

Interner Bericht
DESY F35-79/02
Dezember 1979

Eigentum der Property of	DESY	Bibliothek library
Zugang: Accessions:	2 1. JAN. 1980	
Leihfrist: Loan period:	7	Tage days

MESSUNG DES SEMILEPTONISCHEN ZERFALLS VON MESONEN MIT CHARM
AM ELEKTRON-POSITRON-SPEICHERRING DORIS

von

Oswald Römer

411

"DIE VERANTWORTUNG FÜR DEN INHALT
DIESES INTERNEN BERICHTEES LIEGT
AUSSCHLIESSLICH BEIM VERFASSEN."

Messung des semileptonischen Zerfalls von Mesonen mit Charm
am Elektron-Positron-Speicherring DORIS

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von
Oswald R ö m e r
aus Königshagen

Hamburg
1979

Gutachter der Dissertation : Prof. Dr. P. Schmüser
Prof. Dr. P. Söding

Gutachter der Disputation : Prof. Dr. E. Lohmann
Prof. Dr. P. Schmüser

Datum der Disputation : 14.12.79

Sprecher des
Fachbereichs Physik und
Vorsitzender des
Promotionsausschusses : Prof. Dr. H. Lehmann

I. Einleitung

Die Entdeckung der schmalen Resonanz J/ψ (3.1 GeV) in Proton-Beryllium-Stößen bei BNL / 1 / und in der e+ e- - Vernichtung bei SLAC / 2 / brachte im Jahre 1974 den ersten experimentellen Hinweis auf die neue hadronische Quantenzahl Charm.

Die Beobachtung von Kaskadenzerfällen der ersten radialen Anregung ψ' (3.7 GeV) / 3 / über Zwischenzustände P_c / X / 4, 5 / in die J/ψ -Resonanz führte zum 'Charmonium-Modell' / 6, 7 /, in dem die Resonanzen gebundene Charm-Anticharm-Zustände (c c̄) sind, die die additive Quantenzahl Charm 'verborgen' tragen.

Für die Suche nach Hadronen mit Charm [C= ±1] wurde das Doppelarmspektrometer DASP / 8 / der DESY-Speicherringe DORIS / 9 / im Frühjahr 1976 durch den Einbau von Cerenkovzählern / 10 / für eine gute Elektron-Hadron-Unterscheidung erweitert. Damit war es im Juli 1976 zum ersten Male möglich, den semileptonischen Zerfall von Charm-Hadronen über die Beobachtung von Ereignissen mit gemischten Elektron-Hadron-Endzuständen (e+ X) nachzuweisen, die oberhalb des schwellenartigen Anstiegs des totalen hadronischen Wirkungsquerschnittes um $\sqrt{s} = 4 \text{ GeV}$ erzeugt werden / 11 /.

Eine zum semileptonischen Charm-Zerfall auftretende Konkurrenzreaktion ist der Zerfall des neuen schweren Leptons τ / 14 /. Eine Trennung beider Prozesse wird aufgrund der verschiedenen Topologien der Endzustände durchgeführt. Der Nachweis des schweren Leptons wird anhand der Ereignis-klasse mit einem Elektron und einem Hadron ausführlich in Ref. / 15 / diskutiert.

Ereignisse mit einem Elektron und mindestens zwei weiteren nachgewiesenen geladenen Teilchen (≥ 1 Hadron) werden zu mehr als 80 % dem Zerfall von Teilchen mit Charm zugeordnet. Die Analyse dieser Ereignis-klasse wird in dieser Arbeit vorgestellt und gibt Aufschluss über das semileptonische Verzweigungsverhältnis von Hadronen mit Charm.

Die Form des Impulsspektrums der nachgewiesenen Elektronen gibt Hinweise auf die Art des für den Zerfall verantwortlichen schwachen hadronischen Stromes.

Die Messungen wurden in der Zeit von April 1976 bis August 1977 mit dem Doppelarmspektrometer DASP am e+ e- -Speicherring DORIS durchgeführt.

Ein Teil der Ergebnisse ist bereits veröffentlicht / 16, 11, 17 /.

II. Charm - eine Quantenzahl neuer Elementarteilchen

II.1 Charm als Forderung der Theorie

Zur Erklärung der bis zum Jahre 1974 bekannten Hadronen benötigte man im Rahmen des Quarkmodells von Gell-Mann und Zweig / 18 / die drei Quarktypen ('flavours') u (up), d (down) und s (strange). Danach sind Mesonen gebundene Quark-Antiquark-Zustände und die Baryonen bestehen aus 3 Quarks.

Nach den Erfolgen der SU(3)-Symmetrie führten Bjorken und Glashow im Jahre 1964 ein viertes Quark ein, um unter anderem eine Symmetrie zwischen den bis dahin bekannten Leptonen (e, ν_e, μ und ν_μ) und Quarks herzustellen / 19 /.

Konkret gefordert wurde das Charm-Quark c von Glashow, Iliopoulos und Maiani (GIM) im Jahre 1970, um das Nichtauftreten von neutralen Strömen zu erklären, bei denen die Quantenzahl 'strangeness' geändert wird / 20 /. Kurze Zeit später wurde gezeigt / 21 /, dass zur Vermeidung von sogenannten 'Dreiecksanomalien' / 22 / in Eichtheorien der schwachen Wechselwirkung ebenfalls ein viertes Quark notwendig ist.

