, die aufgrund der hohen Isotropie 92% beträgt. Somit folgt für $\epsilon = \epsilon_p \cdot \epsilon_{id} \cdot \epsilon_{geo}$ bei Myonen und Elektronen

$$\epsilon_\mu = (36.8 \pm 1.7)\% \quad \text{bzw.} \quad \epsilon_e = (35.6 \pm 2.1)\%. \quad (4.5)$$

Es wurde auch untersucht, ob die FOX-WOLFRAM-Akzeptanz ϵ_{H_2} für $\Upsilon(4S)$ -Zerfälle, bei denen ein B^0 -Meson semileptonisch und eines über $B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+$ zerfällt, von dem in (3.31) angegebenen Wert abweicht. In diesem Fall wären semileptonische Zerfälle im B^0 -Sample unterdrückt oder angereichert. Es ergab sich jedoch kein signifikanter Unterschied zwischen beiden ϵ_{H_2} -Werten.

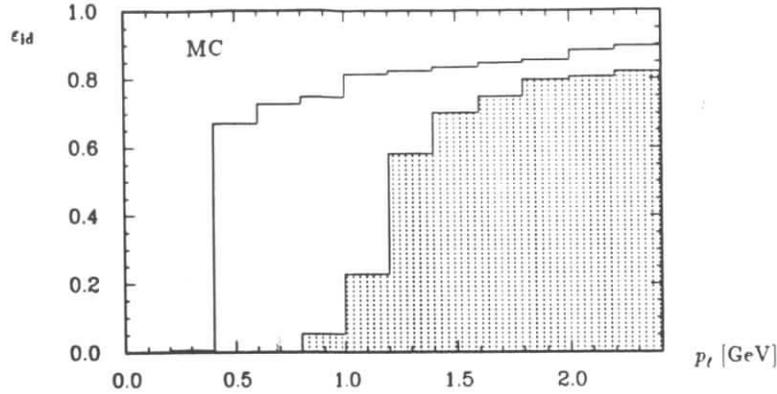


Abbildung 4.3: Die Akzeptanzen für die Rekonstruktion und Identifikation von Elektronen und Myonen (schattiert) im Detektorbereich $|\cos \theta| < 0.92$.

4.3 Das gemessene Signal

In Abb. 4.4 ist die Pseudomassenverteilung dargestellt, die sich ergibt, wenn man nur Ereignisse mit mindestens einem die angeführten Kriterien erfüllenden Lepton berücksichtigt. Man erkennt einen deutlichen Leptonenüberschuß im Signalbereich, wie man es aufgrund semileptonischer B^0 -Zerfälle erwartet.

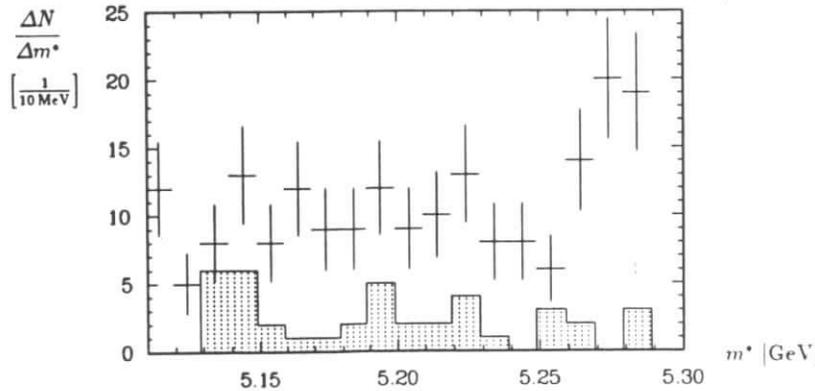


Abbildung 4.4: Die Pseudomassenverteilung von Ereignissen mit mindestens einem Leptonkandidaten in den $Y(4S)$ -Daten (Kreuze) und den unskalierten Kontinuumdaten (schattiert).

Die Leptonenzahl im B^0 -Signal kann durch Anpassung der in Kap. 3 angegebenen

Funktion bestimmt werden. Dabei ist es nicht sinnvoll, die den linearen Untergrund beschreibenden Parameter bei der Anpassungsrechnung frei zu lassen, da sich aufgrund der geringen Statistik in diesem Fall sehr große statistische Fehler ergäben. Stattdessen wurde so vorgegangen, daß zunächst an den skalierten Kontinuumsuntergrund eine Gerade mit der in (3.19) angegebenen gemessenen Steigung $s_{\text{cont}}^{\text{norm}}$ angepaßt wurde. Als den gesamten Untergrund beschreibende Funktion wurde dann der so ermittelte Kontinuumsuntergrund plus eine den $Y(4S)$ -Untergrund beschreibende lineare Funktion mit der fixierten Steigung s_B^{norm} aus (3.28) an die Meßdaten angepaßt. Die einzigen freien Parameter des Fits waren somit die Normierung des $Y(4S)$ -Untergrunds und natürlich die Höhe des Signals der Leptonen aus B^0 -Zerfällen (s. Abb. 4.5). Allerdings mußte noch

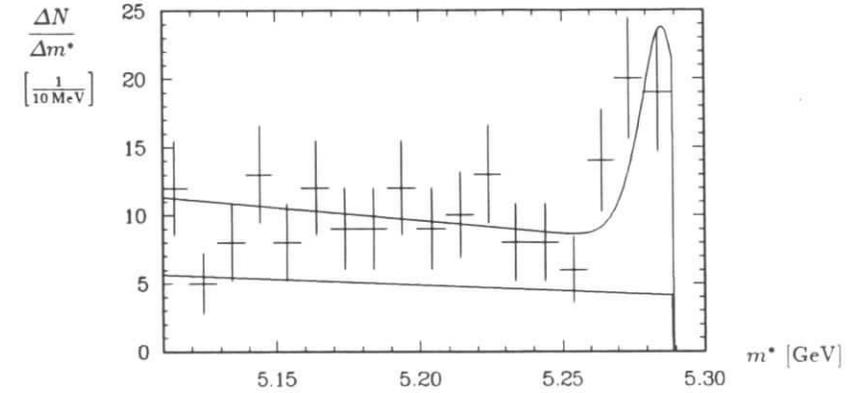


Abbildung 4.5: Das gemessene Leptonensignal aus Abb. 4.4 mit der angepaßten Funktion. Die Gerade beschreibt den skalierten Kontinuumsuntergrund.

berücksichtigt werden, daß $s_{\text{cont}}^{\text{norm}}$ und s_B^{norm} mit den in (3.19) und (3.28) angegebenen statistischen und systematischen Fehler behaftet sind. Aus diesem Grunde wurden diese beiden Parameter innerhalb der Fehler variiert, wobei die starke Korrelation zwischen ihnen (s. Tab. 3.2) berücksichtigt wurde. Die dabei jeweils erhaltenen Resultate für die Anzahl der Leptonen im B^0 -Signal sind in Tab. 4.1 angegeben.

$s_{\text{cont}}^{\text{norm}}$ [MeV $^{-1}$]	s_B^{norm} [MeV $^{-1}$]	\hat{n}_l
-1.285	-1.564	21.5 ± 6.6
-1.285	-2.170	23.1 ± 6.6
-1.285	-0.958	20.4 ± 6.5
-0.955	-2.249	22.9 ± 6.5
-1.615	-0.121	17.9 ± 6.5

Tabelle 4.1: Die Ergebnisse für die Leptonenzahl im Signal \hat{n}_l bei Variation der den Verlauf des Untergrunds beschreibenden Parameter $s_{\text{cont}}^{\text{norm}}$ und s_B^{norm} .

