

Interner Bericht
DESY F15-91-06
November 1991

Messung exklusiver semileptonischer Zerfälle des D^0 -Mesons

von

Eigentum der	DESY	Bibliothek
Property of		library
Zugang:	26. NOV. 1991	
Accessions:		
Leihfrist:	7	Tage
Loan period:		days

R. Wanke

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“**

Messung exklusiver semileptonischer Zerfälle des D^0 -Mesons

Diplomarbeit
von
Rainer Wanke

Universität Hamburg

Oktober 1991

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurden semileptonische Verzweungsverhältnisse des D^0 -Mesons untersucht. Die D^0 -Mesonen wurden am e^+e^- -Speicherring DORIS II im Kontinuum bei Schwerpunktsenergien von 9.46 - 10.58 GeV erzeugt und mit dem Detektor ARGUS untersucht. Im einzelnen ergaben sich die folgenden Verzweungsverhältnisse:

$$\begin{aligned} Br(D^0 \rightarrow K^- e^+ \nu_e) &= (3.3 \pm 0.2 \pm 0.6)\% , \\ Br(D^0 \rightarrow K^- \mu^+ \nu_\mu) &= (3.8 \pm 0.3 \pm 0.8)\% , \\ Br(D^0 \rightarrow K^{*-} e^+ \nu_e) &= (1.5 \pm 0.3 \pm 0.3)\% \quad \text{und} \\ Br(D^0 \rightarrow (K\pi)_{NR}^- e^+ \nu_e) &= (2.4 \pm 0.4 \pm 1.2)\% . \end{aligned}$$

Außerdem wurde für das Verhältnis zwischen vektoriellem und pseudoskalarem Zerfall

$$\frac{Br(D^0 \rightarrow K^{*-} e^+ \nu_e)}{Br(D^0 \rightarrow K^- e^+ \nu_e)} = 0.47 \pm 0.11 \pm 0.09$$

gefunden.

Abstract

In this diploma thesis semileptonic D^0 -branching ratios were studied. The D^0 mesons were produced at the e^+e^- -collider DORIS II and examined with the detector ARGUS. The following branching ratios were obtained:

$$\begin{aligned} Br(D^0 \rightarrow K^- e^+ \nu_e) &= (3.3 \pm 0.2 \pm 0.6)\% , \\ Br(D^0 \rightarrow K^- \mu^+ \nu_\mu) &= (3.8 \pm 0.3 \pm 0.8)\% , \\ Br(D^0 \rightarrow K^{*-} e^+ \nu_e) &= (1.5 \pm 0.3 \pm 0.3)\% \quad \text{and} \\ Br(D^0 \rightarrow (K\pi)_{NR}^- e^+ \nu_e) &= (2.4 \pm 0.4 \pm 1.2)\% . \end{aligned}$$

The branching fraction between the vector and the pseudoscalar decay was found to be

$$\frac{Br(D^0 \rightarrow K^{*-} e^+ \nu_e)}{Br(D^0 \rightarrow K^- e^+ \nu_e)} = 0.47 \pm 0.11 \pm 0.09 .$$

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	4		
1 Die Theorie	6		
1.1 Das Standardmodell	6		
1.2 Die elektroschwache Wechselwirkung	6		
1.3 Semileptonische D -Zerfälle	7		
2 Das Experiment	13		
2.1 Der Speichering DORIS II	13		
2.2 Der Detektor ARGUS	14		
2.2.1 Das Magnetsystem	14		
2.2.2 Die Hauptdriftkammer	16		
2.2.3 Die Vertexdriftkammer	17		
2.2.4 Das Flugzeitsystem	17		
2.2.5 Das elektromagnetische Kalorimeter	18		
2.2.6 Die Myonkammern	18		
2.2.7 Das Triggersystem	19		
2.3 Die Datenverarbeitung	20		
2.3.1 Der Fluß der Rohdaten	20		
2.3.2 Die Rekonstruktion	20		
2.3.3 Die Multi-Hadron-Selektion	21		
2.3.4 Die Analysesprache KAL	22		
3 Die Grundlagen der Analyse	23		
3.1 Die Teilchenidentifikation	23		
3.1.1 Die Identifizierung geladener Teilchen	23		
3.1.2 Die K_S^0 -Identifikation	25		
3.2 Die allgemeinen Selektionskriterien	26		
3.3 Die Datenmenge	26		
3.4 Die Monte Carlo-Simulation	28		
3.5 Die Fragmentation	28		
		4	
		4.1	Die Methode
		4.2	Der Untergrund
		4.2.1	Der kombinatorische Untergrund
		4.2.2	Untergrund aus $\Upsilon(4S)$ -Zerfällen
		4.2.3	Fehlidentifizierte Hadronen
		4.2.4	Untergrund aus anderen semileptonischen D^0 -Zerfällen
		4.3	Ergebnisse für $D^0 \rightarrow K^- e^+ \nu_e$
		4.4	Ergebnisse für $D^0 \rightarrow K^- \mu^+ \nu_\mu$
		5	Die Messung von $D^0 \rightarrow K^{*-} e^+ \nu_e$
		5.1	Die Methode
		5.2	Die Selektion
		5.3	Der Untergrund
		5.4	Das Ergebnis
		6	Zusammenfassung und Diskussion der Ergebnisse
		A	Untersuchung von m_D^2
		B	Untersuchung von $D^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu_e$
		C	Messung der Massen- und Impulsspektren
		C.1	Messung des $p(K^- e^+)$ -Spektrums
		C.2	Messung des $m(K^- e^+)$ -Spektrums
			Danksagung
			Die ARGUS-Kollaboration

Einleitung

Ein wichtiges Forschungsgebiet der Elementarteilchenphysik sind die Wechselwirkungen zwischen den Quarks in den Hadronen. Da diese einen sehr komplizierten Charakter haben, ist es der Theorie bisher nur möglich, einige relativ "einfache" Grenzfälle zu behandeln. Ein solches Gebiet sind die semileptonischen Zerfälle der Mesonen: Bei ihnen gibt es im Endzustand nur zwei miteinander wechselwirkende Quarks innerhalb des Mesons (im Gegensatz zu den hadronischen Zerfällen mit mehreren untereinander über Gluonen wechselwirkenden Hadronen im Endzustand). Trotz dieser Vereinfachung gibt es eine Reihe von Theorien und Modellen, die die semileptonischen Zerfälle auf verschiedene Art und Weise mit unterschiedlichen Ergebnissen berechnen. Die Ergebnisse der überwiegenden Mehrheit dieser Modelle stimmen zudem — vor allem bei semileptonischen D -Zerfällen — nur schlecht mit den bisherigen experimentellen Daten überein. Umso wichtiger sind deshalb weitere, genauere Messungen dieser Zerfälle.

Das *charm*-Quark als charakteristischer Bestandteil der D -Mesonen wird zusammen mit dem *bottom*- und dem bisher noch nicht gefundenen *top*-Quark zu den schweren Quarks gezählt. Da es jedoch das leichteste dieser drei Quarks ist, bildet es in gewisser Hinsicht einen Grenzfall zwischen den innerhalb der Mesonen nur relativistisch zu behandelnden leichten *up*-, *down*- und *strange*-Quarks und dem nichtrelativistisch zu behandelnden *bottom*-Quark.

In dieser Arbeit wurden die drei Zerfälle $D^0 \rightarrow K^- e^+ \nu_e$, $D^0 \rightarrow K^- \mu^+ \nu_\mu$ und $D^0 \rightarrow K^{*-} e^+ \nu_e$ untersucht. Von besonderem theoretischen Interesse ist dabei das Verhältnis zwischen dem Zerfall in ein pseudoskalares Meson und dem in ein Vektormeson, da sich hier die Vorhersagen bis zu einem Faktor 2 unterscheiden.

Die D^0 -Mesonen wurden über den Zerfall $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$ identifiziert. Zur Analyse wurden im Kontinuum erzeugte D -Mesonen untersucht, da hier eine sehr große Datenmenge zur Verfügung steht. Aus Zerfall von B -Mesonen stammende semileptonische zerfallende D -Mesonen bilden damit wegen der unterschiedlichen Kinematik nur unerwünschten "Untergrund".

Die Arbeit gliedert sich wie folgt: Am Anfang (Kapitel 1) wird ein kurzer Überblick über die theoretischen Grundlagen sowie über die verschiedenen Zerfallsmodelle gegeben. Anschließend folgt eine Beschreibung des ARGUS-Detektors, mit dem die Datennahme erfolgte (Kapitel 2). Im dritten Kapitel werden zur späteren Analyse notwendige Grundlagen behandelt. Es folgen die Analysen des pseudoskalaren bzw. des vektoriellen Zerfalls (Kapitel 4 und 5). (Dabei werden in Kapitel 4 ($D^0 \rightarrow K^- l^+ \nu$) schon Ergebnisse des erst später behandelten vektoriellen Zerfalls benutzt.) Am Ende (Kapitel 6) steht eine kurze Zusammenfassung, sowie ein Vergleich der Ergebnisse dieser Arbeit mit denen anderer Experimente.

Kapitel 1

Die Theorie

1.1 Das Standardmodell

Der Stand der heutigen Elementarteilchenphysik wird im sogenannten *Standardmodell* [1] beschrieben. Danach besteht die Materie aus 12 fundamentalen Fermionen (und deren Antiteilchen), welche sich in je 6 Quarks und Leptonen aufspalten. Bis auf das *top*-Quark und das τ -Neutrino konnten bisher alle diese Fermionen experimentell nachgewiesen werden, für das *t*-Quark und ν_τ gibt es bisher nur indirekte Hinweise auf ihre Existenz. Die Wechselwirkungen zwischen den Teilchen teilen sich auf in die vier Grundkräfte der starken, der schwachen und der elektromagnetischen Wechselwirkung sowie der Gravitation. Die drei erstgenannten Kräfte werden nach dem Standardmodell durch Eichbosonen (wie z.B. Photonen) übermittelt.

1.2 Die elektroschwache Wechselwirkung

Um Übergänge der schwachen Wechselwirkung zu beschreiben, wird ein *schwacher Isospin I* eingeführt. Während die rechtshändigen Fermionen sich unter den $SU(2)$ -Transformationen des schwachen Isospins wie Singulets verhalten, bilden die linkshändigen Fermionen Dubletts mit $I = \frac{1}{2}$ und $I_3 = \pm \frac{1}{2}$:

$$\text{Quarks: } \begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_L \quad \text{Leptonen: } \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L$$

Den Auf- und Absteigeoperatoren mit $\Delta I = \pm 1$, die Übergänge innerhalb eines Dubletts erzeugen, werden die W^\pm -Bosonen der schwachen Wechselwirkung zugeordnet. Neutrale Ströme mit $\Delta I = 0$ werden in der vereinheitlichten elektroschwachen Theorie von Glashow, Salam und Weinberg durch Z^0 -Bosonen und γ -Quanten beschrieben.

Im Gegensatz zu den Leptonen sind bei den Quarks die Eigenzustände d, s, b des schwachen Isospins nicht identisch mit den Masseneigenzuständen d', s', b' . Die Transformation zwischen beiden geschieht durch die *Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrix* V_{CKM} :

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = V_{CKM} \cdot \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (1.1)$$

Aufgrund der aus der Normerhaltung folgenden Unitarität läßt sich V_{CKM} durch drei unabhängige Drehwinkel sowie eine CP -verletzende Phase darstellen. Mit der CKM -Matrix hat der schwache geladene Strom bei Quark-Wechselwirkungen die Gestalt

$$J_\mu^{'+} = (\bar{u} \ \bar{c} \ \bar{t}) \cdot \gamma_\mu (1 - \gamma^5) \cdot V_{CKM} \cdot \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}$$

1.3 Semileptonische D-Zerfälle

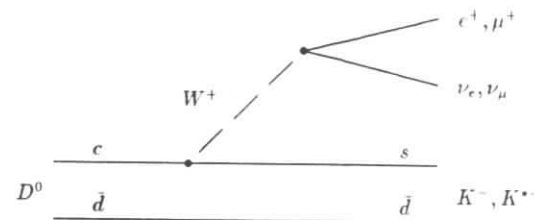


Abbildung 1.1: Zuschauer-Diagramm des semileptonischen Zerfalls des D^0 -Mesons.

Im Gegensatz zu hadronischen Zerfällen sind semileptonische Zerfälle (Abb. 1.1) vom theoretischen Gesichtspunkt relativ einfach zu behandeln, da nur ein Hadron im Endzustand auftritt und somit keine harten Gluonkorrekturen in den Rechnungen zu berücksichtigen sind.

Da der Impulsübertrag bei D -Zerfällen wesentlich kleiner als die Masse des W^+ -Bosons ist ($m_W \approx 90 \text{ GeV}$), läßt sich der W -Boson-Propagator durch den Ausdruck $ig_{\mu\nu}/m_W^2$ annähern (4-Fermion-Kopplung). Das Matrixelement M des semileptonischen Zerfalls $D^0 \rightarrow X l^+ \nu_l$ nimmt dann folgende Form an:

$$M = \frac{-iG_F}{\sqrt{2}} \cdot V_{cs} \cdot \underbrace{\bar{u}(l)\gamma^\mu(1-\gamma^5)v(\nu_l)}_{\text{Leptonstrom } h_\mu} \cdot \underbrace{\langle X | J_\mu^+(0) | D^0 \rangle}_{\text{Hadronstrom } h_\mu} \quad (1.2)$$

mit $J_\mu = \bar{u}(c)\gamma_\mu(1-\gamma^5)u(s)$ und der Fermi-Kopplungskonstanten $G_F = \frac{\sqrt{2}g^2}{8m_W^2}$.

Wie man sieht, liegt das Problem in der Bestimmung des Hadronstromes

$$h^\mu = \langle X | J_\mu^+ | D^0 \rangle = \langle X | V_\mu^+ | D^0 \rangle - \langle X | A_\mu^+ | D^0 \rangle.$$

Hier sind V_μ und A_μ Vektor- bzw. Axialanteil des Stromes. Unter Ausnutzung der Lorentz-Invarianz (s. z.B. [2]) läßt sich h_μ in eine Summe von reellen Formfaktoren zerlegen, die nur vom Impulsübertrag q^2 abhängen. Dabei muß unterschieden werden, ob es sich bei X um ein pseudoskalareres oder ein Vektor-Meson handelt:

1. Pseudoskalares Meson, $X = P$:
Der Axialteil verschwindet, es ergibt sich:

$$\langle X | J_\mu^+ | D^0 \rangle = (p_{D^0} + p_X)_\mu \cdot f_+(q^2) + (p_{D^0} - p_X)_\mu \cdot f_-(q^2)$$

Bei Vernachlässigung der Leptonmasse wird $l^\mu q_\mu = 0$. Damit verschwindet der zweite Term man behält lediglich den ersten Term mit $f_+(q^2)$.

2. Vektormeson, $X = V$:
Hier muß die Polarisation $\epsilon^{\mu\nu}$ berücksichtigt werden. Die allgemeine Form ist deshalb:

$$\langle X | J_\nu^+ | D^0 \rangle = \epsilon^{\mu\nu} T_{\mu\nu}$$

Damit erhält man für das Matrixelement die Ausdrücke

$$\begin{aligned} \langle X | V_\mu^+ | D^0 \rangle &= -2i\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} \epsilon^{\nu\lambda} p_{D^0}^\rho p_X^\sigma \cdot g(q^2) \quad \text{und} \\ \langle X | A_\mu^+ | D^0 \rangle &= \epsilon^{\nu\lambda} (g_{\mu\nu} \cdot f(q^2) + q_\nu p_\mu \cdot a_+(q^2) + q_\nu q_\mu \cdot a_-(q^2)). \end{aligned}$$

Auch hier verschwindet der letzte Term mit $a_-(q^2)$ bei Kontraktion mit dem Leptonstrom l^μ und vernachlässigbarer Leptonmasse.

In der Literatur sind häufig auch andere äquivalente Formfaktorzerlegungen üblich (s. z.B. [2]).

Die explizite Berechnung der Formfaktoren läßt sich nun leider nicht mehr ohne weiteres durchführen. Die Schwierigkeit liegt vor allem in der Diskretheit der Anfangs- und Endzustände, d.h. in der Berücksichtigung der festen Massen und Quantenzahlen der Eingangs- und Ausgangsmesonen. Dies bedeutet, daß das \bar{d} -Quark (im Gegensatz zu den Annahmen des *Zuschauermodells* [3] und zur *Abb.1.1*) mit den anderen Quarks auf komplizierte und nicht direkt berechenbare Art und Weise wechselwirkt. Es gibt daher eine Reihe von Modellen und Methoden, die die Formfaktoren auf der Basis verschiedener Näherungen berechnen. Einige davon sollen in den nächsten Abschnitten vorgestellt werden. Am Ende des Kapitels sind die wichtigsten Vorhersagen sowie Ergebnisse des E691-Experiment in *Tab.1.1* zusammengefaßt.

Praktisch alle diese Modelle führen die q^2 -Abhängigkeit der Formfaktoren auf *Poldominanz* zurück. Dies bedeutet, daß die Kopplung des c -Quarks des D^0 und des s -Quarks des X -Mesons an den schwachen Strom über resonante Zustände (*Pole*) erfolgt, die aus einem c - und einem \bar{s} -Quark bestehen und die entsprechenden Quantenzahlen (Spin, Parität) besitzen (s. *Abb.1.2*). Im Prinzip muß man dabei Multipoldominanzen aller höheren Resonanzen berücksichtigen. Zumeist wird jedoch zur Vereinfachung angenommen, daß es reicht, die q^2 -Abhängigkeit mit einer Monopolform des niedrigsten Poles anzunähern. Dies wird auch durch experimentelle Daten bestätigt (s. z.B. [20]). Damit haben die einzelnen Formfaktoren F_i die Form des Propagatorterms der entsprechenden Resonanz:

$$F_i(q^2) = \frac{F_i(0)}{1 - q^2/m_{Pol}^2}$$

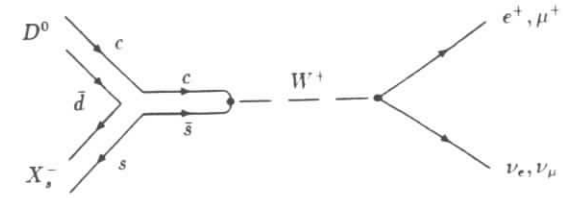


Abbildung 1.2: Diagramm zur Erklärung der Poldominanz der Formfaktoren.

So ist z.B. beim D^0 -Zerfall in das pseudoskalare K^- m_{Pol} in f_+ die Masse des D^0 ($= c\bar{s}$, $J^P = 1^+$); $m_{Pol} = 2.11$ GeV. Die meisten der im folgenden besprochenen Modelle nehmen diese q^2 -Abhängigkeit der Formfaktoren an. Das Problem hat sich also in diesen Fällen auf die Normierung bei einem bestimmten Impulsübertrag q_0^2 verschoben.

Das Modell von Wirbel, Bauer und Stech (WBS-Modell)

Wirbel, Bauer und Stech [4] nehmen — wie eben beschrieben — Poldominanz des niedrigsten Poles an. Die Normierung der Formfaktoren führen sie bei $q^2 = 0$ durch; dazu betrachten sie im *infinite momentum frame* die Mesonen als gebundene Quark-Antiquark-Zustände. Die $F_i(0)$ sind dann Überlappintegrale der Eingangs- und Ausgangswellenfunktionen des Mesons. Bei Annahme eines relativistischen harmonischen Oszillatorpotentials zwischen den Quarks lassen sich diese Überlappintegrale explizit berechnen.

Die auf diese Weise berechneten D -Verzweigungsverhältnisse stimmen nur im Fall $D \rightarrow K l \nu$ mit den experimentellen Daten überein. Für das Verhältnis

$$R_{K^*/K} = \frac{\Gamma(D \rightarrow K^* l \nu)}{\Gamma(D \rightarrow K l \nu)}$$

erwartet das Modell allerdings einen Wert um 1, während die Experimente $R_{K^*/K} \approx 0.5$ ergeben. Auch die Polarisation des K^* wird falsch vorhergesagt. Um das Modell an die Daten anzugleichen, haben die Autoren vorgeschlagen, das Überlappintegral aus den transversalen Stromkomponenten als freien Parameter J_D zu behandeln [5]. Damit lassen sich die theoretischen Werte (auch im Falle von B -Zerfällen) an die Daten angleichen (s. *Abb.1.3*), allerdings läßt sich dieser zusätzliche freie Parameter physikalisch nicht näher begründen.

Das Modell von Isgur, Scora, Grinstein und Wise (ISGW-Modell)

Isgur, Scora Grinstein und Wise [6] berechnen die Mesonwellenfunktionen als Variationslösungen der nichtrelativistischen Schrödingergleichung mit dem QCD-Potential

$$V = -\frac{4\alpha_s}{3 \cdot r} + b \cdot r + c.$$

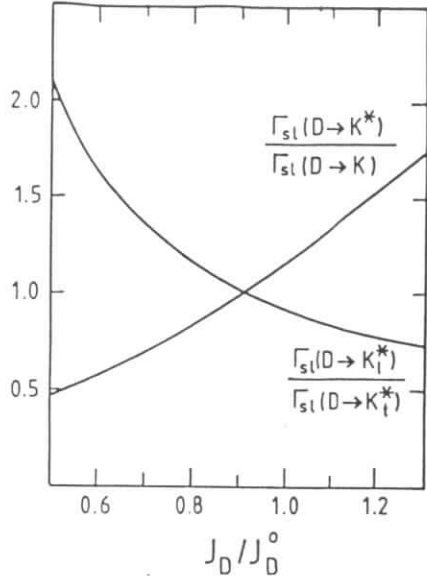


Abbildung 1.3: Vorhersage des modifizierten WBS-Modells zu $R_{K^*/K}$ und des Polarisationsverhältnisses $\Gamma_{long}/\Gamma_{trans}$ in Abhängigkeit von J_D/J_D^0 . In der ursprünglichen Version des Modells ist $J_D/J_D^0 = 1$. (Aus [5].)