Eine Theorie zur einheitlichen Beschreibung der elektromagnetischen und schwachen Wechselwirkung ist die Eichtheorie von Weinberg und Salam / 23 /. In ihr werden die elektromagnetischen und schwachen Prozesse der herkömmlichen Leptonen e, ν_e, μ und ν_μ durch den Austausch der Vektorbosonen γ, W+, W- und Z0 beschrieben. Die Leptonen sind dabei in linkshändigen Dubletts ('schwacher Isospin') und rechtshändigen Singulettis zusammengefasst. Den linkshändigen Dubletts

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix} \quad (1)$$

der Leptonen stehen in der Cabibbo-Theorie / 24 / der schwachen Wechselwirkung ein Dublett und ein Singulett linkshändiger Quarks gegenüber:

$$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} s' \end{pmatrix}$$

mit

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \end{pmatrix} \quad (2)$$

Der Cabibbo-Winkel θ wurde aus Messungen semileptonischer Zerfälle von Baryonen bestimmt zu $\sin \theta \approx 0.23 \pm 0.003$ bzw. $\theta = (13.3 \pm 0.17)^\circ / 25^\circ$.

Mit der Notation $\bar{q}_i \gamma_\mu (1 - \gamma_5) q_j = \bar{q}_i q_j$ ($q_{i,j}$: Leptonen und Quarks) hat der geladene schwache Strom die Gestalt:

$$J^{(+)} = \bar{\nu}_e e + \bar{\nu}_\mu \mu + \bar{u} (d \cos \theta + s \sin \theta) \quad (3)$$

Die (in renormierbaren Eichtheorien geforderte / 23 /) neutrale Komponente des schwachen Stromes hat die Form

$$J^{(0)} = \bar{\nu}_e \nu_e - \bar{e} e + \bar{\nu}_\mu \nu_\mu - \bar{\mu} \mu + \bar{u} u - \bar{d} d \cos \theta - \bar{s} s \sin \theta - \bar{s} d \sin \theta \cos \theta - \bar{d} s \sin \theta \cos \theta$$

und enthält somit Beiträge mit $|\Delta S| = 1$. Dies steht jedoch im Widerspruch zu den gemessenen Verzweigungsverhältnissen

$$\frac{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)}{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \text{alles})} = (9.1 \pm 1.8) \cdot 10^{-9}$$

und $\frac{\Gamma(K^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^-)}{\Gamma(K^+ \rightarrow \text{alles})} = (2.6 \pm 0.5) \cdot 10^{-7} \quad / 26 / (4)$

und würde eine grosse $(K_L^0 - K_S^0)$ -Massendifferenz erwarten lassen.

Auf der anderen Seite ist die Bedingung für das Verschwinden der sogenannten Dreiecksanomalien / 22 / in einer reinen (U-A)-Theorie / 21 /:

$$\sum_{\text{alle Fermionen}} q_i = 0, \quad q_i = \text{Ladungen der Leptonen und Quarks} \quad (5)$$

und kann allein durch die Existenz von 3 Quarks nicht erfüllt werden.

Eine elegante Lösung des Problems bringt die Einführung des vierten Quarks (Charm) mit der Ladung $+2/3$ [GIM-Mechanismus] / 20 /. Die vier linkshändigen Quarks u, d, s und c werden jetzt in Symmetrie zu (1) in zwei Dubletts zusammengefasst zu

$$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L \quad (6)$$

wobei d' und s' wieder Linearkombinationen der Quarkzustände d und s nach Gl. (2) sind.

Man sieht, dass mit der neuen Form des geladenen hadronischen Stromes

$$J_H^{(+)} = (\bar{u} \quad \bar{c}) \begin{pmatrix} d' \\ s' \end{pmatrix} = (\bar{u} d + \bar{c} s) \cos \theta + (\bar{u} s - \bar{c} d) \sin \theta \quad (7)$$

der neutrale hadronische Strom

$$J_H^{(0)} = \bar{u} u + \bar{c} c - \bar{d} d - \bar{s} s \quad (8)$$

invariant unter Drehungen des Cabibbo-Winkels ist und insbesondere keine $(|\Delta S| = 1)$ -Komponenten mehr enthält. Man sagt, der neutrale Strom sei 'flavour-erhaltend' bzw. 'diagonal in den flavours'.

Die theoretischen Verzweigungsverhältnisse für die Zerfälle $K_L^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ und $K^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^-$ verschwinden damit in der Näherung gleicher Quarkmassen $m_u = m_c$. Aus den gemessenen experimentellen Werten (4) lassen sich ungefähre Grenzen für die Masse des Charm-Quarks c angeben zu: $1 \text{ GeV} < m_c < 2 \text{ GeV} \quad / 27 /$.

Der geladene hadronische Strom (7) enthält zwei Teile. Der erste Teil beschreibt die sogenannten 'Cabibbo-bevorzugten' Übergänge $u \leftrightarrow d$ und $c \leftrightarrow s$, deren Amplituden proportional zu $\cos \theta$ sind. Die Übergänge $u \leftrightarrow s$ und $c \leftrightarrow d$ werden 'Cabibbo-unterdrückt' genannt und sind proportional zu $\sin \theta$. Mit $\theta \approx 13^\circ$ erwartet man also beim Zerfall von Teilchen, die ein Charm-Quark enthalten, nahezu immer Teilchen mit 'strangeness' (z.B. K-Mesonen).

Mit vier Quarks und vier Leptonen ist jetzt auch die Symmetrie zwischen Quarks und Leptonen hergestellt und unter Berücksichtigung des Quark-Freiheitsgrades 'colour' die Bedingung (5) erfüllt :

$$\sum_{\text{alle Fermionen}} Q_i = \sum_{\text{Leptonen}} Q_i + \sum_{\text{Quarks}} Q_i = [-2] + \left[3 \cdot \left(\frac{2}{3} - \frac{1}{3} - \frac{1}{3} + \frac{2}{3} \right) \right] = 0$$

Mit der Entdeckung des schweren Leptons τ / 14 / ist die Lepton-Hadron-Symmetrie zunächst wieder zerstört worden. Für die Wiederherstellung dieser Symmetrie sind weitere Quarks erforderlich / 28 / . für die es mit der Entdeckung der T und T' -Resonanzen / 29,30 / erste experimentelle Hinweise gibt.