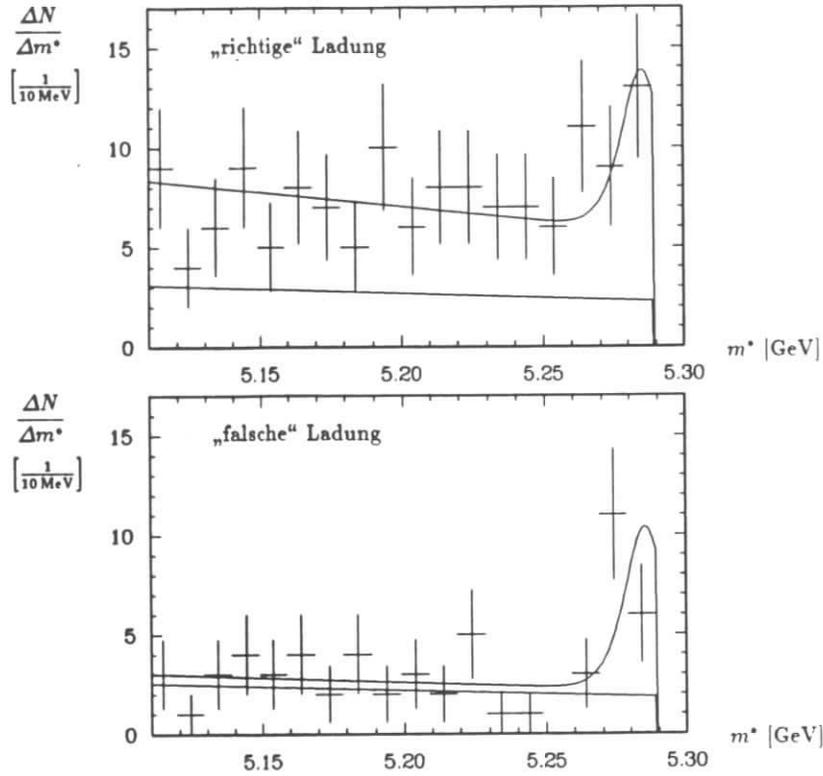


Abbildung 4.6: Die Beiträge von Leptonen mit „richtiger“ (oben) und „falscher“ Ladung. Die Geraden beschreiben die skalierten Kontinuumsanteile.

Man erhält somit für die Anzahl der Leptonen

$$n_\ell = 21.5 \pm 6.6^{+1.6}_{-3.7}, \quad (4.6)$$

wobei hierin natürlich noch Untergrundbeiträge aus $c \rightarrow s$ -Übergängen und fehlidentifizierten Hadronen enthalten sind. Für die Anteile an Myonen und Elektronen ergibt sich nach demselben Verfahren

$$n_\mu = 15.3 \pm 5.5^{+0.8}_{-0.7} \quad \text{bzw.} \quad n_e = 6.6 \pm 3.6^{+0.7}_{-0.8}. \quad (4.7)$$

Der Überschuss an Myonen ist nicht statistisch signifikant, und der in der Myonenzahl enthaltene Untergrund ist auch etwas höher (s. Abschnitt 4.4.1) als jener in der Elektronenzahl. Aufgrund der niedrigen Statistik und weil sich die Akzeptanzen für Elektronen und Myonen praktisch nicht unterscheiden, wird im folgenden nicht zwischen diesen beiden Leptonensorten unterschieden.

Die Beiträge von Leptonen mit „richtiger“ und „falscher“ Ladung sind in Abb. 4.6 dargestellt. Quantitativ erhält man

$$n_{\ell,r} = 10.9 \pm 4.9^{+1.3}_{-1.5} \quad \text{und} \quad n_{\ell,f} = 11.1 \pm 4.3^{+0.2}_{-0.1}, \quad (4.8)$$

d. h. Leptonen mit „falscher“ Ladung liefern überraschenderweise etwa die Hälfte des gesamten Leptonensignals. Auf die Berechnung des Mischungsparameters r aus diesem Ergebnis wird in Abschnitt 4.5 eingegangen. Es fällt auf, daß der $\Upsilon(4S)$ -Untergrund bei Leptonen „richtiger“ Ladung deutlich höher ist. Das läßt sich folgendermaßen erklären: Das verlangte schnelle Pion π_b^+ (bei dem es sich auch um ein fehlidentifiziertes Elektron oder Kaon handeln kann) stammt aufgrund seines hohen Impulses mit großer Wahrscheinlichkeit aus einem $\bar{b} \rightarrow \bar{c}$ - und nicht aus einem $c \rightarrow s$ -Übergang (beispielsweise aus Zerfällen wie $B^0 \rightarrow D^{*-} \pi^+ \pi^0$, $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+$ usw.). Somit taggt das π_b^+ in den meisten Fällen ein \bar{b} -Quark, und beim Zerfall des zugehörigen b -Quarks entstehen – für $r < 1$ – hauptsächlich Leptonen „richtiger“ Ladung.

Um Untergrund aus der Zerfallskette $B^0 \rightarrow J/\psi X$, $J/\psi \rightarrow \ell^+ \ell^-$ auszuschließen, wurde die invariante Masse der gefundenen Leptonen zusammen mit Spuren entgegengesetzter Ladung, die alle Leptonenkriterien mit Ausnahme des Impulsschnitts erfüllten, berechnet. Es ergab sich dabei kein J/ψ -Kandidat.

4.4 Der Untergrund

4.4.1 Fehlidentifizierte Hadronen

Eine Untergrundquelle bilden Hadronen, die die Selektionskriterien für Leptonen erfüllen und damit fälschlich als solche identifiziert werden. Aus dem Überschuss an Hadronen im Signalbereich und der Fehlidentifikationsrate² läßt sich das zusätzliche Signal ermitteln. In Abb. 4.7 ist die Pseudomassenverteilung gezeigt, die sich ergibt, wenn man die Existenz eines Nicht-Leptons³ im Impulsintervall 1.4 GeV ... 2.4 GeV verlangt. Aus der Anpassungsrechnung ergibt sich ein Hadronenüberschuß im Signal von

$$n_{\text{Hadron}} = 52.0 \pm 13.8^{+3.5}_{-2.5}, \quad (4.9)$$

der sich auf Hadronen „richtiger“ und „falscher“ Ladung folgendermaßen aufteilt:

$$n_{\text{Hadron},r} = 31.2 \pm 10.2^{+2.3}_{-1.5} \quad \text{und} \quad n_{\text{Hadron},f} = 20.8 \pm 9.2^{+1.6}_{-1.5}. \quad (4.10)$$

Bei der Bestimmung der Fehlidentifikationsraten von Pionen und Kaonen als Myonen oder Elektronen wurden D^{*+} -Mesonen über den Zerfall $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$ rekonstruiert. Dabei erfolgte die Rekonstruktion des D^0 -Mesons über den Kanal $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$. Zur Messung der Fehlidentifikationsrate von Pionen wurde dabei für den Impuls des Pions aus dem D^0 1.4 GeV $< |\mathbf{p}_\pi| < 2.4$ GeV verlangt und nachgesehen, wieviel von dem erhaltenen D^{*+} -Signal (s. Abb. 4.8) übrigbleibt, wenn gefordert wird, daß das Pion

²Das ist der Anteil der Hadronen, die die Leptonenselektionskriterien erfüllen.