Die Normierung der Formfaktoren bei $q_{max}^2 = (m_D - m_X)^2$ ergibt sich dann von selbst. Man erhält für sie den Ausdruck

$$F_i(q^2) = F_i(q_{max}^2) \cdot e^{-\lambda(q_{max}^2 - q^2)}$$

mit λ als Variationsparameter. Bei $\lambda q^2 \ll 1$ erhält man hieraus wieder die übliche Monopolform.

Auch das ISGW-Modell sagt das Verhältnis $R_{K^*/K}$ falsch (zu ≈ 1) vorher. Durch Benutzung eines Parameters κ , der die (unbekannte) Mesongröße widerspiegeln soll, sind die Unsicherheiten in der Vorhersage allerdings groß. Die Polarisation der K^* -Mesonen findet aber auch dann keine Erklärung.

Gitterrechnungen

Die erst in letzter Zeit entwickelten Gittertheorien berechnen quantenfeldtheoretische Größen wie Feynmansche Pfadintegrale durch ihre Werte auf den Punkten eines möglichst feinmaschigen Gitters. Auch semileptonische D -Zerfälle wurden auf diese Weise untersucht [7,8]:

Als q^2 -Abhängigkeit der Formfaktoren wird wieder niedrigste Poldominanz angenommen, die Normierung bei $q^2 = 0$ erhält man aus der Drei-Punkt-Korrelationsfunktion

$$C_\mu(t_x, t_y) = \sum_{\vec{x}, \vec{y}} e^{i\vec{q}\vec{y}} \cdot e^{i\vec{q}\vec{x}} \cdot \langle 0 | T | M_X^\alpha(x) J_\mu(y) M_D^\dagger(0) | 0 \rangle,$$

wobei M_X^α und M_D die Erzeugungs- (bzw. Vernichtungs-) operatoren der Mesonen sind und $T[\dots]$ das zeitgeordnete Produkt darstellt.

Diese Korrelationsfunktionen lassen sich auch durch die Quark-Propagatoren ausdrücken und dann auf dem Gitter berechnen. Die Autoren der zitierten Untersuchungen benutzen ein Gitter mit $100 \times 20 \times 40$ Punkten und einem Gitterabstand $a \approx 4.3$ fm. Als weitere Näherungen (außer der Endlichkeit des Gitters) nehmen sie $SU(3)$ -Symmetrie an (d.h. $m_u = m_d = m_s$), setzen $m_{pol} = m_D$ für alle Formfaktoren und benutzen bei der Berechnung der fermionischen Lagrangefunktion die sogenannte *quenching approximation*, wodurch Quark-Antiquark-Loops in der Rechnung vernachlässigt werden [9].

Crisafulli *et al.* [8] erhalten auf diese Weise für $R_{K^*/K}$ einen Wert von $R_{K^*/K} = 1.1 \pm 0.3$. Der hohe Wert liegt vor allem an dem zu kleinen gefundenen Wert von $f_+(0) = 0.58 \pm 0.04$ für den pseudoskalaren Zerfall $D^0 \rightarrow K^- e^+ \nu$ (Experiment [20]: $f_+(0) = 0.73 \pm 0.07$). Lubicz *et al.* [7] erhalten hier $f_+(0) = 0.74 \pm 0.17$ in erheblich besserer Übereinstimmung mit dem Experiment.

Insgesamt gesehen scheint jedoch auch die Gittertheorie semileptonische Zerfälle (noch) nicht korrekt berechnen zu können, da aufgrund der begrenzten Rechenkapazitäten sehr viele Näherungen gemacht werden müssen.

Berechnung mit QCD-Summenregeln

Die neuesten theoretischen Untersuchungen zu den semileptonischen Zerfällen wurden mit Hilfe von *QCD-Summenregeln* durchgeführt [10]. Ähnlich wie bei den Gitterrechnungen wird dabei die Drei-Punkt-Korrelationsfunktion betrachtet: Das Produkt der Operatoren M_X^α und M_D wird nach QCD-Regeln entwickelt und mit den ebenfalls aus $C_\mu(t_x, t_y)$ erhaltenen Formfaktoren verglichen.

Man erhält so $R_{K^*/K} = 0.50 \pm 0.15$ in sehr guter Übereinstimmung mit den experimentellen Werten. Die Werte für die einzelnen Verzweungsverhältnisse sind zwar etwa 25% zu klein, die Fehler bewegen sich aber in demselben Bereich. Allerdings ist die Vorhersage der K^{*-} -Polarisation nicht im Einklang mit den experimentellen Daten.

Kapitel 2

Das Experiment

2.1 Der Speicherring DORIS II

	$\frac{Br(D^0 \rightarrow K^+ e^+ \nu_e)}{Br(D^0 \rightarrow K^- e^+ \nu_e)}$ ^a	$\frac{\Gamma_{long}}{\Gamma_{trans}}$
WBS [4]	1.1	0.9
WBS [5] mit $J_D/J_D^0 \approx 0.5$	0.5	2.1
ISGW [6]	1.1	1.1
Gittereichtheorien [7]	1.1 ± 0.3	1.7 ± 0.6
QCD-Summenregeln [10]	0.50 ± 0.15	0.86 ± 0.06
Experiment (E691) [20,7]	$0.45 \pm 0.09 \pm 0.07$	$1.8^{+0.6}_{-0.4} \pm 0.3$

^aIn den unteren drei Zeilen wurde das Verhältnis $\Gamma(D^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} e^+ \nu)/\Gamma(D^0 \rightarrow K^- e^+ \nu)$ berechnet bzw. gemessen. Theoretisch sollte dieses den gleichen Wert wie das Verhältnis der D^0 -Zerfälle haben.

Tabelle 1.1: Vorhersagen der Zerfallsmodelle und Vergleich mit dem Experiment.

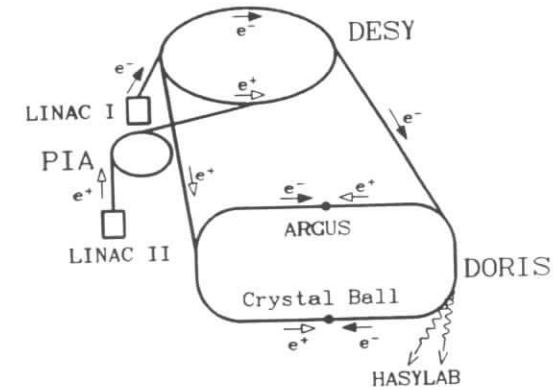


Abbildung 2.1: Das Beschleunigersystem und der Speicherring DORIS II. Der Crystal Ball-Detektor war nur bis 1989 in Betrieb und wurde im letzten Jahr ausgebaut.

Der 288 m lange Doppel-Ring-Speicher DORIS (Abb. 2.1) wurde 1974 zur Untersuchung der J/Ψ -Resonanzen in Betrieb genommen. Er bestand damals aus zwei getrennten Speicherringen für Elektronen und Positronen, die sich nur an den Wechselwirkungspunkten kreuzten. 1977 wurde DORIS zur Untersuchung des Υ -Systems in einen Einfachring umgebaut, in dem sich Elektronen und Positronen gegenläufig bewegen. Der Vorteil eines Einfachringes ist das Erreichen einer höheren Luminosität und damit einer höheren Ereignisrate. Die maximale Luminosität beträgt etwa $3 \cdot 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, die maximale Strahlenergie liegt bei 5.6 GeV. Die Elektronen und Positronen können in DORIS II etwa 1 - 2 Stunden gespeichert werden, sie sind dabei in kleine Pakete ("bunches") zusammengefaßt. Sie werden nicht mehr beschleunigt, es werden lediglich die Synchrotronstrahlungsverluste ausgeglichen. Die Synchrotronstrahlung wird im "Hamburger

Synchrotronstrahlungs-Labor" HASYLAB u.a. für Festkörperuntersuchungen und biologische Experimente genutzt.

Die Elektronen für DORIS II werden im Linearbeschleuniger LINAC I auf 50 MeV vorbeschleunigt und in das Synchrotron DESY II injiziert. Dort werden sie auf ihre endgültige Energie beschleunigt, um dann zum Speicherring DORIS II geschickt zu werden. Positronen entstehen bei Beschuss eines Wolfram-Targets mit Elektronen aus konvertierten Bremsstrahlungsphotonen. Sie werden in LINAC II vorbeschleunigt und in PIA ("Positron Intermediate Accumulator") gesammelt und zwischengespeichert, bevor auch sie in DESY II injiziert und auf ihre endgültige Energie beschleunigt werden.

2.2 Der Detektor ARGUS

Der Detektor ARGUS am DORIS II-Speicherring wurde 1982 in Betrieb genommen. (ARGUS = Abk. für "A Russian German United States and Swedish Collaboration", inzwischen sind aber auch Gruppen anderer Staaten beteiligt.) Der Forschungsschwerpunkt liegt in der Untersuchung von B -Mesonen, die durch Zerfall der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz bei einer Schwerpunktsenergie von 10.58 GeV entstehen. Diese Zerfälle haben eine nahezu isotrope Topologie. Des Weiteren werden aber auch jetartige Ereignisse wie 3-Gluon- und $q\bar{q}$ -Ereignisse (wie z.B. in dieser Messung!) sowie $\tau^+\tau^-$ - und $\gamma\gamma$ -Ereignisse untersucht.

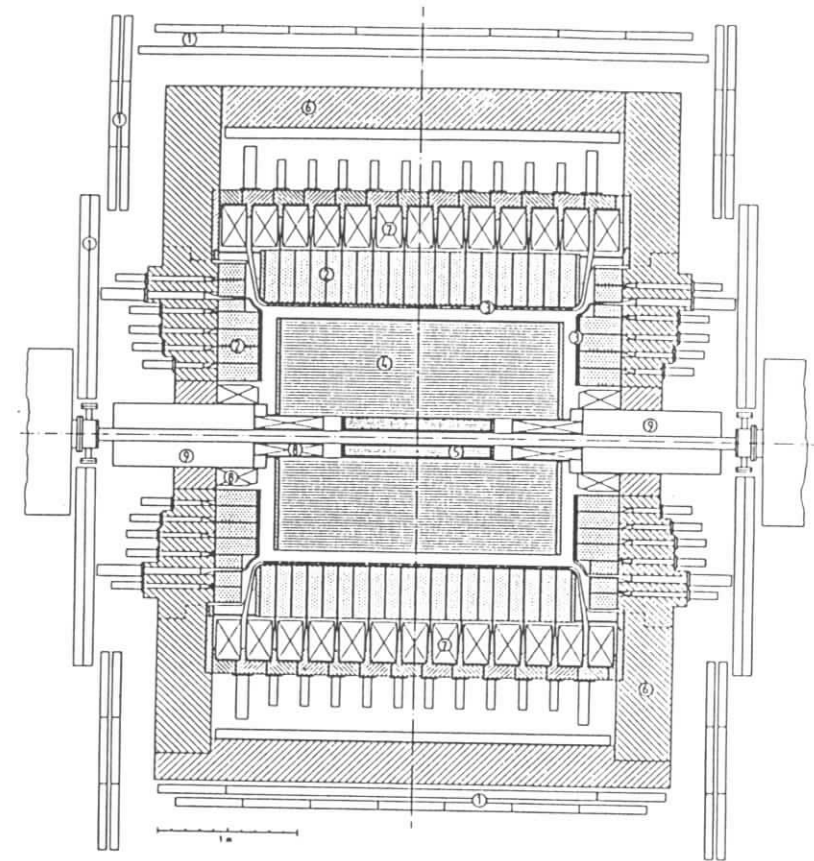
Dieser Vielfalt an Anwendungen muß die Konstruktion des Detektors natürlich Rechnung tragen. So sollte er einen Raumwinkel von 4π möglichst homogen überdecken, eine genaue Impuls- und Energieauflösung der einzelnen Teilchen auch bei komplizierten Ereignissen besitzen und eine gute Teilchenidentifikation ermöglichen. Es ist klar, daß nur ein sehr komplexer, aus vielen Komponenten bestehender Detektor so viele verschiedene Forderungen erfüllen kann (Abb. 2.2).

Der ARGUS-Detektor ist nahezu zylindersymmetrisch aufgebaut, wobei die z -Achse im Strahlrohr liegt. Seine einzelnen Komponenten werden im folgenden näher beschrieben.

2.2.1 Das Magnetsystem

Zur genauen Impulsmessung in der Driftkammer wird von der Magnetspule (7) ein starkes Magnetfeld in Richtung der z -Achse aufgebaut. Bei einem Strom von 4250 A ist seine Stärke 0.755 Tesla. Mit Hilfe von Hallsonden ist das Magnetfeld in der Driftkammer mit einer Genauigkeit von wenigen Promille bestimmt worden. Das große Eisenjoch (6) dient zur Rückführung des magnetischen Flusses und trägt außerdem noch zur Absorption von Hadronen vor den Myonkammern bei. Um das Detektormagnetfeld im Strahlrohr zu kompensieren, sind um die Strahlführung Kompensationsspulen (8) angeordnet.

Zum Magnetsystem gehören auch die Mini- β -Quadrupolmagneten (9), die zur Erhöhung der Luminosität dienen. Sie sind in einer Entfernung von 1.23 m zum Wechselwirkungspunkt installiert und haben eine stark fokussierende Wirkung.



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

Abbildung 2.2: Der Detektor ARGUS

2.2.2 Die Hauptdriftkammer

Die zylindrische Hauptdriftkammer (4) ist das Kernstück des Detektors. Sie dient zur Spurrekonstruktion, zur Impulsmessung und zur Teilchenidentifikation durch die Messung der spezifischen Ionisation. Ihre technischen Daten sind in Tab.2.1 aufgelistet.

Abmessungen	Länge:	2 m
	Innendurchmesser:	30 cm
	Außendurchmesser:	172 cm
Signaldrähte	Anzahl:	5940
	Durchmesser:	30 μm
	Material:	goldbeschichtetes Wolfram
Potentialdrähte	Anzahl:	24588
	Durchmesser:	76 μm
	Material:	Kupfer-Beryllium-Legierung
Driftzellen	Anzahl:	5940
	in 36 konzentrischen Lagen	
	Querschnitt:	18.0 \times 18.8mm ²
Stereowinkel α zwischen Signaldrähten und Strahlachse (für Auflösung in z-Richtung)	Reihenfolge:	0, + α , 0, - α , ...
	mit 40 mrad $\leq \alpha \leq$ 80 mrad und $\alpha \propto \sqrt{R}$	
Potentialdifferenz zwischen Signal- und Potentialdrähten		2900 V
Gasgemisch	Zusammensetzung:	97% Propan 3% Methylal 0.2% Wasserdampf
	Druck:	1035 mbar

Tabelle 2.1: Technische Daten der Hauptdriftkammer.

Beim Durchgang geladener Teilchen durch die Driftkammer werden die Gasmoleküle ionisiert. Die dabei entstehenden Elektronen driften durch das angelegte Potential zu den Signaldrähten, dabei kommt es nahe an den Drähten zur Gasverstärkung.

Jeder Signaldraht ist sowohl an einen Zeit-Digital-Wandler (*Time to Digital Converter*, TDC) zur Bestimmung der Driftzeit, als auch an einen Analog-Digital-Wandler (*Analog to Digital Converter*, ADC) angeschlossen. Letzterer dient zur Messung der absorbierten Ladung und damit des spezifischen Energieverlusts dE/dx der einzelnen Teilchen. Die Genauigkeit der dE/dx -Messung liegt bei etwa 5%.

Die Impulsauflösung der Driftkammer ist bei Impulsen größer als 1 GeV durch Fehler in der Spurbestimmung bestimmt auf (p_T = Transversalimpuls):

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

Bei kleineren Impulsen begrenzt Vielfachstreuung die Impulsauflösung:

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

2.2.3 Die Vertexdriftkammer

Die Vertexdriftkammer (4) liegt zwischen dem Strahlrohr und der Hauptdriftkammer. Sie ermöglicht vor allem eine verbesserte Impulsauflösung geladener Spuren sowie eine sehr viel höhere Rekonstruktionswahrscheinlichkeit von Sekundärvertices bei K_S^0 - und Λ -Zerfällen. Die technischen Daten sind in der Tabelle 2.2 nachzulesen.

Abmessungen	Länge:	1 m
	Innendurchmesser:	10 cm
	Außendurchmesser:	28 cm
Signaldrähte	Anzahl:	594
	Durchmesser:	20 μm
	Material:	goldbeschichtete Wolfram-Rhenium-Legierung
Potentialdrähte	Anzahl:	1412
	Durchmesser:	127 μm
	Material:	Kupfer-Beryllium-Legierung
Driftzellen	Anzahl:	594
	in hexagonaler Struktur	
	Radius:	4.5 mm
Potentialdifferenz zwischen Signal- und Potentialdrähten		3500 V
Gasgemisch	Zusammensetzung:	\approx 100% CO ₂ 0.3% Wasserdampf
	Druck:	1.5 bar

Tabelle 2.2: Technische Daten der Vertexdriftkammer.

Die Vertexdriftkammer war bis 1990 in den Detektor integriert, inzwischen ist sie durch eine Mikrovertexkammer ersetzt worden, die eine noch bessere Sekundärvertexauflösung ermöglichen soll.

2.2.4 Das Flugzeitsystem

Das Flugzeitsystem (*Time of Flight-System*, ToF) (3) mißt die Zeit zwischen dem Durchgang eines Bunches durch den Wechselwirkungspunkt und der Ankunft der Teilchen in den Flugzeitählern und ermittelt so die Geschwindigkeit der einzelnen Teilchen. Es besteht aus 160 Szintillationszählern, davon umgeben 64 den Driftkammermantel, der Rest bedeckt die Endkappen der Driftkammer. Auf diese Weise werden 92% des Raumwinkels vom Flugzeitsystem erreicht. Die Lichtblitze in den Szintillationszählern werden

über Lichtleiter zu Photomultipliern weitergeleitet, die sie in ein elektrisches Signal umwandeln. Die Genauigkeit der so durchgeführten Flugzeitmessung beträgt 220 ps.

2.2.5 Das elektromagnetische Kalorimeter

Das elektromagnetische Kalorimeter (2) dient vor allem der Messung von Photonenergien und zur Elektronidentifikation. Außerdem ist es Bestandteil des Triggersystems. Es ist aus 1760 Schauerzählern aufgebaut, die in 20 Ringen um die Driftkammer und je 5 Ringen an den beiden Endkappen angeordnet sind und so 96% des gesamten Raumwinkels überdecken. Jeder Schauerzähler besteht aus sich abwechselnden Lagen von Szintillatorplatten mit 5 mm Dicke und 1 mm (Barrelbereich) bzw. 1.5 mm (Endkappenbereich) dicken Bleiplatten. Die Gesamtdicke der Schauerzähler beträgt etwa 12.5 Strahlungslängen. Wie beim Flugzeitsystem werden das Szintillationslicht durch Lichtleiter zu Photomultipliern außerhalb des inneren Magnetfeldes geführt.

Die Energieauflösung der Schauerzähler beträgt im Zentralbereich

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

und im Bereich der Endkappen

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

Photonen können ab Energien von 50 MeV mit 98% Wahrscheinlichkeit nachgewiesen werden.

2.2.6 Die Myonkammern

Anzahl der Myonkammern	218
Raumwinkelüberdeckung	43% (innere Kammern) 87% (äußere Kammern) 93% insgesamt
Gasgemisch	92% Argon 8% Propan
Myon-Nachweiswahrscheinlichkeit	0.98 ± 0.01

Tabelle 2.3: Technische Daten der Myonkammern.

Die 218 Myonkammern (1) sind in einer Lage innerhalb und zwei Lagen außerhalb des Eisenjochs angeordnet. Jede Kammer besteht aus 8 Proportionalzählrohren. Die inneren Kammern registrieren Myonen ab einem Impuls von etwa 0.7 GeV, die äußeren – bedingt durch Absorption durch das Eisenjoch – erst ab einem Impuls von ca. 1.1 GeV. Weitere Daten entnehme man Tabelle 2.3.

2.2.7 Das Triggersystem

Die Umlauffrequenz im DORIS II-Speicherring beträgt ungefähr 1 MHz, d.h. daß die e^+e^- -Pakete etwa einmal pro μs aufeinandertreffen. Da die Verarbeitung eines Ereignisses viel länger dauert, muß in dieser Zeit eine Entscheidung getroffen werden, ob eine Weiterverarbeitung erfolgen soll, oder ob entweder gar kein oder nur ein uninteressantes Ereignis stattgefunden hat. Diese Aufgabe übernimmt das Triggersystem. Es besteht aus einem schnellen Vortrigger (*pretrigger*) und einer nachgeschalteten langsameren Triggerstufe (*little track finder, LTF*).

Die schnelle Triggerstufe

Die schnelle Triggerstufe benutzt nur Informationen von den Schauerzählern und dem ToF-System und braucht lediglich 300 ns für eine Entscheidung. Die Schauer- und Flugzeitzähler werden dazu in mehreren Gruppen zusammengefaßt; außerdem werden sie in zwei Hemisphären mit $z > 0$ und $z < 0$ (vom Wechselwirkungspunkt aus gesehen) aufgeteilt.