Die Quantenzahlen der vier Quarks u, d, s und c sind in Tab.1 zusammengestellt. Die verallgemeinerte Gell-Mann-Nishijima Formel lautet mit der in Tab.1 angegebenen Notation

$$Q = I_3 + \frac{1}{2} Y + \frac{2}{3} C$$

Die bekannte SU(3) -Darstellung der herkömmlichen Hadronen wird unter Einbeziehung des Charm-Quarks zu einer SU(4) -Symmetrie erweitert. Die Mesonen sind dabei wieder aus $q \bar{q}$ - Paaren aufgebaut. Entsprechend den 16 möglichen $q \bar{q}$ - Kombinationen bilden die Mesonenmultipletts jetzt Hexadekupletts , in denen neben den SU(3) -Resonanzen mit $C = 0$ sechs Zustände (cq) mit der 'Charm-Ladung' $C=+1$, und ein Zustand mit 'verborgenem Charm' ($c\bar{c}$) auftreten

Abb. 1 zeigt die Darstellung der pseudoskalaren Mesonen ($J^P = 0^-$) im $I_3 - Y - C$ -Raum , ihr Quarkinhalt ist jeweils eingezeichnet. Die entsprechenden Vektormesonen ($J^P = 1^-$) , deren Charm-Mitglieder D^* und F^* genannt werden, können in einem zweiten Hexadekuplett zusammengefasst werden. Sie zerfallen über die starke (z.B. $D^* \rightarrow D \pi$) bzw. die elektromagnetische (z.B. $D^* \rightarrow D \gamma$) Wechselwirkung in die in Abb.1 gezeigten Zustände.

Tabelle 1 : Quantenzahlen der Quarks

Quarktyp (flavour)	u	d	s	c
Baryonenzahl	1/3	1/3	1/3	1/3
Spin	1/2	1/2	1/2	1/2
Ladung	2/3	-1/3	-1/3	2/3
Isospin	1	1/2	0	0
I_3	+1/2	-1/2	0	0
Strangeness	0	0	-1	0
Charm	0	0	0	+1
Hyperladung	1/3	1/3	-2/3	0

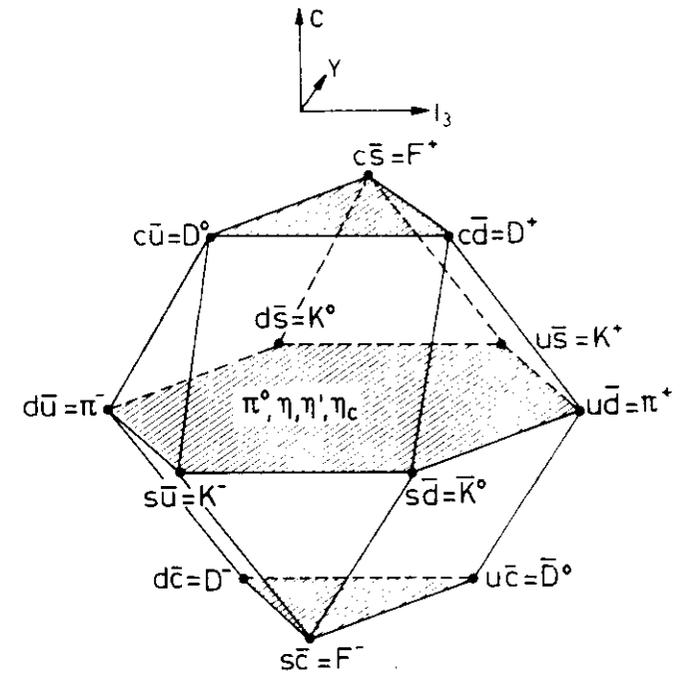


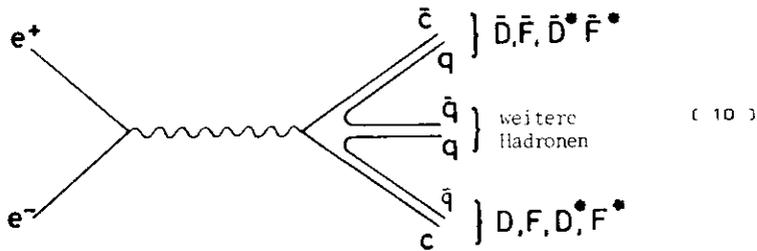
Abb. 1 - Multiplett der pseudoskalaren Mesonen

II.2 Beobachtung von Charm-Hadronen im Experiment

Den ersten direkten experimentellen Hinweis auf die Existenz eines vierten Quarks lieferte im Jahre 1974 die Entdeckung der schweren J/ψ (3.1 GeV) -Resonanz in Proton-Beryllium-Stössen bei BNL / 1 / und in der e^+e^- - Vernichtung bei SLAC / 2 /. Diese extrem schmale Resonanz ($\Gamma \approx 70$ keV) wurden als $c\bar{c}$ -Zustand des vorhergesagten Charm-Quarks c interpretiert / 6 /. Nach der Entdeckung der ersten radialen Anregung dieses Zustandes, der ψ' (3.7 GeV)-Resonanz, am Speicherring SPEAR (SLAC) / 3 / begann die 'Charmonium-Spektroskopie' / 7 / mit der Beobachtung von Zwischenzuständen P_c / X bei DESY / 4 / und bei SLAC / 5 /.