³d. h. einer Spur, die die Selektionskriterien für Leptonen nicht erfüllt

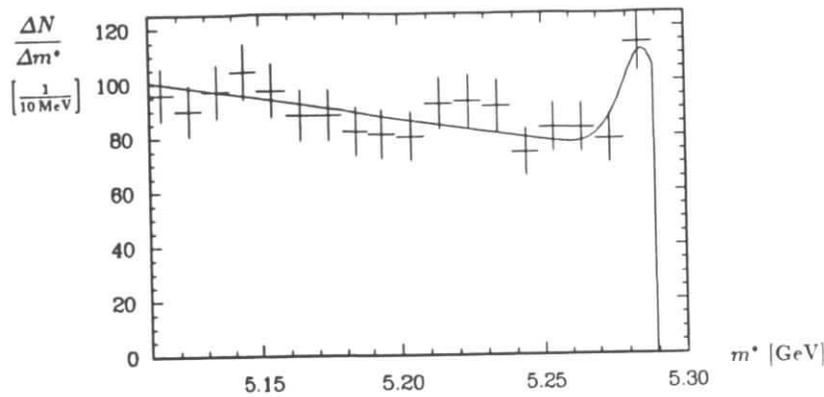


Abbildung 4.7: Der Hadronenüberschuß im Signalbereich.

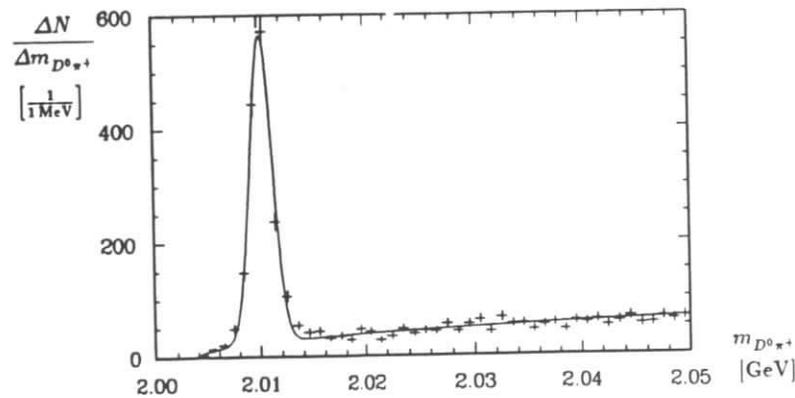


Abbildung 4.8: Das D^{*+} -Signal bei Rekonstruktion über die Zerfallsreihe $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$, $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$. Der Impuls des Pions aus dem D^0 -Zerfall liegt im Intervall 1.4 GeV ... 2.4 GeV.

die Selektionskriterien für Leptonen erfüllt. Zur Bestimmung der Kaonfehlidentifikationsrate wurde dementsprechend der K^- -Impuls auf das Intervall 1.4 GeV ... 2.4 GeV eingeschränkt und untersucht, wie oft die Kaonen im D^{*+} -Signal auch als Leptonen akzeptiert werden.

Für diese Analyse wurden nicht allein die auf der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz genommenen Meßdaten ausgewertet, sondern auch jene im Kontinuumsbereich und die sogenannten „Scan“-Daten⁴. Dadurch stand eine integrierte Luminosität von 407 pb^{-1} zur Verfügung.

⁴Die Scandaten werden zur der Bestimmung der Lage der Υ -Resonanzen aufgezeichnet.

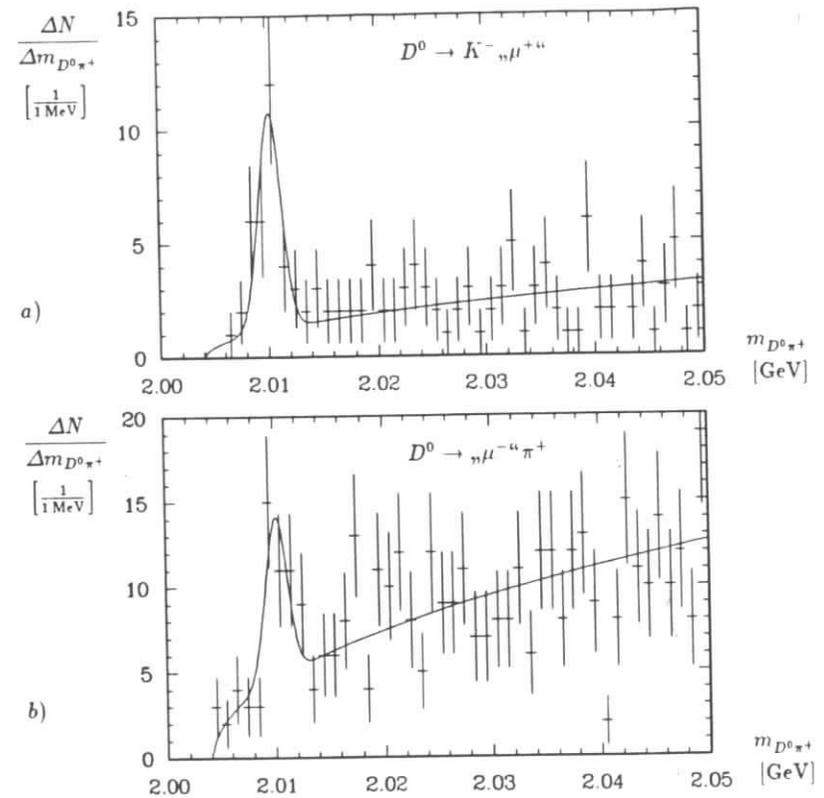


Abbildung 4.9: Die Verteilungen der invarianten Masse von $D^0 \pi^+$ -Kombinationen, die sich durch fehlidentifizierte Pionen bzw. Kaonen ergeben. In a) wurde das D^0 -Meson als $K^- \pi^+$ selektiert, in b) als $\mu^- \pi^+$ selektiert.

In Abb. 4.9 a ist die Verteilung der invarianten Masse des $D^0 \pi^+$ -Systems dargestellt, wenn das D^0 als $K^- \pi^+$ selektiert wurde, in Abb. 4.9 b ist die bei Rekonstruktion des D^0 -Mesons als $\mu^- \pi^+$ resultierende Massenverteilung der D^{*+} -Kandidaten gezeigt. Durch Anpassung einer GAUSS-Funktion an das durch Fehlidentifikation von Kaonen oder Pionen entstehende D^{*+} -Signal folgen die in Tab. 4.2 angegebenen Fehlidentifikationsraten. Die Breite der angepaßten GAUSS-Funktion wurde anhand des Signals aus korrekt identifizierten Pionen und Kaonen (Abb. 4.8) zu 1.4 MeV bestimmt, der Untergrund wurde durch die Funktion $N \cdot \sqrt{m_{D^0 \pi^+} - m_{\min}}$ mit $m_{\min} = m_{D^0} + m_{\pi^+}$ parametrisiert.