Der Pretrigger ist aus mehreren voneinander unabhängigen Subtriggern aufgebaut:

- **ETOT** (Total Energy Trigger)

Der *Total Energy Trigger* läßt nur Ereignisse zu, die in jeder der beiden Hemisphären in allen Schauerzählern zusammen eine Energie von je 700 MeV deponieren. Dabei werden auch die Schauerzähler an den Endkappen berücksichtigt. Der ETOT-Trigger dient vor allem zur Erkennung von Bhabha- und $\gamma\gamma$ -Ereignissen.

- **HESH** (High Energy Shower Trigger)

Die Schauerzähler im Zentralbereich werden in 16 (sich überlappende) Gruppen eingeteilt. Der HESH-Trigger akzeptiert ein Ereignis, wenn die deponierte Energie in mindestens einer dieser Gruppen grösser als 1 GeV ist.

- **CPPT** (Charged Particle Pretrigger)

Zur Erkennung von geladenen Spuren wird in jeder der beiden Hemisphären Koinzidenz zwischen einer Schauerzählergruppe und der dazugehörigen Gruppe von Flugzeitzählern gefordert. Die deponierte Schauerenergie muß dabei mindestens 50 MeV betragen (was bei geladenen Teilchen praktisch immer der Fall ist).

- **CMT** (Coincidence Matrix Trigger)

Dieser Trigger verfährt ebenso wie der CPPT, nur das statt Koinzidenz in beiden z-Hemisphären zwei gleichzeitige Signale in Zählern mit entgegengesetztem Azimutwinkel ϕ gefordert werden. Dieser Trigger dient zur weiteren Erkennung von $\gamma\gamma$ -Ereignissen.

Die Subtrigger sind durch die logische "oder"-Verknüpfung miteinander verbunden, d.h. der Pretrigger spricht an, wenn mindestens einer der Subtrigger angesprochen hat. Die Rate der vom schnellen Pretrigger akzeptierten Ereignisse beträgt ungefähr 100 Hz.

Die langsame Triggerstufe

Der Little Track Finder bearbeitet die vom schnellen Pretrigger akzeptierten Ereignisse. Er benutzt Informationen aus der Driftkammer und vom Flugzeitsystem. Das Muster der angesprochenen Driftkammerdrähte wird dabei mit 2000 verschiedenen Standard-Spurmustern verglichen. In Abhängigkeit von den gesetzten Subtriggern des schnellen Triggersystems wird eine bestimmte Anzahl solcher Spuren gefordert.

Der Little Track Finder braucht zur Bearbeitung eines Ereignisses ca. 20 μ s, die Rate akzeptierter Ereignisse ist ungefähr 10 Hz.

2.3 Die Datenverarbeitung

2.3.1 Der Fluß der Rohdaten

Die Daten der einzelnen Detektorkomponenten werden durch ein CAMAC-System digitalisiert und mit einem schnellen Mikroprozessor (CAMAC-Booster) "online" (also während der Datennahme) zu einem Computer des Typs DEC PDP 11/45 übertragen, wo sie auf einen Ringspeicher abgelegt werden. Von dort werden sie zur VAX 11/78 transferiert. Die VAX verwirft etwa 30% der Daten als Untergrund, faßt die einzelnen Ereignisse zu Blöcken zusammen und schreibt diese auf eine Magnetplatte des IBM-Rechners. Wenn diese voll ist, werden die Rohdaten auf EXDUMP-Magnetbänder kopiert, dabei wird auch das endgültige Datenformat erzeugt. Schließlich werden je zwei EXDUMP-Bänder auf ein EXDATA-Magnetband kopiert.

2.3.2 Die Rekonstruktion

Um die Daten interpretieren zu können, ist es nötig, die Rohdaten in ein anderes Format umzuformen, das physikalische Größen wie Teilchenimpuls und -identifikation enthält. Für diese Umformung ist vor allem eine gute Spurrekonstruktion notwendig. Das dafür benutzte Verfahren läuft in mehreren Schritten ab:

1. Spurerkennung:

Das Spurerkennungsprogramm startet in den äußeren Driftkammerlagen in der (r, ϕ) -Ebene. Es versucht, durch drei benachbarte gesetzte Signaldrähte der 0° -Driftkammerlagen einen Kreisbogen zu legen. Wenn dies erfolgreich ist, wird versucht, die Spur nach innen zur Vertexkammer zu verlängern. Gelingt das ebenfalls, werden auch die Stereodrähte berücksichtigt, um die z-Koordinaten der Spur zu bestimmen.

2. Spuranpassung:

Die so bestimmte Spur dient als Anfangswert für den Spurfitt, der nach der Gaußschen Methode der kleinsten Quadrate die Abweichungen zwischen den berechneten und den aus den Driftzeiten bestimmten Abständen zu den Signaldrähten minimiert. Dabei werden die Inhomogenität des Magnetfeldes, Ionisationsverluste der Teilchen in der Driftkammer und Vielfachstreuung berücksichtigt.

3. Die in der Driftkammer ermittelten Teilchenspuren werden mit dem in 1. und 2. beschriebenen Verfahren in die Vertexkammer fortgesetzt.
4. Die Informationen aus den Flugzeit- und Schauerzählern werden den rekonstruierten Spuren zugeordnet. Falls dies bei einem Schauerzähler nicht gelingt, wird angenommen, daß sein Ansprechen durch ein Photon verursacht wurde.

Außer der Spurrekonstruktion wird auch noch eine Vertexrekonstruktion zur Bestimmung des Haupt- und möglicher Sekundärvertices durchgeführt. Dazu werden die Spuren bis zur Strahlachse extrapoliert, wobei Energieverlust und Streuung am Strahlrohr berücksichtigt werden.

Die auf diese Weise rekonstruierten Daten werden zusammen mit den Rohdaten auf EXPDST-Magnetbänder geschrieben.

2.3.3 Die Multi-Hadron-Selektion

Die auf den EXPDST-Bändern gespeicherten Daten enthalten sehr viele für die meisten physikalischen Fragestellungen uninteressante Ereignisse wie QED-Wechselwirkungen (Bhabha-Streuung und μ -Paarerzeugung) und Untergrund aus Wechselwirkungen des Strahls mit der Strahlwand oder dem Restgas. Zur Unterdrückung solcher Ereignisse wird ein Multi-Hadron-Schnitt durchgeführt, d.h. die Daten müssen einer der beiden folgenden Selektionskriterien genügen:

1. Mindestens drei geladene Spuren zeigen auf einen gemeinsamen Vertex, der innerhalb eines Zylinders um die Strahlachse mit

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

liegt.

2. Mindestens drei geladene Spuren ohne rekonstruierten Vertex haben ihre dichteste Annäherung an die Strahlachse innerhalb eines Zylinders mit

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

Außerdem wird eine im Kalorimeter deponierte Energie von mindestens 1.7 GeV gefordert.

Durch diesen Schnitt werden etwa 85% der gespeicherten Ereignisse als nicht multi-hadronisch aussortiert. Die verbliebenen Daten werden auf EXMUHA-Magnetbänder geschrieben. Da diese Daten immer noch sehr umfangreich sind, gibt es außerdem noch ein sogenanntes MINI-Datenformat, welches im wesentlichen nur noch die aus der Rekonstruktion gewonnenen physikalischen Informationen enthält.

2.3.4 Die Analysesprache KAL

KAL (für *Kinematic Analysis Language*) ist eine bei ARGUS entwickelte und eingesetzte Programmiersprache, die auf die speziellen Probleme und Bedürfnisse der kinematischen Datenanalyse zugeschnitten ist. Sie besteht aus in FORTRAN 77 geschriebenen Modulen und erleichtert die Analyse-Programmierung ganz ungemein.

Für graphische Darstellungen sowie für Anpassungsrechnungen wurde das bei DESY entwickelte Programmpaket GEP (*Graphical Editor Program*) zusammen mit KAL benutzt.

Kapitel 3

Die Grundlagen der Analyse

3.1 Die Teilchenidentifikation

3.1.1 Die Identifizierung geladener Teilchen

Vom Detektor können nur die langlebigen geladenen Teilchen wie Elektronen, Myonen, Pionen, Kaonen und Protonen direkt nachgewiesen werden. Die Identifikation der Teilchen geschieht durch Auswertung der Meßergebnisse der einzelnen Detektorkomponenten:

1. Messung des Teilchenimpulses aus der Krümmung der Spur in den Driftkammern.
2. Messung des spezifischen Energieverlusts dE/dx :
In der Driftkammer verlieren die Teilchen einen Teil ihrer Energie durch Ionisation der Gasmoleküle. Dieser Energieverlust hängt nach der *Bethe-Bloch-Formel* direkt von der Geschwindigkeit ab und kann somit zusammen mit der Impulsmessung zur Teilchenidentifikation dienen (s. *Abb.3.1*). So können z.B. Pionen und Kaonen mit Impulsen bis etwa 800 MeV allein durch die dE/dx -Messung eindeutig voneinander unterschieden werden.
3. Messung der Flugzeit (*Time of Flight, ToF*):
Die Flugzeiten der Teilchen zwischen dem Wechselwirkungspunkt und den Flugzeitählern beträgt 3 ns und mehr. Sie werden mit dem Flugzeitsystem mit einer Genauigkeit von ca. 220 ps gemessen. Mit der in den Driftkammern gemessenen Länge der Flugbahn ergibt sich damit — wie bei der dE/dx -Messung — die Teilchengeschwindigkeit $\beta = v/c$. Mit der ToF-Messung allein lassen sich Pionen und Kaonen bis zu Impulsen von ca. 700 MeV eindeutig unterscheiden (s. *Abb.3.2*).
4. Messung der Schauerenergien im elektromagnetischen Kalorimeter:
Elektronen verlieren praktisch ihre gesamte Energie in den Schauerzählern. Durch Messung dieser Energien sowie der Charakteristik der Schauerausbreitung können Elektronen sehr gut von Hadronen getrennt werden.
5. Signale von Myonen in den Myonkammern.

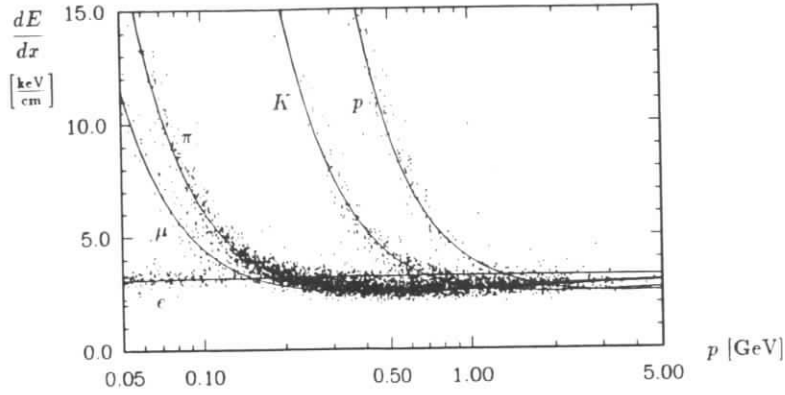


Abbildung 3.1: Die gemessenen und die theoretisch erwarteten spezifischen Ionisationen dE/dx für Elektronen, Myonen, Pionen, Kaonen und Protonen in Abhängigkeit vom Teilchenimpuls.

Aus den Informationen der dE/dx - und der Flugzeitmessung werden für jede Teilchenhypothese $i = e, \mu, \pi, K, p$ aus den Meßwerten und den theoretisch erwarteten Werten χ^2 -Werte berechnet:

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

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

σ_{th}^2 ergibt sich aus den Unsicherheiten der Impulsmessung. Da die dE/dx - und die ToF-Messung voneinander unabhängig sind, können die χ_i^2 zu einem Wert zusammengefaßt werden:

$$\chi_i^2 = \chi_i^2(dE/dx) + \chi_i^2(ToF)$$

Daraus werden nun normierte Wahrscheinlichkeiten (‐Likelihoods‐) der einzelnen Teilchenhypothesen berechnet:

$$L_i = \frac{w_i \cdot \exp(-\chi_i^2/2)}{\sum_k w_k \cdot \exp(-\chi_k^2/2)} \quad i, k = e, \mu, \pi, K, p \quad (3.1)$$

Die w_i sind Gewichtungsfaktoren, die die unterschiedlichen Häufigkeiten der Teilchensorten berücksichtigen. In dieser Arbeit wurden ihre Verhältnisse zueinander mit

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

angenommen.

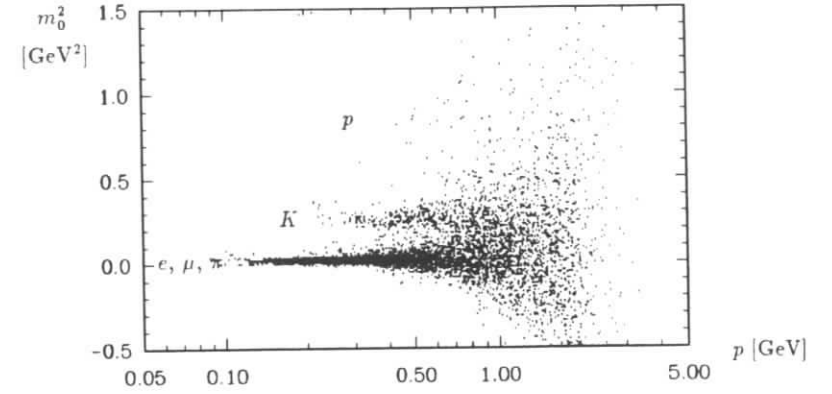


Abbildung 3.2: Aus Flugzeit- und Impulsmessung ermittelte Werte für m_0^2 von geladenen Teilchen.

Bei Elektronen und Myonen lassen sich zur Bestimmung einer Likelihood-Funktion außerdem die Informationen aus den Schauerzählern — deponierte Energie E_{sh} und laterale Schauerausbreitung E_{lat} — und den Myonkammern heranziehen. Für jede Meßmethode k wird ein Wert $p_i^k(\vec{p})$ bestimmt, der angibt, mit welcher Wahrscheinlichkeit eine Spur mit dem Impuls \vec{p} durch die Messung k der Teilchensorte i zugeordnet wird. Auf diese Weise erhält man normierte Elektron- und Myon-Likelihoods:

$$\Lambda_e = \frac{w_e \cdot p_e^{dE/dx} \cdot p_e^{ToF} \cdot p_e^{E_{sh}} \cdot p_e^{E_{lat}}}{\sum_i w_i \cdot p_i^{dE/dx} \cdot p_i^{ToF} \cdot p_i^{E_{sh}} \cdot p_i^{E_{lat}}}$$

$$\Lambda_\mu = \frac{w_\mu \cdot p_\mu^{dE/dx} \cdot p_\mu^{ToF} \cdot p_\mu^{E_{sh}} \cdot p_\mu^{E_{lat}} \cdot p_\mu^{K}}{\sum_i w_i \cdot p_i^{dE/dx} \cdot p_i^{ToF} \cdot p_i^{E_{sh}} \cdot p_i^{E_{lat}} \cdot p_i^{K}}$$

mit $i = e, \mu, \pi, K, p$.

Mit Λ_e und Λ_μ lassen sich Leptonen auch bei hohen Impulsen gut von Hadronen unterscheiden. Allerdings kann wegen der Schauerzählermessung Λ_e nur für Impulse $p_e \geq 0.4$ GeV benutzt werden, Λ_μ sogar nur für Impulse, die größer sind als $p_\mu \approx 1.0$ GeV, da Myonen mit niedrigeren Impulsen die Myonkammern nicht erreichen.

3.1.2 Die K_S^0 -Identifikation

Als neutrale Teilchen können K_S^0 -Mesonen nicht direkt, sondern nur über ihre Zerfälle vom Detektor rekonstruiert werden. Geeignet dafür ist der Kanal $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ ($Br(K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-) = 68.6\%$ [14]). Es werden nur solche K_S^0 berücksichtigt, die über einen vom Hauptvertex unterschiedenen Sekundärvertex zerfallen. Von diesem Sekundärvertex dürfen nur zwei geladene und als Pionen identifizierte Spuren ausgehen. Außerdem wird

ein Fit an die K_S^0 -Masse gemacht. Auch hier läßt sich eine Wahrscheinlichkeitsfunktion aufstellen. Die χ^2 -Werte der π -Identifikationen und des Fits an die K_S^0 -Masse werden zu einem χ^2 zusammengefaßt und daraus eine "totale" probability $prob_{tot}(K_S^0)$ der K_S^0 -Hypothese berechnet.

3.2 Die allgemeinen Selektionskriterien

Folgende Schnitte zur Reduzierung von Untergrundereignissen wurden in allen Analysen verwendet:

- Zur Vermeidung von Untergrund aus nicht vom Hauptvertex stammenden Spuren:

$$\begin{aligned} R &\leq 1.5 \text{ cm} \\ |z| &\leq 5 \text{ cm} \\ \chi_{Vertex}^2 &\leq 36 \end{aligned}$$

- Um sicherzustellen, daß die Teilchen genügend Driftkammerlagen durchqueren, damit ihre Spurparameter festgelegt werden können, wurde für den Winkel θ zwischen Spur und Strahlachse

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

gefordert.

- Um Fehlidentifizierungen zu reduzieren, wurde von den Likelihoods

$$\begin{aligned} L_e &> 0.01 & \Lambda_e &> 0.7 \\ L_K &> 0.05 & \Lambda_\mu &> 0.7 \\ prob_{tot}(K_S^0) &> 2 \cdot 10^{-3} \end{aligned}$$

verlangt. Zusätzlich wurde von Myonen mindestens ein Treffer in einer der äußeren Myonkammern gefordert.

Dies alles sind übliche Standardschnitte. Durch die niedrigen Likelihood-Schnitte erhält man zwar relativ viel Untergrund aus Fehlidentifikationen, dafür ist man bei der Akzeptanzbestimmung auf der sicheren Seite.

3.3 Die Datenmenge

Die analysierten Daten wurden im Bereich der $\Upsilon(1S)$ -, $\Upsilon(2S)$ - und $\Upsilon(4S)$ -Resonanz (Schwerpunktenergien $\sqrt{s} = 9.46, 10.02$ und 10.58 GeV) sowie im Kontinuum um $\sqrt{s} = 10.47$ GeV gemessen.

Ein Maß für die Größe der Datenmenge ist die *integrierte Luminosität*

$$\mathcal{L} = \int L dt = \frac{N_{Bhabha}}{\sigma_{Bhabha}^{vis}}$$

Sie wird bei ARGUS aus der Anzahl N_{Bhabha} der beobachteten Bhabha-Streuereignissen bestimmt. Der Bhabha-Wirkungsquerschnitt läßt sich durch QED-Berechnungen sehr genau ermitteln. Damit kann der "sichtbare" Wirkungsquerschnitt σ_{Bhabha}^{vis} , der Selektionskriterien und Detektorakzeptanzen berücksichtigt, mit Hilfe von Monte Carlo-Simulationen ermittelt werden. Bei ARGUS ist $\sigma_{Bhabha}^{vis} = 11.8$ nb. Der systematische Fehler der Luminositätsmessung liegt etwa bei 1.8%.

Die integrierte Luminosität aller in dieser Messung analysierten Daten ist

$$\mathcal{L} = 408.2 \text{ pb}^{-1}.$$

Wegen $\sigma_{e^+e^- \rightarrow q\bar{q}} \propto 1/s$, ist es sinnvoll, eine auf eine bestimmte Schwerpunktenergie normierte "effektive Luminosität" zu definieren. (Genausogut kann man natürlich auch den Wirkungsquerschnitt auf jede einzelne Schwerpunktenergie umrechnen und die Ergebnisse addieren.) Unter zusätzlicher Berücksichtigung des Beitrags der Vakuumpolarisation der $\Upsilon(1S)$ -Resonanz erhält man dann

$$\mathcal{L}_{eff}(\sqrt{s} = 10.6 \text{ GeV}) = 434.5 \text{ pb}^{-1}.$$

Bei $\sqrt{s} = 10.6$ GeV ist der Wirkungsquerschnitt für D^{*+} -Produktion im Kontinuum $\sigma_{e^+e^- \rightarrow D^{*+}} = (0.71 \pm 0.11)$ nb [15] und mit $Br(D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+) = 0.55 \pm 0.04$ [14] erhält man schließlich die für diese Messung benötigte Anzahl von D^0 -Mesonen aus Kontinuums- D^{*+} -Mesonen:

$$N_{e^+e^- \rightarrow D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+} = 169700 \pm 28400$$

Außer diesem Wert ist auch die Zahl der aus B -Mesonen entstandenen D^* -Mesonen für die Untergrundbestimmung von Interesse. Auf der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz wurden Daten mit einer integrierten Luminosität von 234.5 pb^{-1} analysiert. Der sichtbare Wirkungsquerschnitt für $\Upsilon(4S)$ -Erzeugung beträgt bei ARGUS etwa $\sigma_{\Upsilon(4S)}^{vis} \approx 0.9$ nb. Pro $\Upsilon(4S)$ entstehen zwei B -Mesonen, welche mit einer Wahrscheinlichkeit von $Br(B \rightarrow D^{*+} X) \cdot Br(D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+) = (19.1 \pm 3.8)\%$ [15] über D^{*+} -Mesonen in D^0 -Mesonen zerfallen. Bei genauer Berechnung ergibt sich schließlich

$$N_{e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S) \rightarrow D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+} = 77000 \pm 12900.$$

Da $\Upsilon(4S)$ -Zerfälle eine ganz andere Kinematik als Kontinuumsereignisse besitzen, tragen semileptonische Zerfälle dieser D^0 -Mesonen nur zum Untergrund bei (s. Kap.4.2.2).