Die J/ψ und ψ' -Resonanzen sind Zustände mit 'verborgenem Charm'. Ihre Massen liegen unterhalb der Schwelle für die Erzeugung von Mesonen mit Charm ($C=\pm 1$). Zerfälle in Hadronen, die aus herkömmlichen Quarks aufgebaut sind, also keine Beimischung von c -Quarks des Anfangszustandes haben, sind nach der empirischen OZI-Regel / 31 / unterdrückt. Dies führt zu den sehr schmalen Zerfallsbreiten von J/ψ und ψ' .

Bei genügend hohen Schwerpunktsenergien werden Mesonenpaare mit Charm (D,F-Mesonen) gemäss folgendem Graphen erzeugt:



Da Charm eine unter starker und elektromagnetischer Wechselwirkung erhaltene Quantenzahl ist, zerfallen die D bzw. F - Mesonen nur über die schwache Wechselwirkung und haben somit eine kleine Zerfallsbreite.

Im Jahre 1976 gelang am Speicherring SPEAR der erste Nachweis von Mesonen mit Charm / 12 /. Das neutrale D^0 - Meson wurde als Signal in den Massenspektren der $K^-\pi^+$ und $K^-\pi^+\pi^-\pi^+$ - Kombinationen von Ereignissen bei Schwerpunktsenergien um 4 GeV gefunden. Die Beobachtung des D^+ - Zerfalls in der 'exotischen' Kombination $K^+\pi^+\pi^-$, und nicht in

der Kombination $K^+\pi^+\pi^-$, war ein ein klarer Hinweis, dass es sich bei den erzeugten Teilchen um einen neuen Typ handeln muss, da keine $q\bar{q}$ - Kombination herkömmlicher Quarks die Quantenzahlen dieses Zustandes haben kann. Inzwischen hat sich die ψ' (3.772)-Resonanz / 32 / als geeignete Quelle zur Untersuchung der D-Mesonen herausgestellt. Sie liegt nur etwa 40 MeV oberhalb der $D\bar{D}$ - Erzeugungsschwelle und zerfällt somit ausschliesslich in $D\bar{D}$ bzw. $D\bar{D}^*$, wobei die D's dann nahezu in Ruhe zerfallen.

Die Schwellen für die Erzeugung angeregter D^* - Mesonen und das F - Meson sind in Abb. 2 zusammen mit den resonanten Zuständen des Charmoniums / 30 / angegeben.

Die D^{*0} und D^{*+} - Mesonen konnten bei SLAC nachgewiesen werden / 12 /. Das F - Meson wurde zuerst mit dem DASP-Experiment über den Zerfall in χ -Mesonen beobachtet / 13 / und durch Hinweise des LGW - Experimentes bei SLAC auf den Zerfall $F \rightarrow K\bar{K}$ (in π) / 34,35 / bestätigt. Damit konnten bereits 3 Jahre nach den ersten Hinweisen auf die Existenz des Charm-Quarks die durch die $SU(4)$ -Symmetrie aufgespannten Hexadekupletts der pseudo-skalaren und vektoriellen Mesonen vervollständigt werden.

Die Massen der Charm-Mesonen sind in Tab.2 angegeben.

Tabelle 2
Massen der Charm-Mesonen / 40,13 /

Meson	Masse (MeV/c ²)
D^0	1863.3 ± 0.9
D^+	1868.3 ± 0.9
D^{*0}	2006.0 ± 1.5
D^{*+}	2008.6 ± 1.0
F^+	2030 ± 60
F^{*+}	2140 ± 60

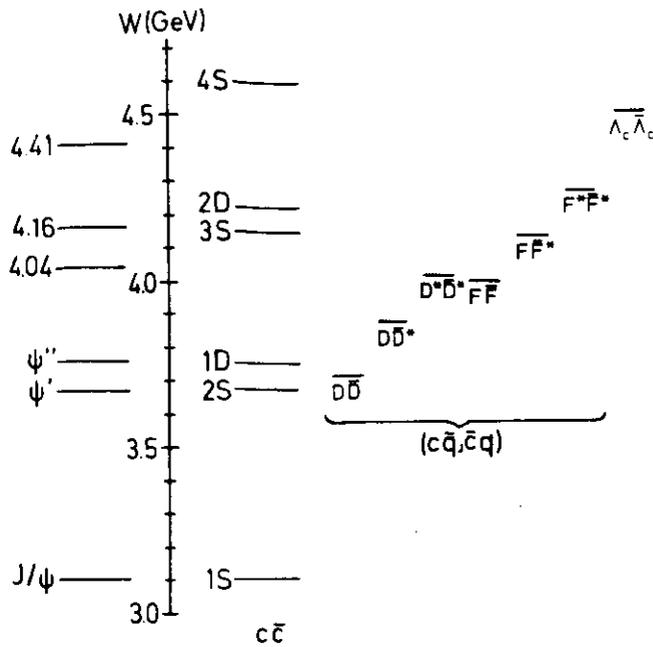


Abb. 2 - $(c \bar{q})$ -Zustände und Schwellen für $(c \bar{q})$ -Charm-Mesonen und Charm-Baryonen (nach /90/)

Hinweise auf Charm-Baryonen gibt es in Neutrino-induzierten Ereignissen aus Experimenten in Brookhaven und bei Fermilab sowie einem Photoproduktionsexperiment bei Fermilab / 36 /. Danach hat das leichteste beobachtete $1/2^+$ - Charm-Baryon C_c^+ (Λ_c^+) mit dem Quark-Inhalt (cud) eine Masse $m \approx 2.26 \text{ GeU}/c^2$. Für den C_c^{++} (Σ_c^{++}) - Zustand (cuu) wird eine Masse von $\approx 2.43 \text{ GeU}/c^2$ angegeben.