Aus der so erhaltenen Fehlidentifikationsrate f_l von Hadronen als Leptonen von

$$f_l = (2.1 \pm 0.4) \% \quad (4.11)$$

folgt zusammen mit dem in (4.9) gegebenen Hadronenüberschuß ein durch Fehlidentifi-

	π	K	π, K
μ	$(1.8 \pm 0.4) \%$	$(1.6 \pm 0.4) \%$	$(1.7 \pm 0.3) \%$
e	$(0.5 \pm 0.2) \%$	$(0.0 \pm 0.2) \%$	$(0.4 \pm 0.2) \%$
$\mu + e$	$(2.3 \pm 0.4) \%$	$(1.6 \pm 0.5) \%$	$(2.1 \pm 0.4) \%$

Tabelle 4.2: Die Fehlidentifikationsraten von Pionen und Kaonen als Elektronen und Myonen. In der dritten Spalte ist ein Mittelwert für Pionen und Kaonen angegeben, wobei für das Häufigkeitsverhältnis Pionen zu Kaonen 4 : 1 angenommen wurde.

kation verursachtes zusätzliches Signal $\Delta n_{\ell, \text{fake}}$ der Größe

$$\Delta n_{\ell, \text{fake}} = 1.1 \pm 0.4. \quad (4.12)$$

Auf Leptonen mit „richtiger“ und „falscher“ Ladung teilt sich dieser Wert wie folgt auf:

$$\Delta n_{\ell, \text{fake}, r} = 0.7 \pm 0.3 \quad \text{bzw.} \quad \Delta n_{\ell, \text{fake}, f} = 0.4 \pm 0.2. \quad (4.13)$$

4.4.2 Der Untergrund aus Charmzerfällen

Semileptonische Zerfälle des nicht rekonstruierten \bar{D}^0 -Mesons stellen eine Untergrundquelle dar, die relativ leicht quantitativ abzuschätzen ist, da die Impulsverteilung der \bar{D}^0 -Mesonen bekannt ist und ihre Anzahl gleich der Zahl getaggtter B^0 -Mesonen ist. Das Impulsspektrum der bei den \bar{D}^0 -Zerfällen entstehenden Leptonen (s. Abb. 4.10) wurde mit Hilfe von MOPEK bei Benutzung des BSW-Modells ermittelt, Detektorauflösung

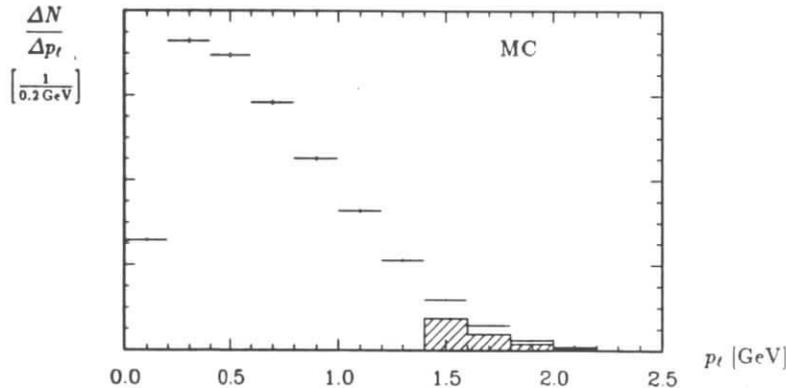


Abbildung 4.10: Das Spektrum der Leptonen aus Zerfällen des nicht rekonstruierten \bar{D}^0 -Mesons. Der Anteil der Leptonen, die alle Schnitte erfüllen, ist schraffiert dargestellt.

und Bremsstrahlung der Elektronen wurden durch Mini-Monte Carlo berücksichtigt. Unter Verwendung der mit SIMARG bestimmten Akzeptanzen ergibt sich, daß 3.9% aller bei \bar{D}^0 -Zerfällen entstehenden Leptonen die gestellten Selektionskriterien erfüllen.

Mit $B(D^0 \rightarrow X e^+ \nu_e) = (7.7 \pm 1.2) \%$ [PDG90] und $B(D^0 \rightarrow X \mu^+ \nu_\mu) = B(D^0 \rightarrow X e^+ \nu_e)$ sowie der ermittelten Anzahl von B^0 -Mesonen im Sample ergibt sich für den Untergrund aus semileptonischen \bar{D}^0 -Zerfällen

$$\Delta n_{\ell, D^0} = 1.3 \pm 0.3. \quad (4.14)$$

Bei Vernachlässigung von D^0 - \bar{D}^0 -Oszillationen kann davon ausgegangen werden, daß es sich hierbei um Leptonen „richtiger“ Ladung handelt.

Die Bestimmung des Untergrunds aus der Zerfallskaskade des zweiten B^0 -Mesons (im Zerfallsschema auf S. 44 sind diese Untergrundleptonen als ℓ_{casc}^\pm bezeichnet) ist etwas aufwendiger. Hier müssen die Beiträge aller eventuell entstehenden Charm-tragenden Hadronen aufsummiert werden. Die einzelnen Beiträge wurden durch Monte Carlo-Studien mit SIMARG ermittelt, wobei auf einen Datensatz mit inklusiven B -Zerfällen zurückgegriffen wurde. Die semileptonischen Zerfälle sind darin nach dem BSW-Modell generiert worden. Da D^0 - und D^+ -Mesonen unterschiedliche semileptonische Verzweigungsverhältnisse besitzen und die in \bar{B}^0 -Zerfällen entstehenden D^0 - bzw. D^+ -Mesonen nicht dieselben Impulsspektren aufweisen [Alb91b], müssen die inklusiven Zerfälle $\bar{B}^0 \rightarrow D^0 X$ und $\bar{B}^0 \rightarrow D^+ X$ getrennt berücksichtigt werden. Die Verzweigungsverhältnisse $B(\bar{B}^0 \rightarrow D^0 X)$ und $B(\bar{B}^0 \rightarrow D^+ X)$ wurden dabei so abgeschätzt, daß für ihre Summe der in inklusiven B -Zerfällen gemessene Wert von $(79 \pm 11) \%$ [Alb91b] angesetzt wurde, während für das Produktionsverhältnis $N_{B^0 \rightarrow D^+ X} / N_{B^0 \rightarrow D^0 X}$ der von MOPEK gelieferte Wert⁵ von etwa 2 : 1 verwendet wurde. Das Verzweigungsverhältnis $B(\bar{B}^0 \rightarrow D_s^+ X)$ wurde durch den inklusiven Wert $B(B \rightarrow D_s^+ X) = (12.5 \pm 3.5) \%$ [PDG90] abgeschätzt. Der mit dieser Näherung verbundene systematische Fehler wurde mit 3% veranschlagt. Außerdem wurde angenommen, daß D_s^+ -Mesonen dieselbe semileptonische Partialbreite wie D^0 -Mesonen aufweisen. $B(\bar{B}^0 \rightarrow \Lambda_c^+ X)$ wurde durch den inklusiven Meßwert $B(B \rightarrow \Lambda_c^+ X) = (7.5 \pm 2.0) \%$ [War90] genähert. Die resultierenden Beiträge zum Kaskadenuntergrund $\Delta n_{\ell, \text{casc}}$ aus den verschiedenen Quellen semileptonischer Charmzerfälle sind in Tab. 4.3 angegeben. Die systematischen Fehler wurden konservativ abgeschätzt.

X_c	$B(\bar{B}^0 \rightarrow X_c Y) [\%]$	$B(X_c \rightarrow Z \ell^+ \nu_\ell) [\%]$	$\epsilon_\ell [\%]$	$\Delta n_{\ell, X_c}$
D^+	54.0 ± 10.0	19.2 ± 1.7	1.5 ± 0.5	0.7 ± 0.3
D^0	25.0 ± 5.0	7.7 ± 1.2	0.8 ± 0.3	0.06 ± 0.03
D_s^+	12.5 ± 4.6	7.8 ± 1.5	1.0 ± 0.4	0.02 ± 0.02
Λ_c^+	7.5 ± 2.0	4.5 ± 1.7	1.5 ± 0.5	0.01 ± 0.01

Tabelle 4.3: Die Beiträge der zum Kaskadenuntergrund beitragenden Charmzerfälle. Die angenommenen Verzweigungsverhältnisse wurden – mit den im Text angegebenen Ausnahmen – aus [PDG90] entnommen. Die Akzeptanzen ϵ_ℓ stellen Mittelwerte für Elektronen und Myonen dar.