3.4 Die Monte Carlo-Simulation

Die analysierten Daten bilden nur eine kleine Teilmenge der tatsächlich vorhandenen Zerfälle, da der Detektor nicht den vollen Raumwinkel überdecken kann und durch Selektionskriterien weitere Daten verlorengehen. Ein Maß dafür ist die *Akzeptanz* η :

$$\eta = \frac{\text{Anzahl der beobachteten Teilchen}}{\text{Anzahl der tatsächlich vorhandenen Teilchen}}$$

Zu ihrer Berechnung ist man auf ein Verfahren angewiesen, das sowohl die Zerfälle und deren Kinematik, als auch den Einfluß des Detektors simuliert. Da dabei Zufallsgeneratoren benutzt werden — z.B. zur Simulation von zerfallenden Teilchen —, wird dieses Verfahren *Monte Carlo-Simulation* genannt. Es läuft in drei Schritten ab:

1. Zunächst werden die einzelnen e^+e^- -Ereignisse generiert. Hier entsteht der hauptsächlich systematische Fehler des Verfahrens, da bei der Fragmentation und beim Zerfall nur auf z.T. unsichere theoretische Modelle zurückgegriffen werden kann. In dieser Arbeit wurde zur Fragmentation das Modell der Lund-Gruppe verwendet (näheres siehe unten), und zur Simulation der semileptonischen Zerfälle das WBS-Modell (s. Kapitel 1.3) benutzt. Bei anderen Zerfällen und bei den nichtresonanten semileptonischen Zerfällen $D^0 \rightarrow (K\pi)_{NR}e^+\nu$ wurde die Zerfallskinetik zumeist über den Phasenraum berechnet.
2. Im zweiten Schritt wird der Meßprozeß des Detektors simuliert. Das dafür zuständige Programm verfolgt die Bahn jedes einzelnen Teilchens in kleinen Schritten und berechnet die Auswirkungen auf die verschiedenen Detektorkomponenten sowie die Rückwirkungen auf das Teilchen (wie z.B. Energieverlust durch Ionisation, etc.).
3. Zuletzt werden die simulierten Meßwerte möglichst ähnlich wie die "richtigen" Daten rekonstruiert.

Die so generierten Monte Carlo-Ereignisse können in dasselbe Datenformat wie die eigentlichen Daten gebracht werden und damit mit den gleichen Analyseprogrammen untersucht werden. Die Akzeptanz bestimmt sich dann aus dem Vergleich der vollständig simulierten und rekonstruierten Daten mit den generierten Ereignissen.

3.5 Die Fragmentation

Bei der e^+e^- -Annihilation in Hadronen entsteht über ein virtuelles Photon ein Quark-Antiquark-Paar. Im sogenannten *naiven Jet-Modell* [1] wird die Annahme gemacht, daß jedes der so entstandenen Partonen (Quark oder Gluon) in mehrere Hadronen zerfällt (*Fragmentation*). Da der Impulsübertrag zwischen Parton und Hadronen normalerweise klein ist, besitzen die Hadronen gegenüber dem fragmentierten Parton nur einen geringen Transversalimpuls von wenigen hundert MeV und bewegen sich deshalb in Teilchenbündeln (*Jets*). Bei den Energien, mit denen ARGUS betrieben wird, kommt es

praktisch nur zu 2-Jet-Ereignissen, bei höheren Energien treten durch fragmentierende Gluonen auch Ereignisse mit mehr Jets auf.

Die Verteilung des Longitudinalimpulses wird durch eine *Fragmentationsfunktion* $f(z)$ beschrieben, deren Parameter z bei Vernachlässigung des transversalen Impulsübertrags normalerweise durch

$$z = \frac{(E + pc)_{\text{Hadron}}}{(E + pc)_{\text{Parton}}} \quad (3.2)$$

definiert ist. Da der Nenner dieses Ausdrucks experimentell nicht zugänglich ist, wird z meist als skalierte Energie interpretiert:

$$z = \frac{2 \cdot E_{\text{Hadron}}}{\sqrt{s}} = \frac{E_{\text{Hadron}}}{E_{\text{beam}}} \quad (3.3)$$

(\sqrt{s} = Schwerpunktsenergie).

In der Bestimmung dieser Fragmentationsfunktion ist man — ähnlich wie beim semileptonischen Zerfall — gezwungen, verschiedene Annahmen über den Fragmentationsverlauf zu machen. Je nach Art dieser Annahmen gibt es auch hier eine Reihe von Modellen. In dieser Arbeit wurde das Modell der Lund-Gruppe [17] verwendet, das sich vor allem bei der e^+e^- -Annihilation als erfolgreich erwiesen hat. Die Fragmentationsfunktion hat in diesem Modell die Gestalt

$$f(z) \propto \frac{(1-z)^\alpha}{z} \cdot \exp\left(-\frac{\beta(m^2 + (p_T/c)^2)}{z}\right). \quad (3.4)$$

Die Werte α und β sind freie Parameter des Modells. In *Abb. 3.3* ist die gemessene D^{*+} -Impulsverteilung [16] mit unter Benutzung der Lund-Fragmentationsfunktion (3.4) erhaltenen Monte Carlo- D^{*+} -Spektren verglichen. Es ist deutlich die gute Übereinstimmung im Fall

$$\alpha = 1.0 \quad \text{und} \quad \beta = 1.0 \quad (3.5)$$

zu erkennen, während das Impulsspektrum im Fall $\alpha = 1.0$ und $\beta = 0.7$ im Vergleich mit den Daten zu weich ist. In dieser Arbeit wurde daher zur Generierung der Monte Carlo-Ereignisse die Lund-Fragmentationsfunktion (3.4) mit den Parametern (3.5) verwendet.

Die Akzeptanzunterschiede zwischen beiden in *Abb. 3.3* dargestellten Fragmentationsfunktionen betragen 11.8%. Daraus wurde (mit zusätzlicher Hilfe der Ergebnisse aus Anhang C.1) der systematische Fehler der Monte Carlo-Simulation zu $\pm 8\%$ abgeschätzt.

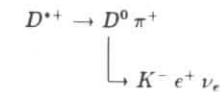
Kapitel 4

Messung des Zerfalls $D^0 \rightarrow K^- l^+ \nu_l$

Die Messungen der Zerfälle $D^0 \rightarrow K^- e^+ \nu_e$ und $D^0 \rightarrow K^- \mu^+ \nu_\mu$ sind dem Verfahren nach praktisch identisch. Es wird daher zuerst nur die Messung des semieleptonischen Zerfalls und erst im letzten Abschnitt des Kapitels auch die Messung von $D^0 \rightarrow K^- \mu^+ \nu_\mu$ behandelt.

4.1 Die Methode

Da sich das Neutrino vom Detektor nicht nachweisen läßt, können semileptonische Zerfälle nicht vollständig durch die Zerfallsprodukte rekonstruiert werden. Man ist deshalb auf andere Methoden zur Identifikation des Zerfalls angewiesen. In dieser Messung wird die Zerfallskette



betrachtet. Wegen des geringen Impulsübertrags beim Zerfall des D^{*+} ($q^2 = (40\text{MeV})^2$) ist das dabei entstehende π^+ sehr langsam und kann zur Identifizierung des Zerfalls benutzt werden: Es werden eine "Pseudo- D^{*+} -Masse" $m(\pi^+ K^- e^+)$ als invariante Masse aus π^+ , K^- und e^+ und ebenso eine "Pseudo- D^0 -Masse" $m(K^- e^+)$ gebildet, sowie deren Differenz

$$\Delta m = m(\pi^+ K^- e^+) - m(K^- e^+).$$

Bei Messung dieser Größe würde man ohne fehlendes Neutrino ein scharfes Signal bei $m_{D^{*+}} - m_{D^0} = 145.5 \text{ MeV}$ sehen (so z.B. bei $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ [16]). Durch das fehlende Neutrino zerläuft das Signal zwar etwas und wird asymmetrisch — da $\Delta m \geq m_{\pi^+}$ gelten muß —, ist aber immer noch gut zu erkennen, wie die Monte Carlo-Simulation zeigt (Abb.4.1). Dieses Signal wird nun zur Identifikation des Zerfalls $D^0 \rightarrow K^- e^+ \nu_e$ benutzt.

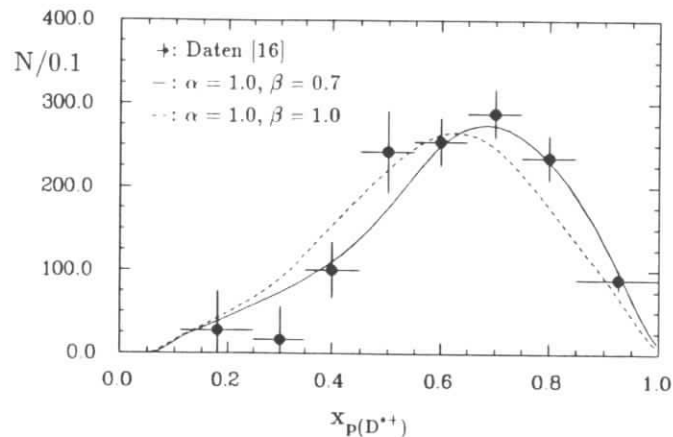


Abbildung 3.3: Spektren des skalierten D^{*+} -Impulses $x_p = p/p_{max}$.

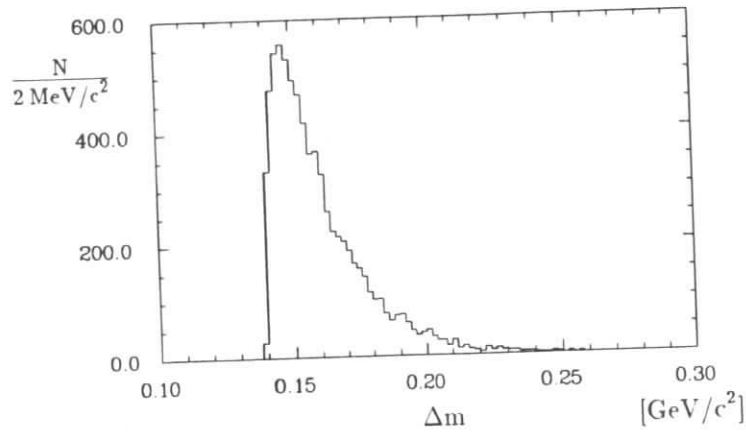


Abbildung 4.1: Monte Carlo-Verteilung von $\Delta m = m(\pi^+ K^- e^+) - m(K^- e^+)$.

4.2 Der Untergrund

4.2.1 Der kombinatorische Untergrund

Der kombinatorische Untergrund besteht aus zufälligen $\pi^+ K^- e^+$ -Kombinationen, die gar nicht oder nur teilweise aus dem untersuchten Zerfallskanal stammen. Da die mittlere Multiplizität (= die Anzahl geladener Spuren) eines Kontinuums-Ereignisses etwa $n_{ch} \approx 6 - 8$ ist, gibt es sehr viele solcher zufälligen Kombinationen. Die Selektion muß daher geeignete Schnitte zur wirkungsvollen Unterdrückung dieses Untergrundes beinhalten.

Eine gute Abschätzung des kombinatorischen Untergrundes erhält man, wenn man "falsche" Ladungskombinationen wie z.B. $\pi^- K^- e^+$ selektiert, die nicht alle aus einem semileptonischen D^0 -Zerfall stammen können. Da der kombinatorische Untergrund definitionsgemäß aus zufälligen Teilchenkombinationen besteht, sollten sich die Δm -Verteilungen der "richtigen" und der "falschen" Ladungskombinationen nicht wesentlich voneinander unterscheiden. Daß dies tatsächlich so ist, zeigen sowohl die Daten (bei $\Delta m > 0.25$ GeV, siehe z.B. Abb.4.2), als auch die Monte Carlo-Simulation. (Noch bessere Übereinstimmung erhält man, wenn man nicht nur $\pi^- K^- e^+$ selektiert, sondern auch $\pi^+ K^- e^-$ bzw. $\pi^- K^- e^-$ und über alle verschiedenen Kombinationen mittelt.)

Abb.4.2 a) zeigt die Δm -Verteilung der Daten mit "richtigen" bzw. "falschen" Ladungskombinationen. Die dort angewendeten Schnitte sind nur die in Kap.3.3 aufgeführten allgemeinen Selektionskriterien. Es ist ganz offensichtlich, daß der kombinatorische Untergrund stark reduziert werden muß.

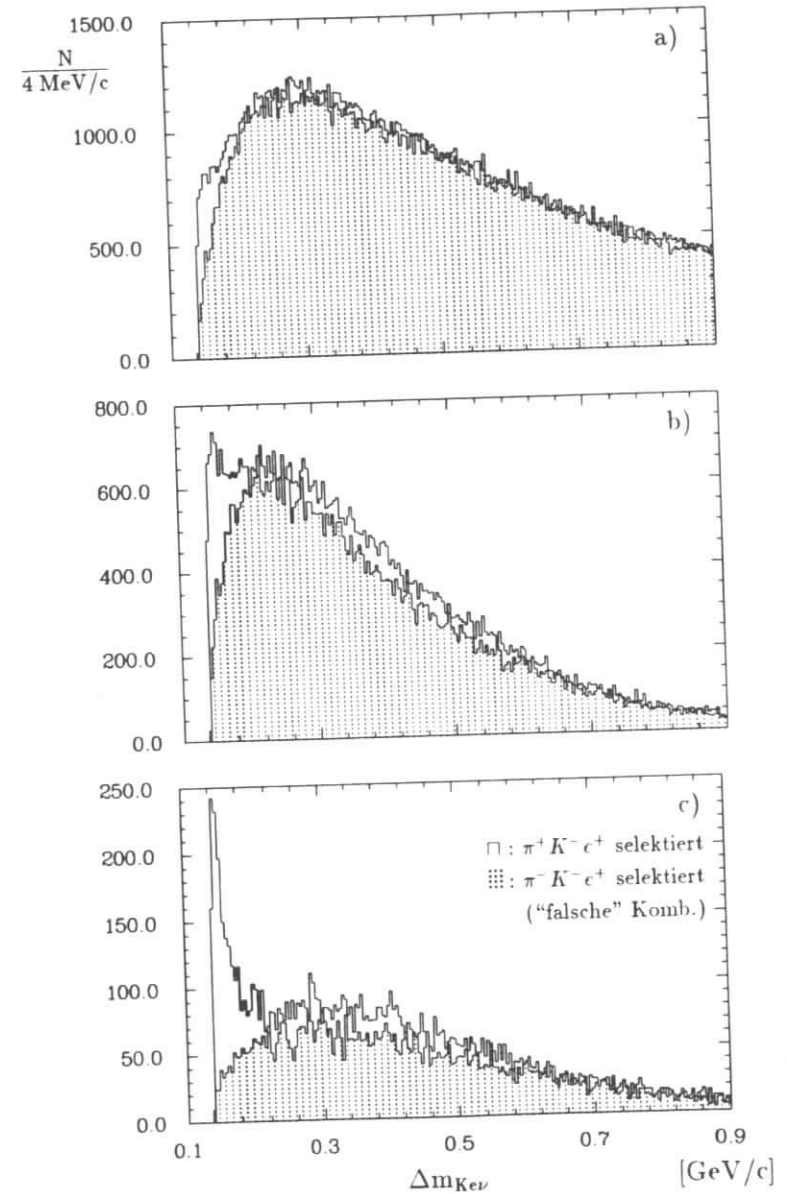


Abbildung 4.2: Δm -Spektrum bei verschiedenen Schnitten:
a) Nur Standardselektionskriterien (s. Kapitel 3.3).
b) Zusätzlich $\cos \vartheta_{\pi, K^+} > 0$ und $m(\pi^+ K^- e^+) < 2.1$ GeV/c².
c) Außerdem $p(K^- e^+) > 2.0$ GeV/c.

Einen großen Anteil des kombinatorischen Untergrunds machen $\pi^+ K^- e^+$ -Kombinationen aus, bei denen die Teilchen nicht alle aus demselben Jet stammen. Um solche Kombinationen auszuschließen, wurden die folgenden beiden Schnitte gemacht:

$$\begin{aligned} \cos \vartheta_{\pi, K e} &> 0 \\ m(\pi^+ K^- e^+) &< 2.1 \text{ GeV} \end{aligned} \quad (4.1)$$

mit $\vartheta_{\pi, K e}$ = Winkel zwischen dem Impuls des Pions und dem Impuls des $K^- e^+$ -Systems.

Der Schnitt in der invarianten $\pi^+ K^- e^+$ -Masse ist durch die D^{*+} -Masse von $m_{D^{*+}} = 2.01 \text{ GeV}$ begründet. Nach Durchführung dieser Schnitte ist das Signal in den Daten schon besser zu erkennen (Abb. 4.2 b)).

Weitere Unterdrückung des kombinatorischen Untergrunds erhält man, wenn man einen Schnitt auf den Impuls $p(K^- e^+)$ des $K^- e^+$ -Systems macht. Dies hat zudem den Vorteil, daß dadurch auch semileptonische Zerfälle von aus B -Mesonen entstandenen D^0 -Mesonen unterdrückt werden. (Ein Impulsschnitt ist insofern problematisch als daß $p(K^- e^+)$ in der Monte Carlo-Simulation sehr stark von der benutzten Fragmentationsfunktion abhängt. Auf dieses Problem wurde in Kapitel 3.5 eingegangen [s. Abb. 3.3].) Als optimaler Schnitt hat sich die Forderung

$$p(K^- e^+) > 2.0 \text{ GeV} \quad (4.2)$$

erwiesen. Die Δm -Verteilung der Daten bei Anwendung der Schnitte (4.1) und (4.2) zeigt Abb. 4.2 c).

4.2.2 Untergrund aus $\Upsilon(4S)$ -Zerfällen

Etwa die Hälfte der Daten ist bei einer Schwerpunktsenergie von 10.58 GeV aufgenommen worden. Bei dieser Energie entsteht in ca. 25% der $e^+ e^-$ -Ereignisse eine $\Upsilon(4S)$ -Resonanz, die in zwei B -Mesonen zerfällt. Die B -Mesonen können weiter über D^{*+} -Mesonen in D^0 -Mesonen zerfallen. Semileptonische Zerfälle aus so entstandenen D^0 -Mesonen können nicht für die Analyse verwendet werden, weil sie eine vollkommen andere Kinematik besitzen: Wegen des zusätzlichen Glieds in der Zerfallskette sind die D^{*+} - und D^0 -Impulse wesentlich kleiner als in den Kontinuumsdaten. Die entsprechenden Verteilungen sind in Abb. 4.3 dargestellt. Es zeigt sich, daß durch den Schnitt im Impuls des Kaon-Elektron-Systems beinahe alle $\Upsilon(4S)$ -Ereignisse aussortiert werden, die Akzeptanz für diese Ereignisse beträgt nur $(0.36 \pm 0.05 \pm 0.03)\%$. Das ergibt etwa 9 aus B -Zerfällen stammende Ereignisse.

4.2.3 Fehlidentifizierte Hadronen

Eine weitere Untergrundquelle bilden als Elektronen identifizierte Hadronen (sogenannte *Fakes*). Die Fehlidentifikationsrate r_f^e wurde aus hadronischen τ^- , D^- - und $\Upsilon(1S)$ -Zerfällen

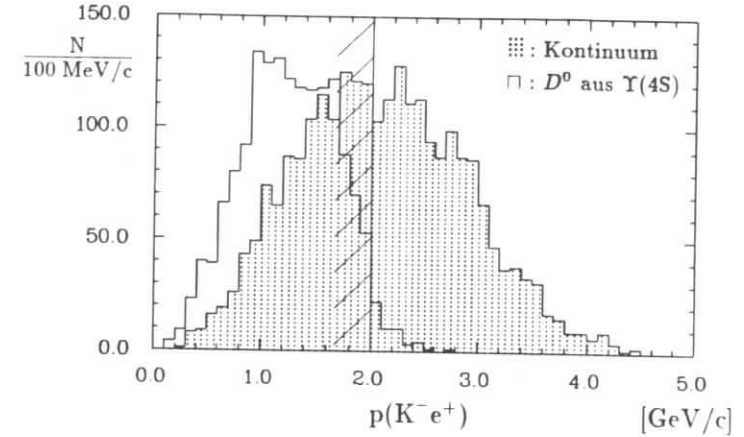


Abbildung 4.3: $p(K^- e^+)$ -Spektren von $D^0 \rightarrow K^- e^+ \nu$ (Monte Carlo, nicht skaliert).

bestimmt [11]. Sie beträgt

$$r_f^e = \frac{N_{\text{Elektronenkandidaten}}}{N_{\text{Hadronen}}} = (0.5 \pm 0.1)\%.$$

Zur Bestimmung der Anzahl der Fakes wurden ein π^+ und ein K^- zusammen mit einem positiven Hadron selektiert und mit einem Faktor $r_f^e = 0.5\%$ gewichtet. Das Resultat zeigt Abb. 4.4. Im Peak findet man 17.9 ± 6.7 Einträge. Der Untergrund aus fehlidentifizierten Hadronen ist also sehr klein. Das Signal bei kleinen Δm erklärt sich vor allem aus der Fehlidentifikation des Zerfalls $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$.