Das einzige Anzeichen für die Produktion von Charm-Baryonen in der e^+e^- - Vernichtung kommt von einem starken Anstieg des inklusiven \bar{p} , Λ und $\bar{\Lambda}$ - Wirkungsquerschnittes im Schwerpunktsenergiebereich zwischen 4.4 GeU und 5.0 GeU / 37,38 /.

In Abb. 3 ist der mit dem DASP-Detektor gemessene totale hadronische Wirkungsquerschnitt $R = \frac{\sigma_{had}}{\sigma_{\mu\mu}}$ für Schwerpunktsenergien zwischen 3.6 GeU und 5.2 GeU aufgetragen / 39 /. Der Beitrag des neuen schweren Leptons ζ zum totalen Wirkungsquerschnitt ist subtrahiert worden. Bei $E_{cm} = 3.6 \text{ GeU}$ ergibt sich $R = \frac{\sigma_{had}}{\sigma_{\mu\mu}} = 2.3 \pm 0.3$. R wächst dann über resonanzartige Strukturen bei 4.03 GeU, 4.13 GeU und 4.41 GeU auf einen relativ konstanten Wert $R = 4.3 \pm 0.5$ oberhalb von $E_{cm} = 4.55 \text{ GeU}$ an. Die ausgeprägten Strukturen oberhalb 4 GeU kommen dabei durch eine Überlagerung von höheren Charmonium-Resonanzen (3S_1 und 3D_1 -Zustände) und den Produktionsschwellen der Charm-Mesonen-Paare zustande. (vgl Abb. 2)

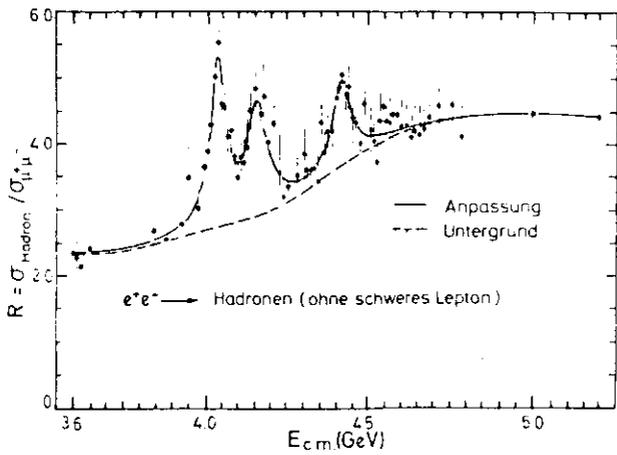


Abb. 3 - Totaler hadronischer Wirkungsquerschnitt (DASP /39/)

Ein Vergleich der mit dem SLAC-LBL-Detektor Mark I gemessenen inklusiven D-Mesonen- und Baryonen-Wirkungsquerschnitte / 37,40 / mit dem im gleichen Experiment gemessenen totalen Wirkungsquerschnitt / 41 / zeigt, dass der Anstieg oberhalb 4 GeU voll durch die Erzeugung und den Zerfall von Teilchen mit Charm erklärt werden kann / 35 /.

Eine Übersicht über die Produktion von Teilchen mit Charm in Hadron-Experimenten gibt Ref. / 109 /

Die Beobachtung von Di-Myon-Ereignissen in Neutrino-Experimenten wird ebenfalls mit der Erzeugung und dem semileptonischen Zerfall von Charm-Teilchen erklärt / 108,111 /.

Direkte Evidenz für die Erzeugung von D-Mesonen in Neutrino-induzierten Reaktionen wird in den Ref. / 110 / angegeben.

II.3 Einfache Abschätzung der leptonischen und semileptonischen Zerfallsraten

Charm ist eine unter starker und elektromagnetischer Wechselwirkung erhaltene Quantenzahl. Die leichtesten Charm-Hadronen können deshalb nur über die schwache Wechselwirkung zerfallen. Hier seien nur die möglichen leptonischen und semileptonischen Zerfälle der D- und F-Mesonen betrachtet. Dabei wird eine Abschätzung der Zerfallsraten in Analogie zu den Zerfällen herkömmlicher Hadronen versucht.

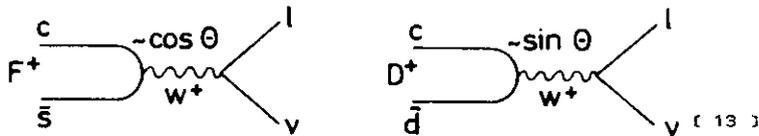
Aus der Form des geladenen hadronischen Stromes (7) folgen die Auswahlregeln für den 'Cabibbo-bevorzugten' Zerfall (Amplitude $\sim \cos \theta$):

$$\Delta C = \Delta S = \Delta Q = 1, \Delta I = 0 \quad (11)$$

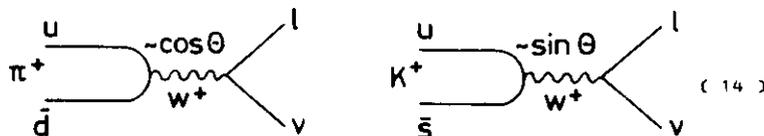
und für den 'Cabibbo-unterdrückten' Zerfall (Amplitude $\sim \sin \theta$):

$$\Delta C = \Delta Q, \Delta S = 0, \Delta I = 1/2 \quad (12)$$

Damit erwartet man die folgenden D^+ - und F^+ -Zerfälle in Leptonen l:



in Analogie zu



Die Zerfallsrate für ein pseudoskalar Meson P in den (1,0)-Endzustand ist / 42 /:

$$\Gamma(P \rightarrow l \bar{\nu}) = \frac{G^2 F_P^2}{8 \pi} \cdot \frac{m_l^2}{M_P^2} \cdot (M_P^2 - m_l^2)^2 \cdot \left(\frac{\cos^2 \theta}{\sin^2 \theta} \right) \quad (15)$$