Insgesamt ergibt sich damit ein zusätzlicher Beitrag zum Leptonensignal von

$$\Delta n_{\ell, \text{casc}} = 0.8 \pm 0.3. \quad (4.15)$$

⁵Dieser Wert zusammen mit der MOPEK-Annahme, daß in B^- -Zerfällen fast ausschließlich D^0 -Mesonen erzeugt werden, reproduziert sehr gut den aus inklusiven B -Zerfällen erhaltenen Meßwert [Alb91b] für $N_{B^- \rightarrow D^+ X} / N_{B^- \rightarrow D^0 X}$.

Unter Vernachlässigung der Tatsache, daß in \bar{B}^0 -Zerfällen neben D^+ -, D^0 -, und D_s^+ -Mesonen auch ein geringer Anteil von Mesonen umgekehrter Ladung (D^- , \bar{D}^0 , D_s^-) erzeugt wird, führt der Kaskadenuntergrund bei Berücksichtigung der B^0 - \bar{B}^0 -Oszillationen zu $\frac{1}{1+r} n_{\ell, \text{casc}}$ Leptonen „falscher“ und $\frac{r}{1+r} n_{\ell, \text{casc}}$ Leptonen „richtiger“ Ladung.

Es wurde auch untersucht, inwieweit die Zerfallskette $\bar{B}^0 \rightarrow X \tau^- \bar{\nu}_\tau$, $\tau^- \rightarrow \mu^- \nu_\tau \bar{\nu}_\mu$ zu einem zusätzlichen Untergrund führt. Es zeigt sich jedoch, daß der durch sie verursachte Beitrag zum Leptonensignal völlig vernachlässigbar ist ($< 1\%$).

4.5 Die Ergebnisse

Nach der Bestimmung des Untergrundanteils im gemessenen Leptonensignal kann nun die Anzahl der Leptonen im B^0 -Sample bestimmt werden, die in semileptonischen B^0 -Zerfällen entstanden sind (s. Tab. 4.4).

n_ℓ	21.5 ± 6.6	$^{+1.6}_{-3.7}$
$\Delta n_{\ell, \text{fake}}$	- 1.1	± 0.4
$\Delta n_{\ell, D^0}$	- 1.3	± 0.3
$\Delta n_{\ell, \text{casc}}$	- 0.8	± 0.3
n_{ℓ, B^0}	18.4 ± 6.6	$^{+1.7}_{-3.7}$

Tabelle 4.4: Übersicht über das gemessene Leptonensignal n_ℓ und die Untergrundbeiträge. n_{ℓ, B^0} ist das Ergebnis für die Anzahl semileptonischer B^0 -Zerfälle im Signal.

Aus dem Ergebnis für die Anzahl semileptonischer B^0 -Zerfälle im Signal $n_{\ell, B^0} = 18.4 \pm 6.6$ $^{+1.7}_{-3.7}$ folgt unmittelbar das semileptonische Verzweigungsverhältnis von B^0 -Mesonen:

$$B(B^0 \rightarrow X \ell^+ \nu_\ell) = \frac{1}{2} [B(B^0 \rightarrow X e^+ \nu_e) + B(B^0 \rightarrow X \mu^+ \nu_\mu)] = \frac{1}{2} \frac{n_{\ell, B^0}}{\epsilon_\ell n_{B^0}}. \quad (4.16)$$

$\epsilon_\ell = (36.2 \pm 1.8)\%$ ist dabei die aus ϵ_μ und ϵ_e gemittelte Leptonenakzeptanz. Für die Anzahl der B^0 -Mesonen im Sample n_{B^0} muß dabei der Wert aus (3.27) und nicht der um Δn_ρ korrigierte Wert eingesetzt werden, da auch der Zerfall $B^0 \rightarrow D^{*-} \rho^+$ ein B^0 -Meson taggt und sein Anteil am Signal unabhängig davon ist, ob das jeweils andere B^0 -Meson semileptonisch zerfällt. Es ergibt sich somit

$$B(B^0 \rightarrow X \ell^+ \nu_\ell) = (12.1 \pm 4.7) \text{ }^{+1.5}_{-2.6} \%. \quad (4.17)$$

Dabei wurden die systematischen Fehler der Akzeptanz und der Leptonenzahl quadratisch addiert. Der hohe statistische Fehler wird durch das relativ kleine Datensample und den hohen kombinatorischen Untergrund aus $\Upsilon(4S)$ -Zerfällen hervorgerufen. Das Ergebnis kann verglichen werden mit dem Resultat $B(B^0 \rightarrow X \ell^+ \nu_\ell) = (10.5 \pm 2.8 \pm 1.1)\%$ der CLEO-Kollaboration [Kre89], mit dem es innerhalb der allerdings großen Fehler übereinstimmt. Es ergibt sich auch keine signifikante Abweichung von den aus inklusiven B -Zerfällen erhaltenen Ergebnissen für das mittlere semileptonische Verzweigungsverhältnis von B^0 - und B^+ -Mesonen (s. Tab. 4.5). Das bedeutet nach (1.11), daß das

Experiment	$B(B \rightarrow X \ell^+ \nu_\ell)$	$ V_{cb} $
Crystal Ball [Wac89]	$(11.7 \pm 0.4 \pm 1.0)\%$	0.052 ± 0.006
CLEO [Ful91]	$(10.2 \pm 0.2 \pm 0.4)\%$	$0.040 \pm 0.006 \pm 0.006$
ARGUS [Alb90b]	$(10.2 \pm 0.5 \pm 0.2)\%$	0.047 ± 0.004

Tabelle 4.5: Verschiedene Messungen des inklusiven semileptonischen Verzweigungsverhältnisses $B(B \rightarrow X \ell^+ \nu_\ell)$ und die Ergebnisse der jeweiligen Kollaborationen für $|V_{cb}|$. Der CLEO-Wert für $|V_{cb}|$ stammt nicht aus der angegebenen $B(B \rightarrow X \ell^+ \nu_\ell)$ -Messung, sondern aus der Untersuchung exklusiver semileptonischer B -Zerfälle in D -Mesonen.

Lebensdauer Verhältnis τ_{B^+}/τ_{B^0} mit eins verträglich ist. Das Lebensdauer Verhältnis läßt sich aus den Messungen des inklusiven Verzweigungsverhältnisses und dem hier erhaltenen Ergebnis für getaggte B^0 -Mesonen über

$$\frac{\tau_{B^+}}{\tau_{B^0}} = \frac{2B(B \rightarrow X \ell^+ \nu_\ell) - B(B^0 \rightarrow X \ell^+ \nu_\ell)}{B(B^0 \rightarrow X \ell^+ \nu_\ell)} \quad (4.18)$$

bei der Annahme gleicher Produktionsraten für B^0 - und B^+ -Mesonen ($f_0 = f_+$) berechnen. Aufgrund der starken Korrelation zwischen Zähler und Nenner wird der Fehler des Resultats allerdings sehr groß. Unter Verwendung der ARGUS-Messung [Alb90b] von $B(B \rightarrow X \ell^+ \nu_\ell)$, die auch das ACCMM-Modell mit denselben Parametern wie hier verwendet zugrundelegt, ergibt sich

$$\frac{\tau_{B^+}}{\tau_{B^0}} = 0.7 \text{ }^{+1.1+0.5}_{-0.5-0.2}. \quad (4.19)$$

Das stimmt mit den Ergebnissen, die mit Hilfe der exklusiven Zerfälle $B^0 \rightarrow D^{*-} \ell^+ \nu_\ell$, $B^0 \rightarrow D^- \ell^+ \nu_\ell$ bzw. $B^+ \rightarrow D^{*0} \ell^+ \nu_\ell$, $B^+ \rightarrow D^0 \ell^+ \nu_\ell$ [Ful91, Alb89b] oder durch Dilepton-Ereignisse [Alb91c] erzielt wurden (s. Tab. 4.6), überein, doch ist der statistische Fehler bei dieser Analyse aufgrund der relativ kleinen Zahl getaggtter B^0 -Mesonen weit höher.