4.2.4 Untergrund aus anderen semileptonischen D^0 -Zerfällen

Semileptonische D^0 -Zerfälle wie $D^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu_e$, $D^0 \rightarrow K^{*-} e^+ \nu_e$ und $D^0 \rightarrow (K \pi)^- e^+ \nu_e$ bilden Untergrund im Signal, da sie eine Abb. 4.1 sehr ähnliche Δm -Verteilung haben.

Untergrund aus Cabibbo-unterdrückten Zerfällen

Die Cabibbo-unterdrückten Zerfälle $D^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu_e$ und $D^0 \rightarrow \rho^- e^+ \nu_e$ mit $\rho^- \rightarrow \pi^- \pi^0$ tragen durch Fehlidentifikation des π^- als K^- zum Untergrund bei. Da die Kinematik des Cabibbo-unterdrückten der des untersuchten Cabibbo-erlaubten Zerfalls sehr ähnlich ist, können praktisch keine Schnitte — außer höheren Likelihoods — zur Reduzierung angewendet werden. Dies ist jedoch auch nicht unbedingt nötig, da diese Zerfälle — wie der Name schon sagt — bereits durch V_{cd} hinreichend unterdrückt sind.

Für die Abschätzung des Untergrundes aus $D^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu_e$ wurde das in [14] angegebene Verzweigungsverhältnis benutzt:

$$Br(D^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu_e) = (0.39^{+0.23}_{-0.12})\% \quad (4.3)$$

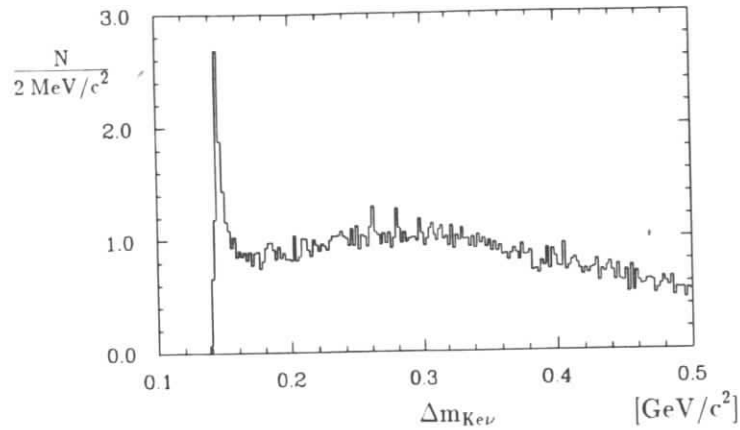


Abbildung 4.4: Verteilung von $\Delta m_{K^0 e^+} = m(\pi^+ K^- e^+) - m(K^- e^+)$ der fehlidentifizierten Hadronen nach Skalierung mit $r_f^* = 0.5\%$.

Für das Verzweigungsverhältnis $D^0 \rightarrow \rho^- e^+ \nu$ wurde die Hälfte hiervon (mit einem grob mit 100% abgeschätzten systematischen Fehler) angenommen (s. Tab.4.2).

Untergrund aus dem resonanten Zerfall $D^0 \rightarrow K^{*-} e^+ \nu_e$

Das K^{*-} -Meson zerfällt über zwei Kanäle:

$$\begin{aligned} K^{*-} &\rightarrow K^- \pi^0 & 33\% \\ &\rightarrow \bar{K}^0 \pi^- & 66\% \end{aligned}$$

Es trägt sowohl im ersten, als auch im zweiten Kanal (durch Fehlidentifikation des π^- als K^-) zum Untergrund im Signal bei.

Durch das zusätzlich entstehende Pion ist die Kinematik dieses Zerfalls aber anders als die des untersuchten Zerfalls $D^0 \rightarrow K^- e^+ \nu_e$. Vor allem das Spektrum der invarianten Masse des $K^- e^+$ -Systems ist unterschiedlich, wie die Monte Carlo-Simulation zeigt (Abb.4.5). Zur Unterdrückung des Untergrunds aus $D^0 \rightarrow K^{*-} e^+ \nu_e$ wurde deshalb ein Schnitt in der Kaon-Elektron-Masse $m(K^- e^+)$ durchgeführt:

$$1.0 \text{ GeV} < m(K^- e^+) < 1.9 \text{ GeV} \quad (4.4)$$

Dieser Schnitt reduziert den Untergrund um etwa 56%, während vom untersuchten pseudoskalaren Zerfall nur ca. 12% verlorengehen.

Das Verzweigungsverhältnis $Br(D^0 \rightarrow K^{*-} e^+ \nu_e)$ wurde in dieser Arbeit bestimmt

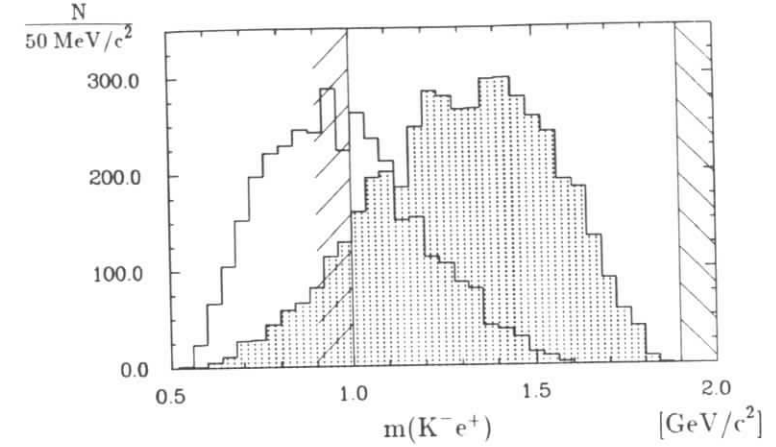


Abbildung 4.5: $m(K^- e^+)$ -Spektrum in der Monte Carlo-Simulation.

schraffiert : Verteilung bei $D^0 \rightarrow K^- e^+ \nu_e$.
durchgezogen : Verteilung bei $D^0 \rightarrow K^{*-} e^+ \nu_e$.
 Eingezeichnet sind auch die Schnitte.

(Kapitel 5). Der Untergrund aus resonanten Zerfällen kann daraus sehr genau ermittelt werden.

Untergrund aus dem nichtresonanten Zerfall $D^0 \rightarrow (K\pi)_{NR}^- e^+ \nu_e$

Die Bestimmung des Untergrundes aus den nichtresonanten Zerfällen $D^0 \rightarrow K^- \pi^0 e^+ \nu_e$ und $D^0 \rightarrow \bar{K}^0 \pi^- e^+ \nu_e$ wurde wie folgt durchgeführt:

1. Es wurde das $m(K^- e^+)$ -Spektrum der ($D^0 \rightarrow K^- e^+ \nu_e$)-Daten bestimmt (Abb.4.6: Kreuze). Die hierzu notwendige Analyse ist im Anhang C erläutert.
2. Mit Monte Carlo-Simulation wurden die $m(K^- e^+)$ -Spektren der Zerfälle $D^0 \rightarrow K^-/\pi^- e^+ \nu_e$ (Abb.4.6: schraffiert) und $D^0 \rightarrow K^{*-} e^+ \nu_e$ (gestrichelte Linie, berücksichtigt sind beide K^{*-} -Zerfallskanäle) gewonnen.
3. Diese beiden Spektren wurden im Bereich $0.9 \text{ GeV} < m(K^- e^+) < 1.9 \text{ GeV}$ an die Daten angepaßt. Den Fit zeigt die durchgezogene Linie in Abb.4.6. Er stimmt sehr gut mit den Daten überein. Im nicht gefitteten Bereich $m(K^- e^+) < 0.9 \text{ GeV}$ ist die Zahl der Ereignisse in den Daten um etwa 30% größer als die der Ereignisse im Fit.

Da die $m(K^- e^+)$ -Verteilung für resonante und nichtresonante Zerfälle fast identisch ist, kann dieser Fit in Zusammenhang mit der in Kapitel 5 gefundenen Zahl der resonanten

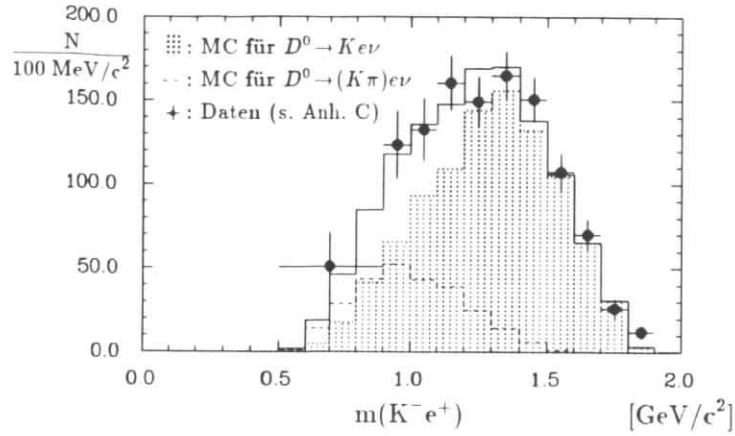


Abbildung 4.6: Spektrum der invarianten Masse $m(K^- e^+)$ des Kaon-Elektron-Systems. Die durchgezogene Linie stellt die Summe der im Bereich $0.9 \text{ GeV} \leq m(K^- e^+) \leq 1.9 \text{ GeV}$ an die Daten angepaßten Monte Carlo-Verteilungen dar.

Zerfälle zur Bestimmung der nichtresonanten Zerfallsrate benutzt werden. Dabei muß allerdings eine Annahme über das Verhältnis

$$\frac{Br(D^0 \rightarrow (K^- \pi^0)_{NR} e^+ \nu)}{Br(D^0 \rightarrow (\bar{K}^0 \pi^-)_{NR} e^+ \nu)}$$

gemacht werden, das — im Gegensatz zum resonanten Fall — nicht aus der Isospinvarianz gefolgert werden kann, da dieser bei der schwachen Wechselwirkung nicht erhalten bleibt. Wenn man wie beim resonanten Zerfall das Verhältnis zu $\frac{1}{2}$ annimmt, erhält man aus dem Fit an die Daten ein Verhältnis

$$\frac{Br(D^0 \rightarrow (K\pi)_{R,NR} e^+ \nu)}{Br(D^0 \rightarrow K^- e^+ \nu)} = 1.19 \pm 0.07, \quad (4.5)$$

und bei Verwendung des Ergebnisses (5.6) aus Kapitel 5

$$\frac{Br(D^0 \rightarrow (K\pi)_{NR} e^+ \nu)}{Br(D^0 \rightarrow K^- e^+ \nu)} = 0.72 \pm 0.16. \quad (4.6)$$

Der angegebene Fehler ist nur der aus dem Fit folgende statistische Fehler, die Unsicherheit im Verhältnis $Br(D^0 \rightarrow (K^- \pi^0)_{NR} e^+ \nu)/Br(D^0 \rightarrow (\bar{K}^0 \pi^-)_{NR} e^+ \nu)$ ist nicht berücksichtigt. In der weiteren Analyse wurde auf das Verhältnis (4.5) zusätzlich zum statistischen Fehler ein systematischer Fehler von $\pm 30\%$ angenommen, der aus der Differenz zwischen Daten und Monte Carlo-Simulation für $m(K^- e^+) < 0.9 \text{ GeV}$ abgeschätzt wurde.

Das Ergebnis ist (trotz des relativ großen systematischen Fehlers) überraschend, da die TPS Kollaboration [20] keine nichtresonanten Zerfälle gesehen hat. Bestätigt wird es jedoch von der Mark III Kollaboration [21], die resonante und nichtresonante Zerfälle etwa in gleicher Menge gemessen haben.

4.3 Ergebnisse für $D^0 \rightarrow K^- e^+ \nu_e$

Wenn man alle in Kapitel 3.3 und 4.2 beschriebenen Schritte anwendet und die Fakes aus Abb.4.4 abzieht, erhält man die in Abb.4.7 dargestellte Δm -Verteilung. Sie wurde

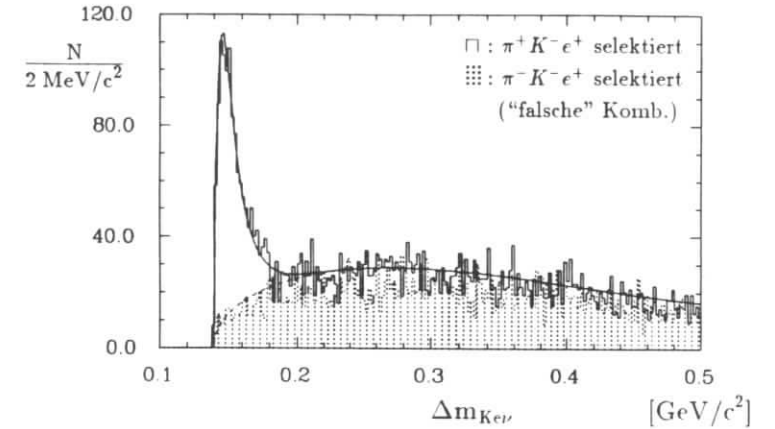


Abbildung 4.7: Verteilung von $\Delta m_{Ke\nu} = m(\pi^+ K^- e^+) - m(K^- e^+)$ mit Fit.

mit dem Programm MINUIT an Funktionen für Signal und Untergrund angepaßt.

Das Signal wurde mit einer aus der Monte Carlo-Verteilung gefundenen Funktion gefittet, die keine weitere physikalische Bedeutung besitzt. Sie besteht aus einer Exponentialfunktion sowie aus einer Wichtungsfunktion, die ein Abfallen zu kleinen Δm -Werten hin bewirkt. Unterhalb von $\Delta m = m_\pi = 0.1395 \text{ GeV}$ ist sie gleich Null. Sie stimmt hervorragend mit der Δm -Verteilung in der Monte Carlo-Simulation überein, und auch der Fit an die Daten ist offensichtlich sehr gut.

Der kombinatorische Untergrund wurde mit der Funktion $f(\Delta m) = \sqrt{\Delta m - m_\pi} \cdot (1 + a_1 \cdot \Delta m + a_2 \cdot (\Delta m)^2 + a_3 \cdot (\Delta m)^3)$ mit freien Parametern a_1, a_2 und a_3 beschrieben. Er ist in Abb 4.7 gestrichelt dargestellt. Der systematische Fehler in der so durchgeführten Abschätzung des kombinatorischen Untergrunds ergibt sich aus dem Vergleich mit "falschen" Ladungskombinationen (s. Kapitel 4.2.1) bzw. der Monte Carlo-Simulation zu $\pm 10\%$.

Die Anzahl der im Signalbereich ($\Delta m < 0.2 \text{ GeV}$) vorhandenen Einträge ist

$$N_{\text{gesamt}} \approx 1530$$

Nach Abzug des Untergrundes bleiben

$$N_{\text{Signal}} = 986.1 \pm 37.3 \pm 55.3 \quad (4.7)$$

Einträge im Signal zurück. Der erste Fehler ist (wie allgemein üblich) der statistische, der zweite der systematische Fehler, der sich hier aus der Unsicherheit in der Untergrundbestimmung ergibt. Die Akzeptanzen der verschiedenen Zerfallskanäle sind in Tab.4.1 aufgelistet. Sie wurden durch Monte Carlo-Simulation erhalten (s. Kap.3.4 und 3.5). Der systematische Fehler wurde (wie in Kap.3.5 beschrieben) zu $\pm 8\%$ abgeschätzt.

Angewendete Schnitte:	
$\cos \vartheta_{\pi, K e} > 0$	
$m(\pi^+ K^- e^+) < 2.1 \text{ GeV}$	
$p(K^- e^+) > 2.0 \text{ GeV}$	
$1.0 \text{ GeV} < m(K^- e^+) < 1.9 \text{ GeV}$	
Zerfallskanal	Akzeptanz $\eta[\%]$
$D^0 \rightarrow K^- e^+ \nu$	$14.37 \pm 0.30 \pm 1.15$
$D^0 \rightarrow K^{*-} e^+ \nu, K^{*-} \rightarrow K^- \pi^0$	$4.59 \pm 0.14 \pm 0.37$
$D^0 \rightarrow K^{*-} e^+ \nu, K^{*-} \rightarrow \bar{K}^0 \pi^-$	$0.62 \pm 0.05 \pm 0.05$
$D^0 \rightarrow (K^- \pi^0)_{NR} e^+ \nu$	$5.14 \pm 0.35 \pm 0.41$
$D^0 \rightarrow (\bar{K}^0 \pi^-)_{NR} e^+ \nu$	$0.67 \pm 0.12 \pm 0.05$
$D^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu$	$6.15 \pm 0.17 \pm 0.49$
$\Upsilon(4S) \rightarrow D^{*+} \rightarrow D^0 \rightarrow K^- e^+ \nu$	$0.36 \pm 0.05 \pm 0.03$

Tabelle 4.1: Die wichtigsten Akzeptanzen bei der Analyse von $D^0 \rightarrow K^- e^+ \nu$.

Daraus ergeben sich die in Tab.4.2 angegebenen Untergrundbeiträge. Voneinander unabhängige Fehler wurden quadratisch, alle anderen linear addiert. Man erhält die in der letzten Zeile angegebene Zahl von

$$N_{D^0 \rightarrow K^- e^+ \nu}^{\text{vis}} = 798.0 \pm 44.9 \pm 71.3$$

„gesuchten“ Signaleinträgen. Mit der in Tab.4.1 angegebenen Akzeptanz kommt man damit auf

$$N_{D^0 \rightarrow K^- e^+ \nu} = 5553 \pm 282 \pm 585$$

semileptonische D^0 -Zerfälle in den untersuchten Daten. Mit der in Kap.3.3 angegebenen Gesamtzahl an aus D^{*+} -Mesonen entstandenen D^0 -Mesonen ergibt sich so das gesuchte Verzweungsverhältnis zu

$$Br(D^0 \rightarrow K^- e^+ \nu_e) = (3.3 \pm 0.2 \pm 0.6)\% \quad (4.8)$$

Einträge im Signal mit Untergrund	≈ 1530
Einträge nur im Signal	$986.1 \pm 37.3 \pm 55.3$
Untergrund: $D^0 \rightarrow K^{*-} e^+ \nu, K^{*-} \rightarrow K^- \pi^0$	$40.1 \pm 8.6 \pm 6.4$
$D^0 \rightarrow K^{*-} e^+ \nu, K^{*-} \rightarrow \bar{K}^0 \pi^-$	$10.8 \pm 2.5 \pm 1.7$
$D^0 \rightarrow (K^- \pi^0)_{NR} e^+ \nu$	$68.3 \pm 12.9 \pm 32.1$
$D^0 \rightarrow (\bar{K}^0 \pi^-)_{NR} e^+ \nu$	$16.5 \pm 3.2 \pm 7.7$
$D^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu$	$40.7 \pm 1.1 \pm 25.2$
$D^0 \rightarrow \rho^- e^+ \nu, \rho^- \rightarrow \pi^- \pi^0$	$2.9 \pm 0.1 \pm 3.4$
$e^+ e^- \rightarrow \Upsilon(4S) \rightarrow D^{*+} \rightarrow D^0$	$8.8 \pm 1.4 \pm 1.3$
Einträge von $D^0 \rightarrow K^- e^+ \nu$	$798.0 \pm 44.9 \pm 71.3$

Tabelle 4.2: Anzahl der Signal- und Untergrundereignisse für $D^0 \rightarrow K^- e^+ \nu$.

Der systematische Fehler setzt sich zusammen aus einem sich aus der durchgeführten Analyse ergebenden Fehler von $\pm 0.3\%$ und der Unsicherheit in der Gesamtzahl der D^0 -Mesonen (s. Kap.3.3) von $\pm 0.5\%$.

Quasi als Abfallprodukt erhält man außerdem die Zahl der nichtresonanten Zerfälle

$$N_{D^0 \rightarrow (K\pi)_{NR} e^+ \nu} = 3985 \pm 703 \pm 1847$$

und damit das nichtresonante Verzweungsverhältnis zu

$$Br(D^0 \rightarrow (K\pi)_{NR} e^+ \nu_e) = (2.4 \pm 0.4 \pm 1.2)\% \quad (4.9)$$

4.4 Ergebnisse für $D^0 \rightarrow K^- \mu^+ \nu_\mu$

Die Analyse des semimyonischen Zerfalls ist im wesentlichen identisch mit der des semieleptonischen Zerfalls. Wegen der gegenüber der Elektronenmasse höheren Myonenmasse ($m_\mu = 105.7 \text{ MeV}$) ist eine Korrektur des Schnittes in der invarianten Kaon-Leptonenmasse $m(K^- \mu^+)$ erforderlich, alle anderen Schnitte werden von der vorhergehenden Analyse übernommen:

$$\begin{aligned} \cos \vartheta_{\pi, K \mu} &> 0 & p(K^- \mu^+) &> 2.0 \text{ GeV} \\ m(\pi^+ K^- \mu^+) &< 2.1 \text{ GeV} & 1.1 \text{ GeV} &< m(K^- \mu^+) < 1.8 \text{ GeV} \end{aligned} \quad (4.10)$$

(Außerdem ist natürlich die Änderung der Likelihood-Funktion sowie die Forderung nach Treffern in den äußeren Myonkammern zu beachten [s. Kap.3.2].)

Bei Anwendung dieser Schnitte erhält man die in Abb.4.8 gezeigte Verteilung der Massendifferenz $\Delta m_{K\mu\nu} = m(\pi^+ K^- \mu^+) - m(K^- \mu^+)$.