G ist die Fermi-Kopplungskonstante, die Konstanten F_P werden Meson-Zerfallskonstanten genannt und sind in einer exakten SU(4)-Symmetrie gleich. M_P und m_l sind die Massen der Mesonen P (π, K, D, F) und Leptonen l (μ, e). Die Cabibbo-bevorzugten bzw. Cabibbo-unterdrückten Übergänge werden durch die Faktoren $\cos^2 \theta$ bzw. $\sin^2 \theta$ beschrieben. Mit den experimentellen Raten $\Gamma(\pi^+ \rightarrow \mu^+ \bar{\nu}_\mu) = 3.84 \cdot 10^{-7} \text{ s}^{-1} / 26 /$

und $\Gamma(K^+ \rightarrow \mu^+ \bar{\nu}_\mu) = 5.13 \cdot 10^{-7} \text{ s}^{-1} / 26 /$ erhält man mit $m_\pi = 2.03 \text{ GeV}/c^2$

und $m_D = 1.87 \text{ GeV}/c^2$ unter der einfachen Annahme $F_K = F_D = F_F$:

$$\Gamma(F^+ \rightarrow \mu^+ \bar{\nu}_\mu) = \Gamma(K^+ \rightarrow \mu^+ \bar{\nu}_\mu) \cdot \left(\frac{M_K}{M_F} \right)^3 \cdot \left(\frac{M_K^2 - m_\mu^2}{M_F^2 - m_\mu^2} \right)^2 = 4.3 \cdot 10^{-9} \text{ s}^{-1} \quad (16)$$

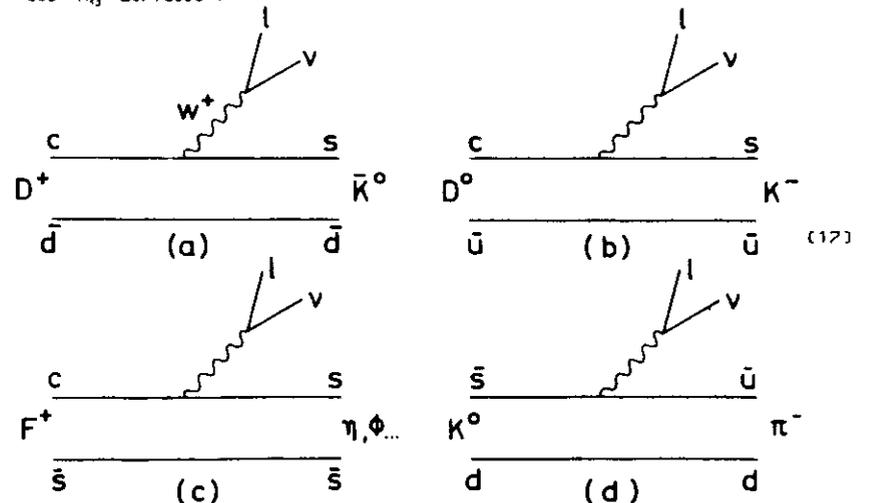
und $\Gamma(D^+ \rightarrow \mu^+ \bar{\nu}_\mu) = 2.1 \cdot 10^{-8} \text{ s}^{-1}$

Die wirklichen Werte können um einen Faktor 2 grösser sein, da man erwartet / 43,44 /, dass

$$|F_D| \approx |F_F| \approx |F_K| = 1.26 \cdot |F_\pi|$$

Die Zerfälle $F^+ \rightarrow e^+ \bar{\nu}_e$ und $D^+ \rightarrow e^+ \bar{\nu}_e$ sind relativ zu (16) um einen Faktor $(m_e / m_\mu)^2$ unterdrückt und deshalb vernachlässigbar.

Beispiele für die semileptonischen Dreikörper-Zerfälle der Charm-Mesonen zeigen die folgenden Graphen, zusammen mit einem analogen Graphen des K_L^0 -Zerfalls:



Unter der Annahme vergleichbaren Formfaktoren im D- und K-Zerfall erhält man z.B. / 43,44,45 / :

$$\Gamma(D^+ \rightarrow \bar{K}^0 l^+ \nu) / \Gamma(K^0 \rightarrow \pi^+ l^+ \nu) = \left(\frac{M_D}{M_K}\right)^5 \cdot \frac{f(x_D)}{f(x_K)} \cdot \cot^2 \theta \quad (18)$$

wobei $f(x) = 1 - 8x^2 + 8x^6 - x^8 - 12x^4 \ln x$, $x_D = M_K / M_D$
und $x_K = M_\pi / M_K$

Mit $\Gamma(K^0 \rightarrow \pi^+ e^+ \nu) \approx 7.5 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$ ergibt sich :

$$\Gamma(D^+ \rightarrow \bar{K}^0 l^+ \nu) \approx \Gamma(K^0 \rightarrow \pi^+ l^+ \nu) \approx 10^{11} \text{ s}^{-1} \quad (19)$$

Die Summe der $D_{\mu 3}$ und $D_{e 3}$ -Raten ist dann :

$$\Gamma(D \rightarrow \bar{K} \mu \bar{\nu}) + \Gamma(D \rightarrow \bar{K} e \bar{\nu}) = 2 \cdot 10^{11} \text{ s}^{-1} \quad (20)$$

Ähnliche Abschätzungen lassen sich für den semileptonischen Zerfall des F-Mesons machen und führen zu Zerfallsbreiten gleicher Grössenordnung / 44,46 /. Die dominierenden Zerfälle des F-Mesons sind :