Experiment	τ_{B^+}/τ_{B^0}
CLEO [Ful91]	$0.89 \pm 0.19 \pm 0.13$
ARGUS [Alb89b]	$1.00 \pm 0.23 \pm 0.14$
ARGUS [Alb91c]	$1.00 \text{ }^{+0.40+0.28}_{-0.29-0.14}$

Tabelle 4.6: Verschiedene Messungen des Lebensdauer Verhältnisses τ_{B^+}/τ_{B^0} der B -Mesonen.

Der nach (1.5) und (1.7) aus dem erhaltenen semileptonischen Verzweigungsverhältnis resultierende Wert für das CABIBBO-KOBAYASHI-MASKAWA-Matrixelement $|V_{cb}|$ ist

$$|V_{cb}| = 0.051 \pm 0.010 \text{ }^{+0.003}_{-0.006} \pm 0.005, \quad (4.20)$$

wobei die ersten beiden angegebenen Fehler der statistische und systematische Fehler dieser Analyse darstellen und der dritte Fehler aus den Unsicherheiten der verwendeten Parameter resultiert. Dabei wurde für die b -Quark-Masse der Wert $(4.95 \pm 0.3) \text{ GeV}$

und für die Massendifferenz $m_b - m_c$ (3.30 ± 0.02) GeV (aus der Messung des inklusiven Leptonenspektrums [Alb90b]) eingesetzt. Für die Lebensdauer der B^0 -Mesonen wurde der Mittelwert für B^0 - und B^+ -Mesonen von $1.18 \cdot 10^{-12}$ s [PDG90] angenommen, wobei der Fehler mit $0.2 \cdot 10^{-12}$ s abgeschätzt wurde⁶. Bei quadratischer Addition der systematischen Fehler in (4.20) ergibt sich $|V_{cb}| = 0.051 \pm 0.010^{+0.006}_{-0.008}$. Dieser Wert stimmt im Rahmen der Fehler gut mit den aus inklusiven Messungen erhaltenen Ergebnissen (Tab. 4.5) überein.

Die auf Leptonen „richtiger“ und „falscher“ Ladung entfallenden Anteile des nach der Untergrundsubtraktion verbleibenden Signals sind

$$n_{B^0 \rightarrow X \ell^+ \nu_\ell, r} = 9.0 \pm 4.9^{+1.3}_{-1.5} - \frac{r}{1+r} (0.8 \pm 0.3) \quad (4.21)$$

bzw.

$$n_{\ell, B^0, r} = 10.7 \pm 4.3 \pm 0.3 - \frac{1}{1+r} (0.8 \pm 0.3). \quad (4.22)$$

Mit der Beziehung $r = n_{\ell, B^0, r} / n_{\ell, B^+, r}$ folgt der Oszillationsparameter:

$$r = 1.2 \pm 0.9 \pm 0.2. \quad (4.23)$$

Dieser Wert ist sehr hoch, weicht jedoch aufgrund des hohen statistischen Fehlers nicht signifikant von dem momentan präzisesten Meßwert $r = 0.19 \pm 0.05 \pm 0.04$ [Sch91] ab. Auch die Tatsache, daß der kombinatorische Untergrund für Ereignisse mit Leptonen „richtiger“ Ladung größer ist als der für Leptonen „falscher“ Ladung, deutet auf eine weit kleinere Oszillationsrate als im getaggtten B^0 -Sample hin. Genauere Ergebnisse für r lassen sich mit der hier verwendeten Methode erst erzielen, wenn eine größere integrierte Luminosität vorliegt.

Kapitel 5

Zusammenfassung der Ergebnisse

Mit dieser Arbeit wurde gezeigt, daß die teilweise Rekonstruktion des Zerfalls $B^0 \rightarrow D^{*-} \pi^+$, $D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0 \pi^-$ bei Verwendung der Pseudomassenmethode eine zuverlässige Methode zum Taggen von B^0 -Mesonen darstellt. Das mit ihr ermittelte Resultat für das Verzweigungsverhältnis $B(B^0 \rightarrow D^{*-} \pi^+)$ von

$$B(B^0 \rightarrow D^{*-} \pi^+) = (0.39 \pm 0.06 \pm 0.04) \%$$

zeichnet sich durch einen – aufgrund der hohen Akzeptanz von ca. 50% – niedrigen statistischen Fehler aus. Auch der systematische Fehler ist gering, da – im Gegensatz zu Analysen mit vollständiger Rekonstruktion – nur ein Verzweigungsverhältnis in das Ergebnis eingeht.

Das Sample der auf diese Weise getaggtten 211 ± 32 B^0 -Mesonen weist zwar noch einen relativ hohen kombinatorischen Untergrund auf, doch läßt sich dieser durch eine lineare Funktion parametrisieren und ist daher gut beherrschbar. Mit einem Speicherring mit geringerer Energiedispersion ließe sich das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis verbessern.

Bei dieser Analyse wurden im B^0 -Sample – nach Abzug des Untergrunds – $18.4 \pm 6.6^{+1.7}_{-3.7}$ Leptonen mit Impulsen zwischen 1.4 GeV und 2.4 GeV gefunden. Der hohe statistische Fehler ist durch das relativ kleine Datensample und den vergleichsweise hohen kombinatorischen Untergrund aus anderen B -Zerfällen bedingt. Das semileptonische Verzweigungsverhältnis für B^0 -Mesonen berechnet sich daraus zu

$$B(B^0 \rightarrow X \ell^+ \nu_\ell) = (12.1 \pm 4.7^{+1.5}_{-2.6}) \%$$

Dieses Ergebnis weicht nicht signifikant von Messungen des inklusiven semileptonischen Verzweigungsverhältnisses von B -Mesonen ab, so daß das Lebensdauer Verhältnis τ_{B^+} / τ_{B^0} mit eins verträglich ist. Aus dem gemessenen semileptonischen Verzweigungsverhältnis ergibt sich das Element $|V_{cb}|$ der CABIBBO-KOBAYASHI-MASKAWA-Matrix zu

$$|V_{cb}| = 0.051 \pm 0.010^{+0.006}_{-0.008}$$

Ein Vorteil der Analyse getaggtter B^0 -Mesonen ist die Unabhängigkeit des Ergebnisses von Annahmen über die Produktionsrate von B^0 -Mesonen. Mit theoretischen Unsicherheiten ist das Ergebnis im wesentlichen nur aufgrund der Extrapolation vom

⁶Der statistische Fehler auf τ_B beträgt $0.11 \cdot 10^{-12}$ s [PDG90].

betrachteten Impulsintervall der Leptonen auf den gesamten Spektralbereich, die mit dem ACCMM-Modell durchgeführt wurde, behaftet. Dieser Vorzug kann jedoch erst dann zum tragen kommen, wenn eine bedeutend größere integrierte Luminosität zur Verfügung steht. Dann können auch das Lebenszeitverhältnis der B -Mesonen-Sorten und insbesondere auch der Oszillationsparameter r sehr zuverlässig mit der hier verwendeten Methode gemessen werden.