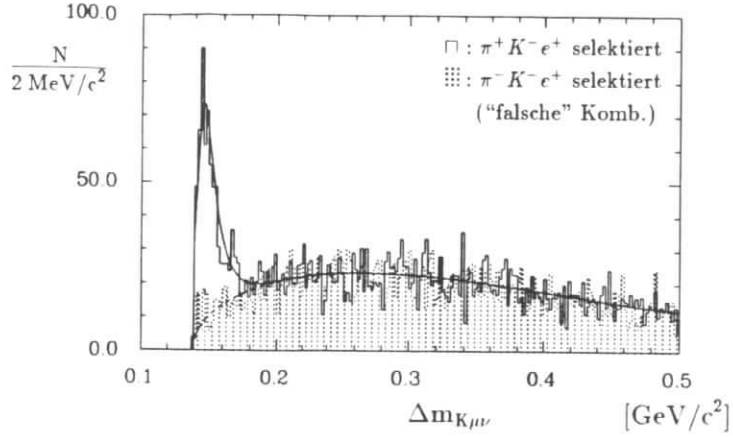


Abbildung 4.8: Verteilung von $\Delta m_{K\mu\nu} = m(\pi^+ K^- \mu^+) - m(K^- \mu^+)$ mit Fit.

Die Untergrundbehandlung unterscheidet sich qualitativ nur in zwei Punkten von der des Zerfalls $D^0 \rightarrow K^- e^+ \nu$:

1. Die Fehlidentifikationsrate der Hadronen ist mit etwa 2% deutlich größer als beim semieleptonischen Zerfall [11]. Da allerdings aufgrund der geforderten Treffer in den äußeren Myonkammern nur Myonen — und damit auch fehlidentifizierte Hadronen — mit Impulsen größer als ca. 1.1 GeV akzeptiert werden, ist die absolute Zahl der Fakes praktisch die gleiche wie in der vorigen Analyse. In der Abb.4.8 sind, wie auch in Abb.4.7 für Elektronen, die Fakes bereits abgezogen.
2. Eine zusätzliche Untergrundquelle ergibt sich aus den Zerfällen $D^0 \rightarrow \pi^+ X$ mit dem nachfolgendem Zerfall $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ innerhalb des Detektors. Die mittlere Lebensdauer eines geladenen Pions ist $\tau = 2.6 \cdot 10^{-8}$ s, damit ist $c\tau = 7.8$ m. Da praktisch alle Pionen in Myonen zerfallen, ist dieser Untergrund nicht vernachlässigbar. Mit Hilfe der Monte Carlo-Simulation wurde er zu $(2.3 \pm 1.0 \pm 1.2)\%$ der gemessenen Zerfälle ermittelt. Der systematische Fehler ist in der fehlerhaften Wiedergabe der Verzweungsverhältnisse durch die Monte Carlo-Simulation begründet und wurde zu $\pm 50\%$ angenommen.

Zur Bestimmung der Zahl der Untergrundereignisse aus anderen semieleptonischen Zerfällen wurden die Verzweungsverhältnisse aus der Analyse des semieleptonischen Zerfalls übernommen und mit einem Faktor 0.96 ± 0.02 multipliziert, entsprechend den in der höheren Myonmasse begründeten theoretischen Erwartungen [18]. Die Akzeptanzen der einzelnen Untergrundbeiträge wurden wieder durch Monte Carlo-Simulation ermittelt (s. Tab.4.3). Sie sind nur etwa halb so groß wie im elektronischen Fall, da das Myon — wie oben schon erwähnt — erst ab einem Impuls von etwa 1.1 GeV identifiziert wird.

Die absoluten Zahlen der verschiedenen Untergrundereignisse sind in Tab.4.4 aufgelistet.

Angewendete Schnitte:	
$\cos \vartheta_{\pi, K e} > 0$	
$m(\pi^+ K^- \mu^+) < 2.1$ GeV	
$p(K^- \mu^+) > 2.0$ GeV	
1.1 GeV $< m(K^- \mu^+) < 1.8$ GeV	
Zerfallskanal	Akzeptanz η [%]
$D^0 \rightarrow K^- \mu^+ \nu$	$7.01 \pm 0.30 \pm 0.56$
$D^0 \rightarrow K^{*-} \mu^+ \nu, K^{*-} \rightarrow K^- \pi^0$	$3.00 \pm 0.25 \pm 0.24$
$D^0 \rightarrow K^{*-} \mu^+ \nu, K^{*-} \rightarrow \bar{K}^0 \pi^-$	$0.34 \pm 0.08 \pm 0.03$
$D^0 \rightarrow (K^- \pi^0)_{NR} \mu^+ \nu$	$2.51 \pm 0.23 \pm 0.20$
$D^0 \rightarrow (\bar{K}^0 \pi^-)_{NR} \mu^+ \nu$	$0.32 \pm 0.08 \pm 0.03$
$D^0 \rightarrow \pi^- \mu^+ \nu$	$2.51 \pm 0.21 \pm 0.20$
$\Upsilon(4S) \rightarrow D^{*+} \rightarrow D^0 \rightarrow K^- \mu^+ \nu$	$0.14 \pm 0.04 \pm 0.01$

Tabelle 4.3: Die wichtigsten Akzeptanzen bei der Analyse von $D^0 \rightarrow K^- \mu^+ \nu$.

Einträge im Signal mit Untergrund	≈ 770
Einträge nur im Signal	$551.3 \pm 27.7 \pm 25.4$
Untergrund: $D^0 \rightarrow K^{*-} \mu^+ \nu, K^{*-} \rightarrow K^- \pi^0$	$25.2 \pm 5.7 \pm 4.1$
$D^0 \rightarrow K^{*-} \mu^+ \nu, K^{*-} \rightarrow \bar{K}^0 \pi^-$	$5.7 \pm 1.8 \pm 0.9$
$D^0 \rightarrow (K^- \pi^0)_{NR} \mu^+ \nu$	$32.0 \pm 6.4 \pm 15.1$
$D^0 \rightarrow (\bar{K}^0 \pi^-)_{NR} \mu^+ \nu$	$8.2 \pm 2.5 \pm 3.9$
$D^0 \rightarrow \pi^- \mu^+ \nu$	$15.9 \pm 1.3 \pm 9.9$
$D^0 \rightarrow \rho^- \mu^+ \nu, \rho^- \rightarrow \pi^- \pi^0$	$1.1 \pm 0.1 \pm 1.3$
$e^+ e^- \rightarrow \Upsilon(4S) \rightarrow D^{*+} \rightarrow D^0$	$3.3 \pm 1.0 \pm 0.7$
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+, \pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu$	$10.6 \pm 4.7 \pm 5.6$
Einträge von $D^0 \rightarrow K^- \mu^+ \nu$	$449.5 \pm 31.0 \pm 33.9$

Tabelle 4.4: Anzahl der Signal- und Untergrundereignisse für $D^0 \rightarrow K^- \mu^+ \nu$.

Man erhält schließlich die in der letzten Zeile von Tab.4.4 angegebene Zahl von

$$N_{D^0 \rightarrow K^- \mu^+ \nu}^{\text{vis}} = 449.5 \pm 31.0 \pm 33.9$$

sichtbaren semimyonischen Zerfällen. Die Akzeptanz für den Zerfall beträgt $\eta = (7.01 \pm 0.30 \pm 0.56)\%$ (s. Tab.4.3), damit ist die Gesamtzahl

$$N_{D^0 \rightarrow K^- \mu^+ \nu} = 6410 \pm 520 \pm 700.$$

Das gemessene Verzweigungsverhältnis ergibt sich so zu

$$\boxed{Br(D^0 \rightarrow K^- \mu^+ \nu_\mu) = (3.8 \pm 0.3 \pm 0.8)\%} \quad (4.11)$$

Auch hier überwiegt beim systematischen Fehler der Fehler des D^{*+} -Wirkungsquerschnitts mit $\pm 0.6\%$. Der systematische Fehler der Messung beträgt lediglich $\pm 0.4\%$.

Wie von der Theorie her zu erwarten war, stimmt das Ergebnis (4.11) innerhalb der Fehler mit dem Verzweigungsverhältnis des Zerfalls $D^0 \rightarrow K^- e^+ \nu_e$ überein.

Kapitel 5

Die Messung von $D^0 \rightarrow K^{*-} e^+ \nu_e$

5.1 Die Methode

Das K^{*-} -Meson wird über den Zerfallskanal

$$\begin{array}{l} K^{*-} \rightarrow \bar{K}^0 \pi^- \\ \quad \quad \quad \downarrow \\ \quad \quad \quad K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \end{array}$$

identifiziert, wobei das K_S^0 über den Sekundärvertex sehr gut rekonstruiert werden kann. Das Verzweigungsverhältnis dieses Kanals beträgt $22.9 \pm 0.1\%$ [14].

Im Prinzip kann man zur Analyse das gleiche Verfahren wie beim pseudoskalaren Zerfall anwenden, d.h. die Differenz

$$\Delta m = m(\pi^+ K_S^0 \pi^- e^+) - m(K_S^0 \pi^- e^+) \quad (5.1)$$

bilden. In dem Δm -Signal ist allerdings ein möglicher Untergrund aus nichtresonanten Zerfällen und aus "zufälligen" π^- -Mesonen, die statt des "richtigen" Pions selektiert werden und einen großen, schwer abzuschätzenden Beitrag zum Signal bilden.

Es ist daher sinnvoll, sich die invariante $K_S^0 \pi^-$ -Masse im Bereich des Δm -Signals anzusehen. Die aus einem K^* -Meson entstandenen $K_S^0 \pi^-$ -Kombinationen bilden dann einen Peak bei $m_{K^*} = 892$ MeV, während alle anderen Kombinationen nur zum breiten Untergrund beitragen.

5.2 Die Selektion

Es wurden der $D^0 \rightarrow K^* l^+ \nu$ -Analyse äquivalente Schnitte verwendet:

$$\begin{array}{l} \cos \vartheta_{\pi, K^* e} > 0 \\ m(\pi^+ K_S^0 \pi^- e^+) < 2.1 \text{ GeV} \end{array} \quad \begin{array}{l} p(K_S^0 \pi^- e^+) > 1.9 \text{ GeV} \\ 1.1 \text{ GeV} < m(K_S^0 \pi^- e^+) < 1.8 \text{ GeV} \end{array} \quad (5.2)$$

Der $p(K_S^0 \pi^- e^+)$ -Schnitt ist etwas niedriger als im Fall des pseudoskalaren Zerfalls, da der $\Upsilon(4S)$ -Untergrund ein weiches Spektrum hat. Der Schnitt auf die "Pseudo- D^0 -Masse" $m(K_S^0 \pi^- e^+)$ verliert so gut wie keine Signal-Ereignisse (s. Abb.5.1).

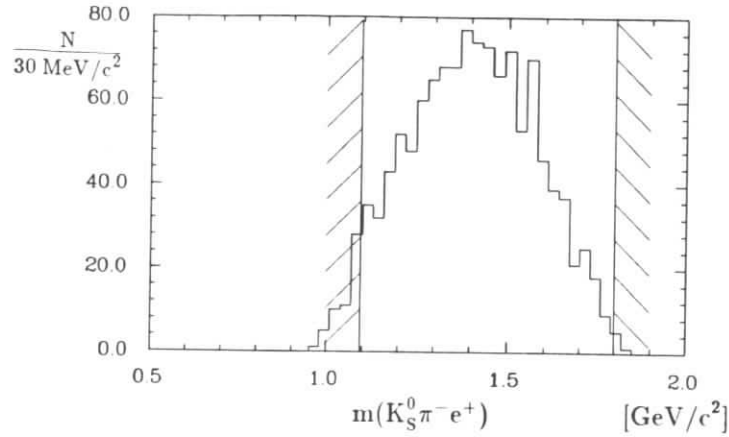


Abbildung 5.1: $m(K_S^0 \pi^- e^+)$ -Spektrum in der Monte Carlo-Simulation mit eingezeichneten Schnitten.

Bei der Analyse der Δm -Verteilung wurde außerdem ein Schnitt auf die K^{*-} -Masse gemacht, der nur Daten mit $m(K_S^0 \pi^-)$ innerhalb von $m_{K^*} \pm \Gamma_{K^*}$ mit $m_{K^*} = 892$ MeV und $\Gamma_{K^*} = 50$ MeV zulässt:

$$842 \text{ MeV} < m(K_S^0 \pi^-) < 942 \text{ MeV} \quad (5.3)$$

Durch diesen Schnitt verliert man etwa 30% der untersuchten Ereignisse. Abb.5.2 zeigt die so selektierte Δm -Verteilung. Außerdem ist die Verteilung für "falsche" Ladungskombinationen (π^- statt π^+) und der Fit an Signal und Untergrund dargestellt.

Im Signalebereich ($\Delta m \leq 0.18$ GeV) findet man $N_{\text{gesamt}} = 82$ Einträge, nach Abzug des Untergrunds verbleiben $N_{\text{Signal}} = 59.3 \pm 9.1 \pm 2.3$ Einträge im Signal. Der systematische Fehler des Untergrunds wurde mit $\pm 10\%$ angenommen.

In diesem Peak sind — wie in Kapitel 5.1 beschrieben — eine Vielzahl von Untergrundeinträgen vorhanden. Diese werden umgangen, wenn man sich die invariante $K_S^0 \pi^-$ -Masse $m(K_S^0 \pi^-)$ ansieht. Dazu wird der Schnitt (5.3) auf diese Masse fallengelassen und stattdessen von der Massendifferenz

$$\Delta m = m(\pi^+ K_S^0 \pi^- e^+) - m(K_S^0 \pi^- e^+) < 180 \text{ MeV} \quad (5.4)$$

gefordert.

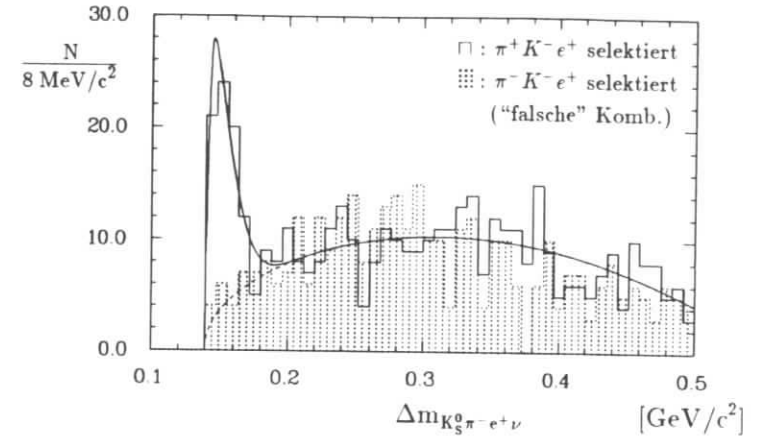


Abbildung 5.2: Verteilung von $\Delta m_{K_S^0 \pi^- e^+ \nu} = m(\pi^+ K_S^0 \pi^- e^+) - m(K_S^0 \pi^- e^+)$. Die Verteilung der "falschen" Ladungskombinationen ist im Bereich $\Delta m > 0.2$ GeV auf die "richtigen" Kombinationen skaliert.

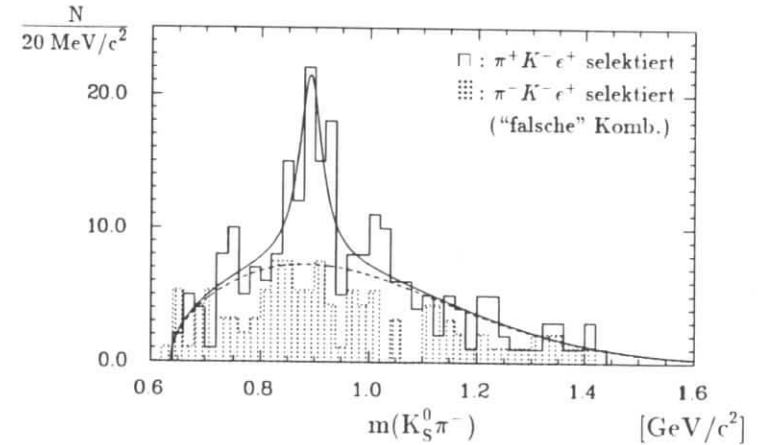


Abbildung 5.3: Verteilung von $m(K_S^0 \pi^-)$ mit Fit. Die "falschen" Ladungskombinationen sind wie in Abb.5.2 skaliert.

Die so erhaltene Verteilung zeigt *Abb. 5.3*. Zum kombinatorischen Untergrund unter dem Signal gehören hier nicht nur die üblichen zufälligen Teilchenkombinationen (dargestellt durch die "falschen" Ladungskombinationen), sondern auch die nichtresonanten Zerfälle und die Kombinationen mit "zufälligem" π^- -Meson (s. folgender Abschnitt).

Als Mittel aus diversen Anpassungsrechnungen mit verschiedenen Untergrundparametrisierungen ergibt sich die Anzahl der Einträge im Signal zu

$$N_{\text{Signal}} = 58.6 \pm 11.1 \pm 5.7.$$

Der systematische Fehler wurde mit Hilfe der verschiedenen Fitergebnisse der unterschiedlichen Fitfunktionen für den Untergrund zu $\pm 10\%$ der Signaleinträge abgeschätzt.

5.3 Der Untergrund

Für den (nur geringen) Untergrund im Signal kommen die folgenden Quellen in Betracht:

1. Fehlidentifizierte Hadronen (*Elektron-Fakes*).

Dieser Untergrundbeitrag wurde durch Selektion von Hadronen statt Leptonen zu 1.2 ± 0.2 Einträgen abgeschätzt.

2. K^* -Mesonen aus dem kombinatorischen Untergrund.

Der kombinatorische Untergrund unter dem Δm -Signal beträgt 22.7 ± 9.4 Einträge (s. *Abb. 5.2*). Die Anzahl der K^* -Mesonen im kombinatorischen Untergrund wurde im Bereich $\Delta m > 200$ MeV sowie durch Monte Carlo-Simulation zu $8.1 \pm 3.1\%$ ermittelt. Damit ergibt sich als Untergrund im $m(K_S^0 \pi^-)$ -Signal eine Anzahl von 2.6 ± 1.5 Ereignissen.

3. Durch "zufällige" Elektronen verursachter Untergrund.

Wenn statt des zum Zerfall gehörenden Elektrons ein anderes Elektron aus demselben Jet selektiert wird, erhält man aufgrund der höheren Masse der "richtig" selektierten K_S^0 - und π^- -Mesonen ebenfalls ein Signal bei kleinen Massendifferenzen Δm . Solche zufällig selektierten Elektronen bewirken folglich auch im $m(K_S^0 \pi^-)$ -Signal Doppelzählungen. Die Rate ist allerdings sehr klein: Sie wurde durch Monte Carlo-Simulation als vernachlässigbar ermittelt. (Weniger als 1.4 Einträge bei einem *confidence level* von 90%.)

4. Untergrund aus $\Upsilon(4S)$ -Zerfällen.

Mit Hilfe der Monte Carlo-Simulation ergibt sich für den $\Upsilon(4S)$ -Untergrund eine Akzeptanz von nur $0.28 \pm 0.06 \pm 0.02\%$ und damit eine Rate von $(2.4 \pm 0.5 \pm 0.6)\%$ an den gesamten Zerfällen.

5. Untergrund unter dem K_S^0 -Signal.

Wie in Abschnitt 3.1.2 beschrieben, wird das K_S^0 -Meson über den Sekundärvertex seines Zerfalls in zwei geladene Pionen identifiziert. Hier kann es zu Untergrund durch als Pionen fehloidentifizierte andere Teilchen oder durch falsche Sekundärvertexzuordnung kommen. *Abb. 5.4* zeigt das K_S^0 -Signal der Daten (Kreuze) im Vergleich mit der Monte Carlo-Simulation. Die Monte Carlo-Verteilung ist zwar ein

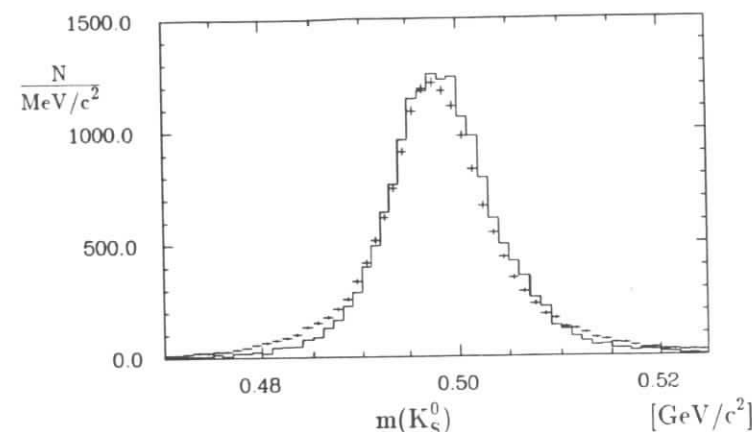


Abbildung 5.4: Verteilung von $m(K_S^0)$. Kreuze: Daten, durchgezogen: Monte Carlo.

wenig schmaler und etwas zu höheren Energien verschoben, deutlich zu sehen ist jedoch, daß unter dem K_S^0 -Signal der Daten praktisch kein Untergrund vorhanden ist. Er wurde zu kleiner als 2% abgeschätzt und in der weiteren Analyse nicht weiter berücksichtigt.

6. Untergrund aus dem Zerfall $D^0 \rightarrow K^{*-} \pi^0 e^+ \nu$.

Die CLEO Kollaboration [19] findet das Verhältnis dieses Zerfalls zum untersuchten Zerfall zu

$$\frac{Br(D^0 \rightarrow K^{*-} \pi^0 e^+ \nu)}{Br(D^0 \rightarrow K^{*-} e^+ \nu)} < 0.32 \quad \text{bei } 90\% \text{ confidence level.}$$

Da er durch den $m(K_S^0 \pi^- e^+)$ -Schnitt zusätzlich unterdrückt wird, wird der Beitrag zum Untergrund von diesem höheren Zerfall (wie auch in der zitierten Referenz) als vernachlässigbar angesehen.