- F \rightarrow η l ν
- F \rightarrow η' l ν
- F \rightarrow ϕ l ν

Der Zerfall F \rightarrow ω l ν ist durch die OZI-Regel / 31 / unterdrückt, da das ω -Meson nur eine geringe Beimischung von seltsamen Quarks hat

Für den Cabibbo-unterdrückten D-Zerfall erwartet man unter gewissen Annahmen über die Formfaktoren / 47 / :

$$\Gamma(D \rightarrow \pi^+ l^+ \bar{\nu}) / \Gamma(D \rightarrow K^+ l^+ \bar{\nu}) = 2 \cdot \tan^2 \theta \approx 0.1 \quad (21)$$

Da die Charm-Mesonen relativ grosse Massen haben, muss ebenfalls die Möglichkeit multihadronischer semileptonischer Zerfälle in Betracht gezogen werden, wie z.B. $D^0 \rightarrow K^- + (n \pi) + l^+ + \bar{\nu}$

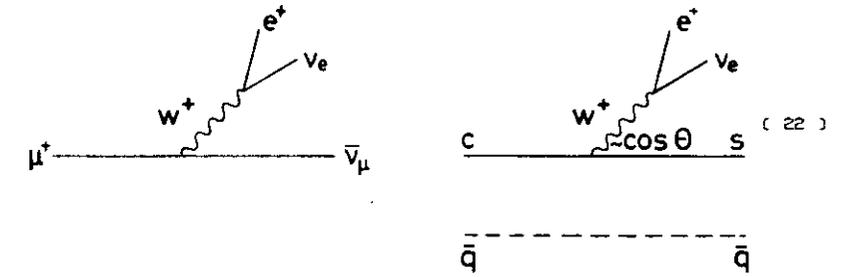
Die Amplitude für diesen Zerfall verschwindet jedoch, wenn eines der beteiligten Pionen 'weich' ist ('soft-pion-theorem') / 43 /

Die relative Stärke des resonanten $(K n \pi)$ -Zerfalls wie z.B. $D \rightarrow K^* e \bar{\nu}$ ist von mehreren Autoren /45,44,48,49/ abgeschätzt worden. Die Ergebnisse dieser Rechnungen werden in Kap. VII mit den in der vorliegenden Arbeit beschriebenen Messungen verglichen.

Als Ergebnis der bisherigen Betrachtungen erkennt man, dass die semileptonischen Zerfälle von Hadronen mit Charm gegenüber dem rein leptontischen Zerfall dominieren.

Eine einfache Abschätzung für die totale inklusive semileptonische Zerfallsrate $(D(F) \rightarrow l \bar{\nu} + \text{Hadronen})$ kann anhand eines Modells quasi-freier Quarks gegeben werden / 43 /. Dabei wird angenommen, dass Teilchen mit Charm aus einem (schweren) Charm-Quark c und einem herkömmlichen Quark \bar{q} ('Zuschauer-Quark') aufgebaut sind, die nahezu unabhängig voneinander sind. Damit kann der Fundamentalprozess $c \rightarrow s e \bar{\nu}$ in Analogie zum μ -Zerfall ($\mu \rightarrow e \bar{\nu}_e \nu_\mu$) behandelt werden.

Die vergleichbaren Graphen sind:

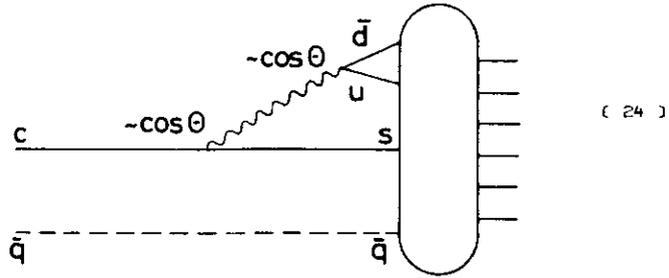


Man erhält für die Summe der Zerfälle in Elektronen und Myonen :

$$\Gamma(D(F) \rightarrow l \bar{\nu} + \text{Hadronen}) = \left(\frac{m_c}{m_\mu}\right)^5 \cdot \cos^2 \theta \cdot \Gamma(\mu \rightarrow e \bar{\nu}_e \nu_\mu) \approx 0.7 \cdot 10^{12} \text{ s}^{-1} \quad (23)$$

wobei für die Masse des Charm-Quarks $m_c = 1.6 \text{ GeV}/c^2$ verwendet wurde und $\Gamma(\mu \rightarrow e \bar{\nu}_e \nu_\mu) = 0.45 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$ / 26 / ist. Die gesamte semileptonische Zerfallsrate ist damit um ca. das 3-fache grösser als die gleichfalls einfache Abschätzung spezifischer exklusiver Zerfälle in (20).

Der nichtleptonische Zerfall von Charm-Mesonen wird in äquivalenter Weise beschrieben :



Nimmt man an, dass die Wahrscheinlichkeit zur Erzeugung stabiler Hadronen im Endzustand (angedeutet durch die Blase im obigen Diagramm) 100 % ist, erhält man

$$\Gamma(D(F) \rightarrow \text{Hadronen}) = 3 \cdot \left(\frac{m_c}{m_\mu}\right)^5 \cdot \cos^4 \theta \cdot \Gamma(\mu \rightarrow e \bar{\nu} \nu) \approx 10^{12} \text{ s}^{-1} \quad (25)$$

Mit dem Faktor 3 werden die 3 möglichen Farb-Zustände (colour) der (u d-bar) - Kombination erfasst.

Vernachlässigt man alle Zerfälle, die nicht mit $\Delta C = \Delta S$ gehen, so erwartet man aus dieser stark vereinfachten Abschätzung für das semileptonische Verzweigungsverhältnis von D(F)- Mesonen $B_e = B_\mu \approx 0.20$.