Tabellenverzeichnis

1.1	Die Eigenschaften der B -Mesonen	8
3.1	Das zusätzliche Signal durch den Zerfall $B^0 \rightarrow D^{*-} \rho^+$ in Abhängigkeit vom Polarisationsgrad	36
3.2	Ergebnisse für s_B^{norm} bei Variation von $s_{\text{cont}}^{\text{norm}}$	41
3.3	Verschiedene Messungen von $B(B^0 \rightarrow D^{*-} \pi^+)$	43
4.1	Die Ergebnisse für die Leptonenzahl bei Variation der Untergrundparameter	49
4.2	Die Fehlidentifikationsraten von Hadronen als Leptonen	54
4.3	Die Beiträge der zum Kaskadenuntergrund beitragenden Charmzerfälle .	55
4.4	Das gemessene Leptonensignal und die Untergrundbeiträge	56
4.5	Verschiedene Messungen des inklusiven semileptonischen Verzweigungs- verhältnisses von B -Mesonen	57
4.6	Verschiedene Messungen des Lebensdauerverhältnisses der B -Mesonen .	57

Abbildungsverzeichnis

1.1	FEYNMAN-Graph zur B^0 - \bar{B}^0 -Oszillation	8
1.2	Zuschauer-Graph für den semileptonischen B^0 -Zerfall	9
1.3	Das Leptonenspektrum im ACCMM-Modell	12
2.1	Der sichtbare Wirkungsquerschnitt $\sigma(e^+e^-) \rightarrow \text{Hadronen}$ im Bereich der Υ -Resonanzen	13
2.2	Die Strahlführung bei DORIS II	14
2.3	Der ARGUS-Detektor	16
2.4	Die spezifische Ionisation dE/dx	18
2.5	m_0^2 für geladene Teilchen aus TOF-Messung	19
2.6	Der Online-Datenfluß	22
3.1	Die Impulsvektoren der Teilchen aus dem Zerfall $B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+$, $D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0\pi^-$	30
3.2	Das Pseudomassensignal in Abhängigkeit von der Strahlenergieunschärfe	30
3.3	Das Pseudomassensignal bei Berücksichtigung von Strahlunschärfe und Detektoraufösung	31
3.4	Die Untergrund-Pseudomassenverteilung durch unkorrelierte Pionen bei harten Impulsschnitten.	33
3.5	Die Untergrund-Pseudomassenverteilung durch unkorrelierte Pionen bei $ \mathbf{p}_h > 1 \text{ GeV}$	34
3.6	Die Pseudomassenverteilung aus inklusiven B -Zerfällen (MC)	35
3.7	Der Untergrund durch den Zerfall $B^0 \rightarrow D^{*-}\rho^+$	36
3.8	Die Unterdrückung des Kontinuumsuntergrunds durch den FOX-WOLFRAM-Schnitt	37
3.9	Die Form des Kontinuumsuntergrunds	38
3.10	Die Pseudomassenverteilung aus den $\Upsilon(4S)$ -Meßdaten	40
4.1	Die Wirkung des Impulsschnitts	46
4.2	Die Spektren der Elektronen und der Myonen	47
4.3	Die Akzeptanz für die Leptonenidentifikation in Abhängigkeit vom Impuls	48
4.4	Das gemessene Leptonensignal in der Pseudomassenverteilung	48
4.5	Das Leptonensignal mit der angepaßten Funktion	49

4.6	Die Beiträge von Leptonen mit „richtiger“ und „falscher“ Ladung	50
4.7	Der Hadronenüberschuß im Signalbereich	52
4.8	Das D^{*+} -Signal	52
4.9	Das D^{*+} -Signal durch fehlidentifizierte Pionen und Kaonen	53
4.10	Das Spektrum der Leptonen aus Zerfällen des nicht rekonstruierten \bar{D}^0 -Mesons	54

Literaturverzeichnis

- [Alb86] H. ALBRECHT et al. (ARGUS), Phys. Lett. **B 182** (1986), 96.
- [Alb89a] H. ALBRECHT et al. (ARGUS), Nucl. Instr. and Meth. **A 275** (1989), 1.
- [Alb89b] H. ALBRECHT et al. (ARGUS), Phys. Lett. **B 232** (1989), 554.
- [Alb90a] H. ALBRECHT et al. (ARGUS), Phys. Lett. **B 246** (1990), 278.
- [Alb90b] H. ALBRECHT et al. (ARGUS), Phys. Lett. **B 249** (1990), 359.
- [Alb91a] H. ALBRECHT et al. (ARGUS), Phys. Lett. **B 255** (1991), 297.
- [Alb91b] H. ALBRECHT et al. (ARGUS), I DESY 91-023 (1991).
- [Alb91c] H. ALBRECHT et al. (ARGUS), DESY 91-056 (1991).
- [Alt82] G. ALTARELLI, N. CABIBBO, G. CORBÒ, L. MAIANI und G. MARTINELLI, Nucl. Phys. **B 208** (1982), 365.
- [Are86] A. AREFIEV et al. (ARGUS), DESY 83-025 (1986).
- [Bar84] D.P. BARBER et al., Phys. Lett. **B 135** (1984), 498.
- [Bau87] M. BAUER, B. STECH und M. WIRBEL, Z. Phys. **C 34** (1987), 243.
- [Cab63] N. CABIBBO, Phys. Rev. Lett. **10** (1963), 531.
- [Cab79] N. CABIBBO und L. MAIANI, Phys. Lett. **B 79** (1978), 109.
- [Cas89] D.G. CASSEL (CLEO), in: *Physics in Collision*, Durham (1989).
- [Cor82] G. CORBÒ, Phys. Lett. **B 116** (1982), 298.
- [Dan83] M. DANILOV et al. (ARGUS), Nucl. Instr. and Meth. **217** (1983), 153.
- [Dre83] A. DRESCHER et al. (ARGUS), Nucl. Instr. and Meth. **205** (1983), 125.
- [Edw86] K.W. EDWARDS et al. (ARGUS), Nucl. Instr. and Meth. **A 252** (1986), 384.
- [Fom88] B. FOMINYKH (ARGUS), interner ARGUS-Bericht (1988).
- [Fox78] G.C. FOX und S. WOLFRAM, Phys. Rev. Lett. **41** (1978), 1581.
- [Ful91] R. FULTON et al. (CLEO), Phys. Rev. **D 43** (1991), 651.
- [Git88] B. GITTELMAN und S. STONE (CLEO), in: A. ALI und P. SÖDING (Hg.), *High Energy Electron Positron Physics*, World Scientific, Singapore (1988).
- [Hel85] R. HELLER et al. (ARGUS), Nucl. Instr. and Meth. **A 235** (1985), 26.
- [Höl90] A. HÖLSCHER (ARGUS), *Exklusive hadronische Zerfälle von B-Mesonen*, Doktorarbeit, Universität Heidelberg, interner Bericht DESY F15-90-06; veröffentlicht in: Z. Phys. **C 48** (1990), 543.
- [Isg89] N. ISGUR, D. SCORA, B. GRINSTEIN und M.B. WISE, Phys. Rev. **D 39** (1989), 799.
- [Kim89] C.S. KIM und A.D. MARTIN, Phys. Lett. **B 225** (1989), 186.
- [Kob73] M. KOBAYASHI und T. MASKAWA, Prog. Theor. Phys. **49** (1973), 652.
- [Kör88] J.G. KÖRNER und G. SCHULER, Z. Phys. **C 38** (1988), 511.
- [Kre89] D.L. KREINICK (CLEO), in: *Proceedings of the 1989 Int. Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies*, Stanford (1989), 129.
- [Nau91] A. NAU (ARGUS), pers. Mitteilung (1991).
- [Nes86] H. NESEMANN, *Status and Limitations of DORIS II*, in: *Proceedings of the International Symposium on Production and Decay of Heavy Hadrons*, Heidelberg (1986).
- [PDG90] Particle Data Group, Phys. Lett. **B 239** (1990).
- [Rüc83] R. RÜCKL, Habilitationsschrift, München (1983).
- [Ruf89] T. RUF (ARGUS), Doktorarbeit, Universität Karlsruhe, IEKP-KA/89-5 (1989).
- [Sch88] H. SCHRÖDER (ARGUS), *Physics of B Mesons*, Habilitationsschrift, Hamburg, DESY 88-101 (1988).
- [Sch90] W. SCHMIDT-PARZEFALL (ARGUS), Phys. Bl. **46** (1990), 442.
- [Sch91] M. SCHÄFER (ARGUS), *Messung der Stärke von $B^0\bar{B}^0$ Oszillationen mit dem Detektor ARGUS*, Doktorarbeit, Universität Hamburg, interner Bericht DESY F15-91-02 (1991).
- [Wac89] K. WACHS et al. (Crystal Ball), Z. Phys. **C 42** (1989), 33.
- [War90] F. WARTENBERG (ARGUS), *Eine Untersuchung über den Zerfall von B-Mesonen in das Λ_c^+ -Baryon*, Diplomarbeit, Universität Hamburg, interner Bericht DESY F15-90-02 (1990).
- [Wei67] S. WEINBERG, Phys. Rev. Lett. **19** (1967), 1264.