Die Einträge im Signal und die Beiträge des Untergrunds sind in der *Tabelle 5.1* zusammengefaßt.

5.4 Das Ergebnis

Bei der Akzeptanzbestimmung des Zerfalls $D^0 \rightarrow (K_S^0 \pi^-)_{\text{res}} e^+ \nu$ muß berücksichtigt werden, daß bei den vor 1985 genommenen Daten die K_S^0 -Rekonstruktion aufgrund der noch nicht eingebauten Vertexdriftkammer nicht sehr gut ist. Dies betrifft etwa 12.6% der Daten. Die Akzeptanz des Zerfalls wurde für diese Daten zu $(5.23 \pm 0.35 \pm 0.42)\%$ und

Einträge im Signal	$58.6 \pm 11.1 \pm 5.9$
Untergrund:	
Elektron-Fakes	1.2 ± 0.2
K^* aus kombinatorischem Untergrund	2.6 ± 1.5
$\Upsilon(4S)$ -Zerfälle	$1.3 \pm 0.4 \pm 0.4$
Einträge von $D^0 \rightarrow (K_S^0 \pi^-)_{res} e^+ \nu_e$	$53.5 \pm 10.8 \pm 6.0$

Tabelle 5.1: Anzahl der Signal- und Untergrundereignisse im $m(K_S^0 \pi^-)$ -Signal.

für die Daten mit Rekonstruktion durch die Vertexdriftkammer zu $(6.25 \pm 0.39 \pm 0.50)\%$ bestimmt. Der systematische Fehler setzt sich wieder aus den Unsicherheiten in der Monte Carlo-Simulation und der Leptonidentifikation zusammen. Die Mittelung über alle verwendeten Daten ergibt für die Akzeptanz

$$\eta = (6.12 \pm 0.38 \pm 0.49)\% .$$

Mit dem letzten Wert aus Tab.5.1 erhält man damit

$$N_{D^0 \rightarrow (K_S^0 \pi^-)_{res} e^+ \nu_e} = 874 \pm 185 \pm 120$$

bzw. mit $Br(K^{*-} \rightarrow K_S^0 \pi^-) = 33.3\%$

$$N_{D^0 \rightarrow K^{*-} e^+ \nu_e} = 2623 \pm 554 \pm 361 .$$

Mit der in Kap.3.3 hergeleiteten Gesamtzahl von aus D^{*+} -Mesonen entstandenen D^0 -Mesonen bekommt man schließlich für das gesuchte Verzweigungsverhältnis

$$Br(D^0 \rightarrow K^{*-} e^+ \nu_e) = (1.5 \pm 0.3 \pm 0.3)\% \quad (5.5)$$

Das Verhältnis zwischen den Zerfällen in Vektormesonen bzw. pseudoskalare Mesonen ergibt sich so zu

$$\frac{Br(D^0 \rightarrow K^{*-} e^+ \nu_e)}{Br(D^0 \rightarrow K^- e^+ \nu_e)} = (0.47 \pm 0.11 \pm 0.09)\% \quad (5.6)$$

Hier berechnet sich der systematische Fehler nur aus den systematischen Fehlern der Messung, nicht aber aus dem Fehler des D^{*+} -Wirkungsquerschnittes, und ist dadurch verhältnismäßig klein.

Kapitel 6

Zusammenfassung und Diskussion der Ergebnisse

In Tab.6.1 sind die Resultate dieser Arbeit zusammen mit den Ergebnissen von anderen Experimenten zusammengetragen.

D^0 -Zerfall in: ^a	Diese Messung	CLEO [19]	E691 [20]	Mark III [21]
$K^- e^+ \nu_e$	$3.3 \pm 0.2 \pm 0.6$	$3.8 \pm 0.3 \pm 0.6$	$3.8 \pm 0.5 \pm 0.6$	$3.4 \pm 0.5 \pm 0.4$
$K^- \mu^+ \nu_\mu$	$3.8 \pm 0.3 \pm 0.8$	$3.3 \pm 0.4 \pm 0.6$	$2.4 \pm 0.5 \pm 0.4$ ^b	—
$K^{*-} e^+ \nu_e$	$1.5 \pm 0.3 \pm 0.3$	$1.9 \pm 0.6 \pm 0.5$	—	$3.9 \pm 1.0 \pm 0.4$
$(K\pi)_{NR}^- e^+ \nu_e$	$2.3 \pm 0.4 \pm 1.2$	—	$0.3 \pm 0.2 \pm 0.2$	

	Diese Messung	CLEO [19]	E691 [20]
$\frac{Br(D^0 \rightarrow K^{*-} e^+ \nu_e)}{Br(D^0 \rightarrow K^- e^+ \nu_e)}$	$0.47 \pm 0.11 \pm 0.09$	$0.51 \pm 0.18 \pm 0.06$	$0.45 \pm 0.09 \pm 0.07$ ^c

^a Alle Angaben in der oberen Tabelle in Prozent.

^b Messung von E653 [23].

^c Hier wurde das Verhältnis $\Gamma(D^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} e^+ \nu_e) / \Gamma(D^0 \rightarrow K^- e^+ \nu_e)$ gemessen. Bei Messung von $\Gamma(D^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} e^+ \nu_e) / \Gamma(D^+ \rightarrow \bar{K}^0 e^+ \nu_e)$ erhält ein neueres E691-Experiment 0.62 ± 0.13 [22].

Tabelle 6.1: Ergebnisse dieser und anderer Messungen. Die Verzweigungsverhältnisse der anderen Kollaborationen sind mit dem Wert $Br(D^0 \rightarrow K^- \pi^+) = 4.2 \pm 0.4 \pm 0.4\%$ der Mark III Kollaboration berechnet worden und müssen zum direkten Vergleich mit einem Faktor 0.88 skaliert werden.

Bis auf den nichtresonanten Zerfall, den das E691-Experiment praktisch überhaupt nicht gesehen hat, stimmen die Ergebnisse dieser Arbeit mit den Messungen der anderen Kollaborationen innerhalb der Fehler überein. Besonders wichtig ist natürlich das in

der unteren Tabelle angegebene Verhältnis $R_{K^*/K}$, das mit kleinem Fehler die früheren Messungen gut bestätigt, nicht jedoch die meisten theoretischen Modelle mit $R_{K^*/K} \approx 1$.

Bei Verwendung von $Br(D^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu) = (0.4 \pm 0.2)\%$ [14] ergibt sich als Summe der exklusiven semielektronischen Kanäle

$$\sum Br(D^0 \rightarrow X^- e^+ \nu_e) = (7.5 \pm 0.5 \pm 1.4)\%$$

in guter Übereinstimmung mit dem Mark III-Resultat von $Br(D^0 \rightarrow X e^+) = (6.8 \pm 1.1)\%$ ([14], hier ist die Skalierung auf den in dieser Arbeit benutzten Wert des $K^- \pi^+$ -Verzweigungsverhältnisses von $(3.71 \pm 0.25)\%$ schon durchgeführt).

Mit der D^0 -Lebensdauer von $\tau = (4.21 \pm 0.10) \cdot 10^{-13}$ s [14] erhält man die Zerfallsbreite

$$\Gamma(D^0 \rightarrow K^- e^+ \nu_e) = (7.8 \pm 0.5 \pm 1.4) \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}. \quad (6.1)$$

Aus der Theorie ergibt sich

$$d\Gamma = \frac{G^2}{8\pi^3} |V_{cs}|^2 |f_+(q^2)|^2 m_D [E_K^2 - m_K^2 - (m_D - E_K - 2E_e)^2] dE_K dE_e$$

und mit Monopoldominanz des niedrigsten Pols der Masse $m_{Pol} = m_D; = 2.11$ GeV:

$$\Gamma(D^0 \rightarrow K^- e^+ \nu_e) = |V_{cs}|^2 |f_+(0)|^2 (1.53 \cdot 10^{11}) \text{ s}^{-1}$$

Damit hat man die Möglichkeit, entweder $|V_{cs}|$ oder $|f_+(0)|$ aus Daten des jeweils anderen Wertes zu berechnen. Bei Annahme von $|f_+(0)| = 0.76$ [4] erhält man

$$|V_{cs}| = 0.94 \pm 0.03 \pm 0.08, \quad (6.2)$$

bei Verwendung von $|V_{cs}| = 0.975$ [14] ergibt sich

$$|f_+(0)| = 0.73 \pm 0.02 \pm 0.07. \quad (6.3)$$

Anhang A

Untersuchung von m_ν^2

Die Analyse der Δm -Verteilung ist (natürlich) nicht die einzige Möglichkeit zur Untersuchung der semileptonischen Zerfälle. Eine andere gute Methode ist die Rekonstruktion des Quadrates der Neutrinomasse

$$m_\nu^2 = (p_{D^0} - p_{K^-} - p_{e^+})^2 \quad (p_{D^0}, p_{K^-}, p_{e^+} : \text{Viererrimpulse}) \quad (A.1)$$

Das Problem ist der unbekannte D^0 -Impuls. Zu seiner näherungsweise Ermittlung kann man wieder die geringe Massendifferenz zwischen dem D^{*+} -Meson und seinen Zerfallsprodukten D^0 und π^+ ausnutzen: Es wird angenommen, daß sich sowohl das D^0 - als auch das π^+ -Meson mit der gleichen Geschwindigkeit wie das D^{*+} -Meson bewegen, d.h. keinen Impuls vom Zerfall übernehmen. Dann läßt sich der D^0 -Impuls einfach aus dem gemessenen Impuls des π^+ berechnen:

$$\vec{p}_{D^0} = \frac{m_{D^0}}{m_{\pi^+}} \cdot \vec{p}_{\pi^+}$$

Mit Hilfe des so erhaltenen D^0 -Impulses läßt sich aus den anderen gemessenen Impulsen das Neutrino-Massenquadrat berechnen.

Die gemessene m_ν^2 -Verteilung zeigt *Abb.A.1.* (Es wurden die gleichen Schnitte wie in der $(D^0 \rightarrow K^- e^+ \nu)$ -Analyse verwendet.) Wie zu erwarten war, ist m_ν^2 um 0 verteilt. Gegenüber den "falschen" Ladungskombinationen π^-, K^-, e^+ (schraffiert) ist — wie in *Abb.4.7* — ein schönes Signal zu sehen. Der Peak wurde mit einer einfachen Gaußverteilung angepaßt, die sich aus der Monte Carlo-Simulation ergab. Der kombinatorische Untergrund wurde wieder mit einem Polynom 3. Grades mit freien Parametern gefittet. Die Anzahl der so erhaltenen Signaleinträge ist

$$N_{Signal} = 935.2 \pm 43.1 \pm 46.0.$$

Dieser Wert ist etwa 5% kleiner als der in Kapitel 4 bestimmte, liegt aber noch innerhalb der Grenzen des systematischen Fehlers.

In [19] von der CLEO Kollaboration wird ebenfalls die Verteilung des Neutrinomassenquadrates zur Analyse benutzt. Der Impuls des D^0 -Mesons wird jedoch auf eine

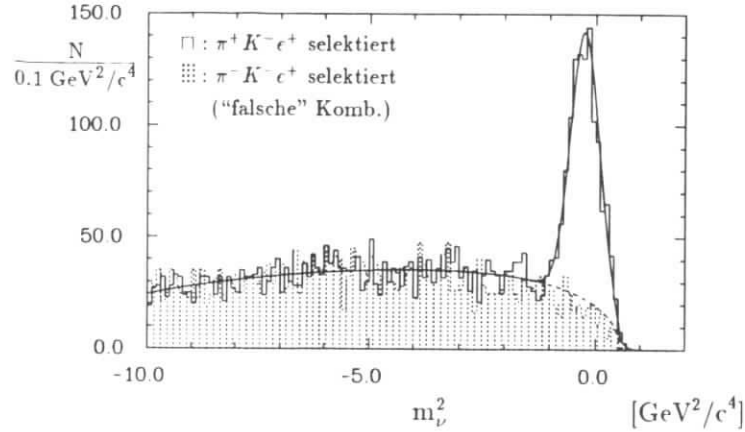


Abbildung A.1: Verteilung von m_ν^2 mit Fit.

andere Weise angenähert: Es wird angenommen, daß sich das D^{*+} -Meson längs der Jet-Achse bewegt. Der D^0 -Impuls kann so ebenfalls aus dem gemessenen Impuls des π^+ berechnet werden. Da dabei allerdings — aufgrund einer Lorentztransformation vom D^{*+} -Ruhezustand ins Laborsystem — eine quadratische Gleichung zu lösen ist, die nicht immer eine reelle Lösung besitzt, ist die Akzeptanz bei dieser Methode erheblich kleiner. Daher ist der statistische Fehler der Messung [19] trotz höherer Luminosität der verwendeten Daten etwas größer als in dieser Arbeit (s. Tab.6.1).

Anhang B

Untersuchung von $D^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu_e$

Der Cabibbo-unterdrückte Zerfall $D^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu_e$ wurde in dieser Arbeit mit zwei verschiedenen Methoden untersucht. Leider führte keine dieser Methoden zum Erfolg. Trotzdem seien sie hier kurz geschildert.

Das Problem bei der Untersuchung dieses Zerfalls ist natürlich die geringe Zahl der Zerfälle, hinzu kommt der Untergrund aus als Pionen fehlidentifizierten Kaonen des etwa zehnfach häufiger stattfindenden Zerfalls $D^0 \rightarrow K^- e^+ \nu_e$. Um diesen Untergrund zu unterdrücken, kann man einen kombinierten Likelihood-Impuls-Schnitt machen: Bei einer Pion-Likelihood von

$$L_\pi > 80\% \quad (\text{B.1})$$

und einem geforderten Pion-Impuls von

$$p(\pi^-) < 1.0 \text{ GeV} \quad (\text{B.2})$$

ist die Fehlidentifikationsrate von Kaonen so gering, daß man einen akzeptablen Untergrund hätte. Leider werden solche hohen Schnitte in der Likelihood von der Monte Carlo-Simulation nicht korrekt wiedergegeben. So wurde das Verzweungsverhältnis des Cabibbo-unterdrückten Zerfalls als mehr als halb so groß als das des Cabibbo-erlaubten Zerfalls gefunden. Wegen dieses offensichtlich verkehrten Ergebnisses wurde diese Methode nicht weiterverfolgt.

Eine andere Möglichkeit zur Unterscheidung des Cabibbo-unterdrückten vom Cabibbo-erlaubten Zerfall ist die absichtliche Fehlidentifikation des Pions als Kaon. Dadurch erhält das Spektrum der invarianten "Kaon"-Elektron-Masse $m(K^- e^+)$ einen Ausläufer mit $m(K^- e^+) > m_{D^0} = 1.865 \text{ GeV}$. Bei einem entsprechenden Schnitt

$$m(K^- e^+) > 1.9 \text{ GeV} \quad (\text{B.3})$$

kann man alle Cabibbo-erlaubten Zerfälle unterdrücken. (Der Schnitt (B.3) ist etwas höher als die D^0 -Masse, da so Fakes aus dem hadronischen Zerfall $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ vermieden werden.) Man behält so 6 gemessene Zerfälle übrig. Da aber der Untergrund beim Schnitt (B.3) hauptsächlich unter dem Δm -Signal liegt, kann er — vor allem bei so wenig gemessenen Zerfällen — praktisch nicht bestimmt werden. Diese Methode wurde daher auch fallengelassen.

Anhang C

Messung der Massen- und Impulsspektren

C.1 Messung des $p(K^-e^+)$ -Spektrums

Zur Messung des Impulsspektrums des Kaon-Elektron-Systems beim Zerfall $D^0 \rightarrow K^-e^+\nu$ wurden statt des Schnittes (4.2) viele kleine Schnitte auf $p(K^-e^+)$ -Intervalle von 0.2 GeV verwendet. Die daraus resultierenden Δm -Verteilungen zeigt Abb.C.1.

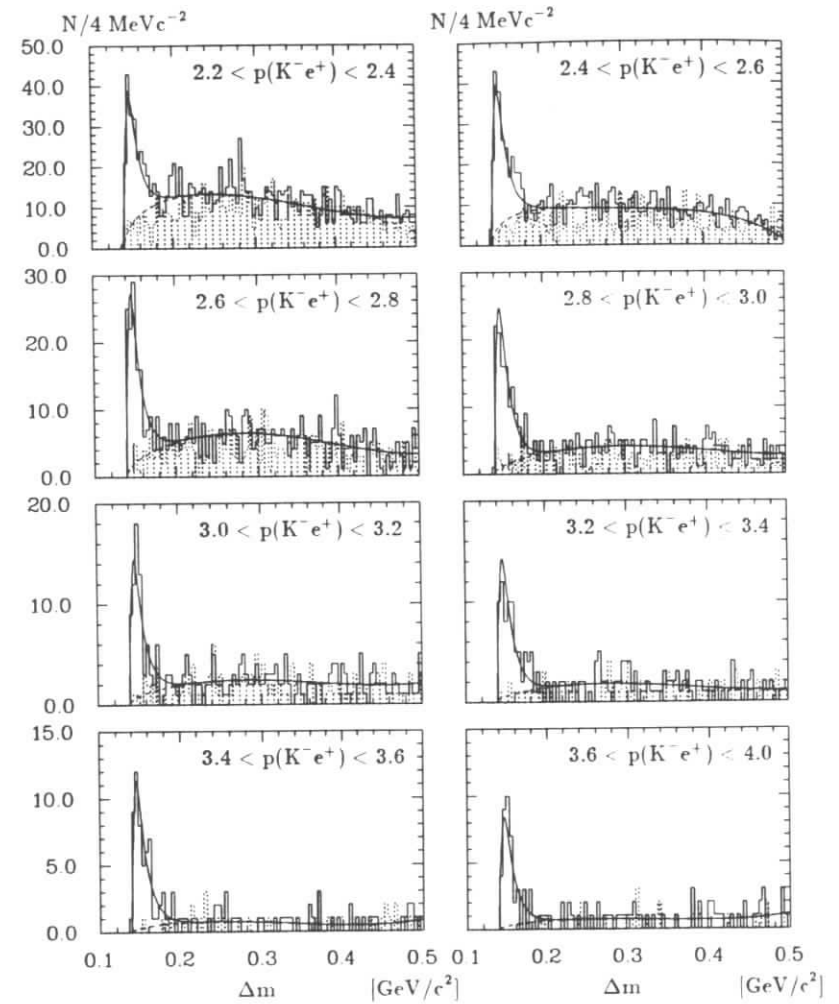
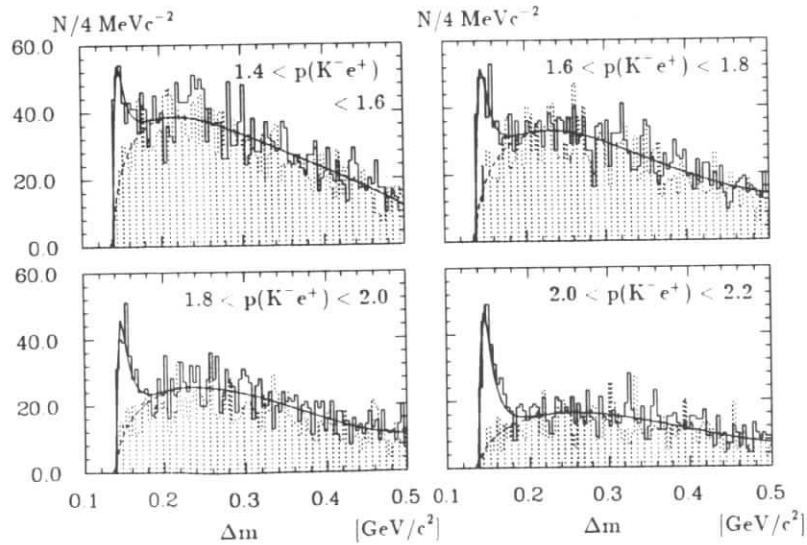


Abbildung C.1: Ermittlung des $p(K^-e^+)$ -Spektrums aus den Daten (schraffiert: "falsche" Ladungskombinationen).

Sie wurden mit der auch sonst verwendeten Funktion für das Signal sowie einem Polynom 3. Grades mit freien Parametern für den Untergrund gefittet. Der statistische Fehler ergibt sich aus dem Ergebnis des Fits, als systematischer wurde wie immer 10% des Untergrunds unter dem Signal angenommen. Die Ergebnisse sind in Tab C.1 zusammengestellt. bzw.

$p(K^- e^+)$ -Intervall	Einträge
$1.4 < p(K^- e^+) < 1.6$	$173.2 \pm 21.8 \pm 44.3$
$1.6 < p(K^- e^+) < 1.8$	$179.2 \pm 21.0 \pm 36.2$
$1.8 < p(K^- e^+) < 2.0$	$171.6 \pm 19.2 \pm 26.2$
$2.0 < p(K^- e^+) < 2.2$	$193.2 \pm 18.5 \pm 16.1$
$2.2 < p(K^- e^+) < 2.4$	$160.5 \pm 17.2 \pm 13.6$
$2.4 < p(K^- e^+) < 2.6$	$167.4 \pm 16.6 \pm 10.5$
$2.6 < p(K^- e^+) < 2.8$	$120.5 \pm 12.4 \pm 6.3$
$2.8 < p(K^- e^+) < 3.0$	$111.8 \pm 11.8 \pm 3.0$
$3.0 < p(K^- e^+) < 3.2$	$65.0 \pm 8.9 \pm 1.9$
$3.2 < p(K^- e^+) < 3.4$	$64.9 \pm 9.0 \pm 1.4$
$3.4 < p(K^- e^+) < 3.6$	$52.3 \pm 7.8 \pm 0.7$
$3.6 < p(K^- e^+) < 4.0$	$38.6 \pm 6.7 \pm 0.7$

Tabelle C.1: Ergebnisse der Fits an die $p(K^- e^+)$ -unterteilten Daten.