- [Wii79] B.H. WIJK und G. WOLF, *Electron-Positron Interactions*, Springer (1979).
- [Wil81] K. WILLE, *DORIS II/III. an e^+e^- Storage Ring with Mini Beta Sections*, DESY 81-047 (1981).
- [Wir89] M. WIRBEL und Y.-L. WU, *Phys. Lett. B* **228** (1989), 430.
- [Wol83] L. WOLFENSTEIN, *Phys. Rev. Lett.* **51** (1983), 1945.

Danksagung

Bedanken möchte ich mich bei Herrn H. SCHRÖDER für die Auswahl des interessanten Themas und bei Herrn W. SCHMIDT-PARZEFALL dafür, daß ich die Arbeit bei der ARGUS-Kollaboration durchführen konnte.

Mit wesentlichen Anregungen und Tips halfen mir besonders STEVE BALL und ANDREAS NAU, denen hierfür herzlich gedankt sei. Für das sehr gute (Arbeits-?) Klima gebührt mein Dank vor allem den Hüttenbewohnern FREDRIK WARTENBERG, MICHAEL „R.“ HAPKE, BERNHARD BRANDL, HARTMUT KUIPERS, KIRSTEN SACHS, OLAF BEHNKE sowie RAINER WANKE, aber zweifelsohne auch THORSTEN OEST und RÜDIGER MUNDT. Nicht unerwähnt bleiben soll in diesem Zusammenhang auch THOMAS HAMACHER, der mich oft zu interessanten Versuchen inspirierte. Unter den genannten Mitdiplomanden sei noch einmal Fredrik besonders dafür gedankt, daß er mich auf dem Computer einwies, Bernhard speziell auch für die nicht immer ganz einfache Chairmanschaft des legendären Hüttenseminars und Hartmut für die Zahl 12.6. Bei Tücken und Launen des Computers konnte ich mich immer auf KLAUS REIMS Hilfe verlassen.

Die ARGUS-Kollaboration

H. ALBRECHT, H. EHRLICHMANN, T. HAMACHER, A. KRÜGER, A. NAU, A. NIPPE,
M. REIDENBACH, M. SCHÄFER, H. SCHRÖDER, H. D. SCHULZ, F. SEFKOW, R. WURTH
DESY, Hamburg, Germany

R. D. APPURN, C. HAST, G. HERRERA, H. KOLANOSKI, A. LANGE, A. LINDNER,
R. MANKEL, M. SCHIEBER, T. SIEGMUND, B. SPAAN, H. THURN, D. TÖPFER, A. WALTHER,
D. WEGENER
Institut für Physik¹, Universität Dortmund, Germany

M. PAULINI, K. REIM, U. VOLLAND, H. WEGENER
Physikalisches Institut², Universität Erlangen-Nürnberg, Germany

R. MUNDT, T. OEST, W. SCHMIDT-PARZEFALL
II. Institut für Experimentalphysik, Universität Hamburg, Germany

W. FUNK, J. STIEWE, S. WERNER
Institut für Hochenergiephysik³, Universität Heidelberg, Germany

S. BALL, J. C. GABRIEL, C. GEYER, A. HÖLSCHER, W. HOFMANN, B. HOLZER, S. KHAN,
K. T. KNÖPFLE, J. SPENGLER
Max-Planck-Institut für Kernphysik, Heidelberg, Germany

D. I. BRITTON⁴, C. E. K. CHARLESWORTH⁵, K. W. EDWARDS⁶, H. KAPITZA⁶, P. KRIEGER⁵,
R. KUTSCHKE⁵, D. B. MACFARLANE⁴, R. S. ORR⁵, P. M. PATEL⁴, J. D. PRENTICE⁵,
S. C. SEIDEL⁵, G. TSIPOLITIS⁴, K. TZAMARIUDAKI⁴,
R. G. VAN DE WATER⁵, T.-S. YOON⁵
Institute of Particle Physics⁷, Canada

D. RESSING, S. SCHAEEL, K. R. SCHUBERT, K. STRAHL, R. WALDI, S. WESELER
Institut für Experimentelle Kernphysik⁸, Universität Karlsruhe, Germany

B. BOŠTJANČIČ, G. KERNEL, P. KRIŽAN, E. KRIŽNIČ, T. PODOBNIK, T. ŽIVKO
Institut J. Stefan and Oddilek za fiziko⁹, Univerza v Ljubljani, Ljubljana, Yugoslavia

H. I. CRONSTRÖM, L. JÖNSSON
Institute of Physics¹⁰, Lund universitet, Sweden

V. BALAGURA, M. DANILOV, A. DROUTSKOY, B. FOMINYKH, A. GOLUTVIN, I. GORELOV,
F. RATNIKOV, V. LUBIMOV, P. PAKHLOV, A. ROSTOVTSEV, A. SEMENOV, S. SEMENOV,
V. SHEVCHENKO, V. SOLOSHENKO, I. TICHOMIROV, YU. ZAITSEV
Institute of Theoretical and Experimental Physics, Moscow, USSR

R. CHILDERS, C. W. DARDEN
University of South Carolina¹¹, Columbia, SC, USA

¹ Supported by the German Bundesministerium für Forschung und Technologie, under contract number 054D051P.

² Supported by the German Bundesministerium für Forschung und Technologie, under contract number 054ER12P.

³ Supported by the German Bundesministerium für Forschung und Technologie, under contract number 055HD21P.

⁴ McGill University, Montreal, Quebec, Canada.

⁵ University of Toronto, Toronto, Ontario, Canada.

⁶ Carleton University, Ottawa, Ontario, Canada.

⁷ Supported by the Natural Sciences and Engineering Research Council, Canada.

⁸ Supported by the German Bundesministerium für Forschung und Technologie, under contract number 054KA17P.

⁹ Supported by the Department of Science and Technology of the Republic of Slovenia and the Internationales Büro KFA, Jülich.

¹⁰ Supported by the Svenska forskningsrådet.

¹¹ Supported by the U.S. Department of Energy, under contract DE-AS09-80ER10690.