Für $p(K^- e^+) > 2.0$ GeV ergeben sich insgesamt 974.2 Einträge in guter Übereinstimmung mit dem Resultat (4.7) von $986.1 \pm 37.3 \pm 55.3$ Ereignissen. (Dort sind allerdings die Fakes [ca. 17 Einträge] schon abgezogen!)

In Abb. C.2 sind die Werte aus Tab. C.1 mit Monte Carlo-Spektren des Kaon-Elektron-Impulses verglichen. Dabei wurden die in Abb. 3.3 dargestellten Fragmentationsfunktionen zur Generierung der Monte Carlo-Ereignisse verwendet. Die Übereinstimmung mit den Daten ist im Fall der in dieser Arbeit benutzten Lund-Fragmentationsfunktion mit $\alpha = \beta = 1.0$ erheblich besser als im Fall $\alpha = 1.0, \beta = 0.7$. Durch den Schnitt (4.2) im Kaon-Elektron-Impuls ergeben sich bei Benutzung der beiden Fragmentationsfunktionen Akzeptanzunterschiede von 11.7%. Damit und mit Hilfe der Abb. C.2 wurde der systematische Fehler der Monte Carlo-Simulation zu $\pm 8\%$ abgeschätzt.

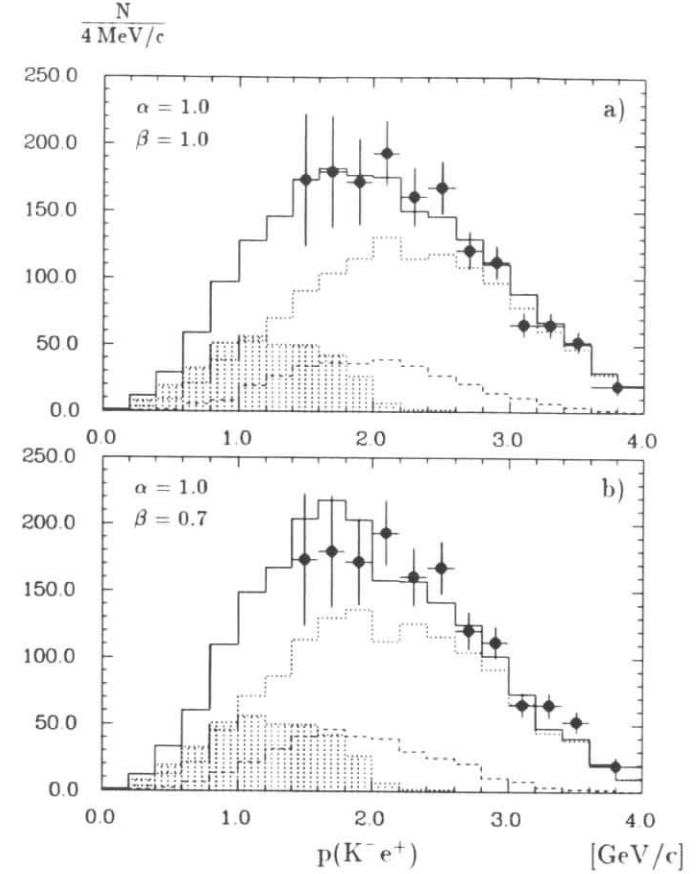


Abbildung C.2: Vergleich des $p(K^- e^+)$ -Spektrums der Daten mit der Monte Carlo-Simulation mit verschiedenen Lund-Fragmentationsfunktionen (3.4).

- + : Aus ($D^0 \rightarrow K e \nu$)-Daten gewonnene Verteilung.
- - : Monte Carlo-Verteilung von $D^0 \rightarrow K e \nu$ und $D^0 \rightarrow \pi e \nu$.
- · · : Monte Carlo-Verteilung von $D^0 \rightarrow (K \pi) e \nu$.
- # : Monte Carlo-Verteilung von $D^0 \rightarrow K e \nu$ aus $\Upsilon(4S)$.
- · - : Monte Carlo-Verteilung von $D^0 \rightarrow X e \nu$.

C.2 Messung des $m(K^-e^+)$ -Spektrums

Hier wurde analog zur $p(K^-e^+)$ -Messung verfahren: Statt des Schnitts (4.3) auf die invariante Kaon-Elektron-Masse wurden die Daten im Bereich $0.9 \text{ GeV} < m(K^-e^+) < 1.9 \text{ GeV}$ in $m(K^-e^+)$ -Intervalle von 0.1 GeV unterteilt. Die entsprechenden Δm -Verteilungen zeigt Abb. C.3.

Da die Form des Δm -Signals bei verschiedenen $m(K^-e^+)$ -Intervallen nicht gleich ist, wurden unterschiedliche Methoden zur Analyse angewendet: Die Peaks der ersten beiden Verteilungen ($0.9 \text{ GeV} < m(K^-e^+) < 1.1 \text{ GeV}$) wurden mit einer Funktion (Gaußverteilung \times Quadratwurzel) mit freien Parametern gefittet. Der Untergrund wurde in der üblichen Weise ebenfalls mit freien Parametern angepaßt. Der statistische Fehler folgt dabei aus der Fitprozedur, der systematische Fehler wurde zu $\pm 10\%$ des Untergrundes unter dem Signal ($\Delta m < 0.2 \text{ GeV}$) angenommen. Im Bereich zwischen 1.1 GeV und 1.5 GeV wurde nur der Untergrund außerhalb des Signalbereichs gefittet, die Signaleinträge wurden dann durch Subtraktion des Untergrunds ermittelt. Bei größeren Massen wurden die Einträge einfach abgezählt und der Untergrund visuell abgeschätzt. Die Ergebnisse sind in Tab. C.2 aufgeführt.

$m(K^-e^+)$ -Intervall	Einträge
$0.5 < m(K^-e^+) < 0.9$	203.5 ± 82.2
$0.9 < m(K^-e^+) < 1.0$	$123.3 \pm 18.6 \pm 7.8$
$1.0 < m(K^-e^+) < 1.1$	$132.2 \pm 16.5 \pm 8.8$
$1.1 < m(K^-e^+) < 1.2$	$160.2 \pm 15.0 \pm 6.4$
$1.2 < m(K^-e^+) < 1.3$	$149.1 \pm 14.1 \pm 5.0$
$1.3 < m(K^-e^+) < 1.4$	$164.8 \pm 13.9 \pm 2.7$
$1.4 < m(K^-e^+) < 1.5$	$150.5 \pm 13.1 \pm 2.0$
$1.5 < m(K^-e^+) < 1.6$	$107.0 \pm 10.9 \pm 1.1$
$1.6 < m(K^-e^+) < 1.7$	$70.0 \pm 8.8 \pm 0.8$
$1.7 < m(K^-e^+) < 1.8$	$26.0 \pm 5.7 \pm 0.6$
$1.8 < m(K^-e^+) < 1.9$	$12.0 \pm 3.9 \pm 0.3$

Tabelle C.2: Ergebnisse der Fits an die $m(K^-e^+)$ -unterteilten Daten.

Die Summation der Werte mit $m(K^-e^+) > 1.0$ ergibt 971.8 Einträge, wieder in guter Bestätigung von (4.7).

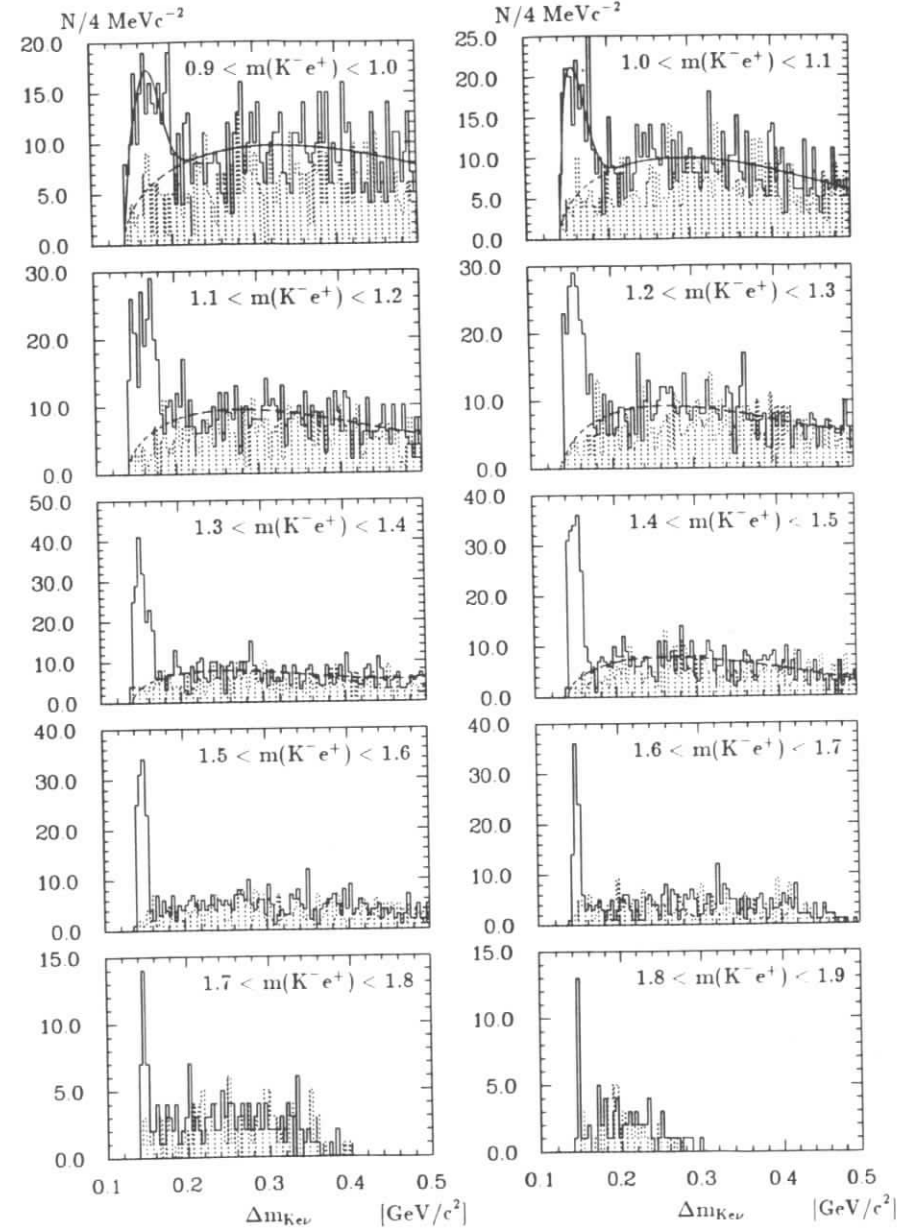


Abbildung C.3: Ermittlung des $m(K^-e^+)$ -Spektrums aus den Daten (schraffiert: "falsche" Ladungskombinationen).

Danksagung

Für die hervorragende Betreuung und viele wichtige Ideen bedanke ich mich bei Alex Nippe: Ohne ihn säße ich vermutlich heute noch an den ersten Analyseschritten.

Herrn Schröder und Herrn Schmidt-Parzefall danke ich für die Auswahl des Themas und die Betreuung in der Endphase der Arbeit. Thorsten Oest machte mir die Theorie verständlicher und wies mich auf mehrere Feinheiten hin.

Oliver konnte man nahezu unbegrenzt mit Computerfragen löchern. Ihm sowie Olaf, Bernhard, Hartmut, Kirsten, Thorsten und Rüdiger danke ich für die prima Arbeitsatmosphäre, sowohl in der "Hütte", als auch im Gebäude 62. Außerdem sorgten sie mit diversen Vorträgen im Rahmen des Hüttenseminars für Weiterbildung auch außerhalb der Elementarteilchenphysik.

Abbildungsverzeichnis

1.1	Zuschauer-Diagramm des semileptonischen Zerfalls des D^0 -Mesons	7
1.2	Diagramm zur Erklärung der Poldominanz der Formfaktoren	9
1.3	Vorhersagen des modifizierten WBS-Modells	10
2.1	Das Beschleunigersystem und der Speicherring DORIS II	13
2.2	Der Detektor ARGUS	15
3.1	Die spezifische Ionisation dE/dx	24
3.2	m_0^2 für geladene Teilchen aus TOF-Messung	25
3.3	Spektren des skalierten D^{*+} -Impulses $x_p = p/p_{max}$	30
4.1	Monte Carlo-Verteilung von $\Delta m = m(\pi^+ K^- e^+) - m(K^- e^+)$	32
4.2	Δm -Spektrum bei verschiedenen Schnitten	33
4.3	$p(K^- e^+)$ -Spektren von Kontinuums- und $\Upsilon(4S)$ -Ereignissen	35
4.4	Verteilung von $\Delta m_{K_{el}}$ der fehlidentifizierten Hadronen	36
4.5	$m(K^- e^+)$ -Spektrum in der Monte Carlo-Simulation	37
4.6	Spektrum der invarianten Masse $m(K^- e^+)$ des Kaon-Elektron-Systems	38
4.7	Verteilung von $\Delta m_{K_{el}} = m(\pi^+ K^- e^+) - m(K^- e^+)$ in den Daten	39
4.8	Verteilung von $\Delta m_{K_{\mu\nu}} = m(\pi^+ K^- \mu^+) - m(K^- \mu^+)$ in den Daten	42
5.1	$m(K_S^0 \pi^- e^+)$ -Spektrum in der Monte Carlo-Simulation	46
5.2	Verteilung von $\Delta m_{K_S^0 \pi^- e^+ \nu} = m(\pi^+ K_S^0 \pi^- e^+) - m(K_S^0 \pi^- e^+)$	47
5.3	Verteilung von $m(K_S^0 \pi^-)$	47
5.4	Verteilung von $m(K_S^0)$	49
A.1	Verteilung von m_ν^2	54
C.1	Ermittlung des $p(K^- e^+)$ -Spektrums aus den Daten	57
C.2	Vergleich der $p(K^- e^+)$ -Spektren der Daten mit der Monte Carlo-Simulation	59
C.3	Ermittlung des $m(K^- e^+)$ -Spektrums aus den Daten	61

Tabellenverzeichnis

1.1	Vorhersagen der Zerfallsmodelle	12
2.1	Technische Daten der Hauptdriftkammer	16
2.2	Technische Daten der Vertexdriftkammer	17
2.3	Technische Daten der Myonkammern	18
4.1	Akzeptanzen bei der Analyse von $D^0 \rightarrow K^- e^+ \nu$	40
4.2	Anzahl der Signal- und Untergrundereignisse für $D^0 \rightarrow K^- e^+ \nu$	41
4.3	Akzeptanzen bei der Analyse von $D^0 \rightarrow K^- \mu^+ \nu$	43
4.4	Anzahl der Signal- und Untergrundereignisse für $D^0 \rightarrow K^- \mu^+ \nu$	43
5.1	Anzahl der Signal- und Untergrundereignisse im $m(K_S^0 \pi^-)$ -Signal	50
6.1	Ergebnisse dieser und anderer Messungen	51
C.1	Ergebnisse der Fits an die $p(K^- e^+)$ -unterteilten Daten	58
C.2	Ergebnisse der Fits an die $m(K^- e^+)$ -unterteilten Daten	60

Literaturverzeichnis

- [1] O.Nachtmann, *Elementarteilchenphysik, Phänomene und Konzepte*, Vieweg 1986
- [2] T.Oest, Dissertation, Univ. Hamburg, 1991, unveröffentlicht
- [3] J.Ellis, M.K.Gaillard und D.V.Nanopoulos, *On the Weak Decays of High-Mass Hadrons*, Nucl. Phys. **B100** (1975) 277.
D.Fakirov und B.Stech, *F- and D-Decays*, Nucl. Phys. **B133** (1978) 315.
- [4] M.Wirbel, B.Stech und M.Bauer, *Exclusive Semileptonic Decays of Heavy Mesons*, Z. Phys **C29** (1985) 637.
- [5] M.Bauer und M.Wirbel, *Formfaktor effects in exclusive D and B decays*, Z. Phys. **C42** (1989) 671.
- [6] N.Isgur, D.Scora, B.Grinstein und M.B.Wise, *Semileptonic B and D decays in the quark model*, Phys. Rev. **D39** (1989) 799.
D.Scora und N.Isgur, *Polarization in $\bar{B} \rightarrow D^* e^- \bar{\nu}_e$ and $D \rightarrow \bar{K}^* e^+ \nu_e$* , Phys. Rev. **D40** (1989) 1491.
- [7] V.Lubicz, G.Martinelli und C.T.Sachrajda, *First Calculation of $D^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} e^+ \nu^+$ in Lattice QCD*, Nucl. Phys. **B349** (1991) 598.
- [8] M.Crisafulli, G.Martinelli, V.J.Hill und C.T.Sachrajda, *A Lattice Study of Semileptonic Decays of D-Mesons*, Phys. Lett. **B223** (1989) 90.
- [9] M.Grabenstein, private Mitteilung.
- [10] P.Ball, V.M.Braun und H.G.Dosch, *Form Factors of Semileptonic D-Decays from QCD Sum Rules*, HD-THEP-91-16, zur Veröffentlichung in Phys. Rev. D.
- [11] H.Albrecht et al. (ARGUS Kollab.), *ARGUS: A Universal Detektor at DORIS II*, Nucl. Instr. and Methods **A275** (1989) 1.
- [12] H.Albrecht, *ARGUS Kinematical Analysis Language (KAL)*, März 1985, unveröffentlicht.
- [13] E.Bassler, *GEP - Graphical Editor Program*, DESY R02-81/02.
- [14] Particle Data Group, *Review of Particle Properties*, Phys. Lett. **B239** (1990).

- [15] H. Albrecht et al. (ARGUS Kollab.), *Inclusive Production of D^0 , D^+ and $D^*(2010)^+$ Mesons in B Decays and Nonresonant e^+e^- Annihilation at 10.6 GeV*, zur Veröffentlichung in *Z. Phys. C*.
- [16] G. Harder, Dissertation, Univ. Hamburg (1989), unveröffentlicht.
- [17] B. Andersson, G. Gustafson und B. Söderberg, *A General Model for Jet Fragmentation*, *Z. Phys. C* **20** (1983) 317.
- [18] G. Körner und A. Schuler, *Exclusive Semileptonic Heavy Meson Decays including Lepton Mass Effects*, DESY 89-122, MZ-TH/88-14, (1989).
- [19] G. Crawford et al. (CLEO Kollab.), *Measurement of the Ratio $Br(D^0 \rightarrow K^{*-}e^+\nu_e)/Br(D^0 \rightarrow K^-e^+\nu_e)$* , CLNS 91/1083, CLEO 91-4 (1991).
- [20] J.C. Anjos et al. (TPS Kollab.), *Experimental Study of the Semileptonic Decay $D^+ \rightarrow \bar{K}^{*0}e^+\nu_e$* , *Phys. Rev. Lett.* **62** (1989) 722.
J.C. Anjos et al. (TPS Kollab.), *Study of the Semileptonic Decay Mode $D^0 \rightarrow K^-e^+\nu_e$* , *Phys. Rev. Lett.* **62** (1989) 1587.
- [21] Z. Bai et al. (Mark III Kollab.), *Measurement of the Hadronic Structure of Semileptonic D^0 and D^+ Decays*, *Phys. Rev. Lett.* **66** (1991) 1011.
- [22] J.C. Anjos et al. (TPS Kollab.), *A Study of the Decay $D^+ \rightarrow \bar{K}^{*0}e^+\nu_e$* , FERMI-LAB-Pub-91/151 (1991), zur Veröffentlichung in *Phys. Rev. Lett.*
- [23] K. Kodama et al. (E653 Kollab.), *Measurement of the Relative Branching Fraction $\Gamma(D^0 \rightarrow K\mu\nu)/\Gamma(D^0 \rightarrow \mu X)$* , *Phys. Rev. Lett.* **66** (1991) 1819.

The ARGUS Collaboration

H. Albrecht, H. Ehrlichmann, T. Hamacher, A. Krüger, A. Nau, A. Nippe, M. Reidenbach, M. Schäfer, H. Schröder, H. D. Schulz, F. Seifow, R. Wurth
DESY, Hamburg, Germany

R. D. Appuhn, 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. Höltscher, W. Hofmann, B. Holzer, S. Khan, K. T. Knöpfle, J. Spengler
Maz-Planck-Institut für Kernphysik, Heidelberg, Germany

D. I. Britton⁴, C. E. K. Charlesworth⁵, K. W. Edwards⁶, H. Kapitzka⁶, 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. ReBing, S. Schael, M. Schmidtler, M. Schneider, 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 Oddelek za fiziko⁹, Univerza v Ljubljani, Ljubljana, Slovenia

H. I. Cronström, L. Jönsson
Institute of Physics¹⁰, University of Lund, Sweden

V. Balagura, M. Danilov, A. Droutskoy, B. Fominykh, A. Golutvin, I. Gorelov, F. Ratnikov, V. Lubimov, 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 054DQ51P.

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 051KA17P.

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

¹⁰ Supported by the Swedish Research Council.

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