Auf der anderen Seite wird angenommen, dass der Mechanismus, der für die in Zerfällen von seltsamen Teilchen gefundenen Auswahlregel $\Delta I = 1/2$ verantwortlich ist, eine Erhöhung der nichtleptonischen Zerfallsrate verursacht / 27,50,51 /. Sollte ein ähnlicher Mechanismus für den Zerfall von Teilchen mit Charm wirken, so würden die hadronischen Zerfallsraten viel grösser sein als die semileptonische Zerfallsrate. Übernimmt man den aus nichtleptonischen Zerfällen herkömmlicher Hadronen gewonnenen 'Erhöhungsfaktor' von ungefähr 20, so ergibt sich für das semileptonische Verzweigungsverhältnis $B_e = B_\mu \approx 0.01 - 0.03$ in starkem Kontrast zu der obigen Abschätzung ohne 'Erhöhungsfaktor' / 52 /.

In einer Messung des semileptonischen Verzweigungsverhältnisses gewinnt man also auch eine indirekte Information über die hadronischen Zerfälle der Charm-Mesonen.

III. Beschreibung des Experimentes

III.1.1 DORIS / 9 /

Der Doppel - Ring - Speicher DORIS besteht aus zwei übereinander liegenden ovalen Strahlführungssystemen, in denen Elektronen und Positronen in zwei Vakuum-Strahlröhren unabhängig voneinander in entgegengesetzter Richtung umlaufen (Abb.4).

Die Teilchenstrahlen durchkreuzen sich in der Mitte der beiden geraden Strecken unter einem Winkel von 0.024 rad.

Durch Dipol-, Quadrupol- und Sextupolmagnete werden die Teilchen auf ihrer Sollbahn gehalten und an den Wechselwirkungspunkten (WNP) auf minimalen Strahlquerschnitt gebracht.

Elektronen und Positronen werden zeitlich hintereinander im Linearbeschleuniger (LINAC) vorbeschleunigt und erhalten im Synchrotron (DESY) die Injektionsenergie des Speicherringes. Nach dem Einschuss in DORIS ist dort eine Nachbeschleunigung auf Sollenergie möglich. Dies geschieht in Hochfrequenz-Beschleunigungsdriftkavitäten, in denen ebenfalls der Energieverlust durch Synchrotron-Strahlung (0.1 MeV / Umlauf bei $E = 2.0 \text{ GeV}$) ausgeglichen wird. Die Energie der gespeicherten Strahlen wird durch eine Kernresonanz-Anordnung im Feld eines Ablenkamagneten bestimmt (Genauigkeit $\approx 0.1 \%$). Für die Messung, die dieser Arbeit zugrunde liegt, wurde DORIS bei Strahlenergien von 1.8 GeV bis 2.6 GeV betrieben.

Von 480 möglichen Teilchenpaketen pro Strahl (ein Paket : ca. 3 cm lang) waren für den überwiegenden Teil der Messungen oberhalb 2 GeV für optimalen Betrieb nur 120 Pakete gespeichert. Bei einem Strahlrohr-Vakuum von $(2 - 8) \cdot 10^{-9}$ mbar und Strahlströmen von 150 mA bis 200 mA betrug die Lebensdauer der Strahlen ca. 5 bis 10 Stunden. Einige wichtige Speicherring-Parameter sind in Tab. 3 aufgelistet.

III.1.2 L u m i n o s i t ä t

Ein wichtiger Speicherring-Parameter ist die Luminosität L, die man kennen muss, um aus einer Zählrate N für eine Teilchenreaktion den Wirkungsquerschnitt zu berechnen gemäss

$$N = L \cdot \sigma \quad (26)$$

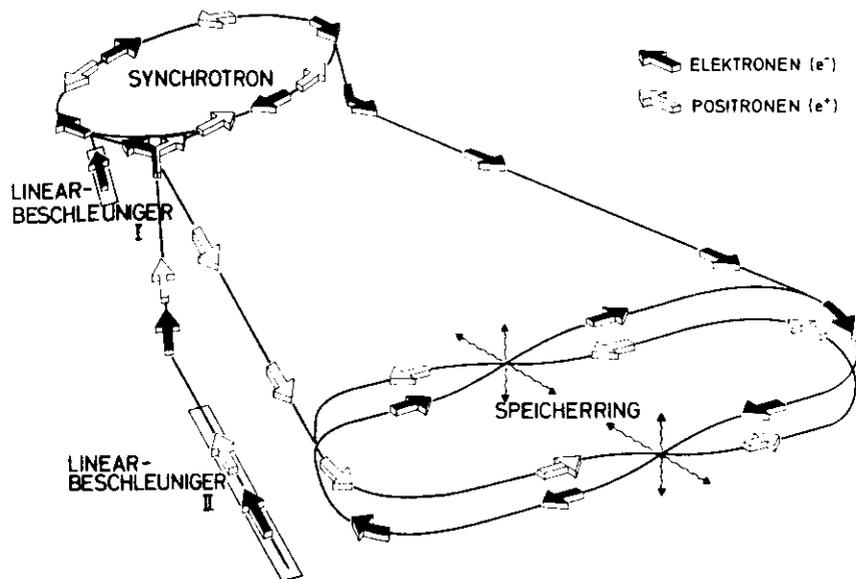


Abb. 4 - Beschleuniger- und Speicherringanlagen bei DESY

Tabelle 3

Maschinen-Parameter des Speicherringes DORIS / 9 /
(Doppelringbetrieb bis Herbst 1977)

Ringumfang	288 m	
mittlerer Halbkreis-Durchmesser	55 m	
Länge der geraden Strecken	55 m	
Bahnradius in den Ablenkmagneten	12.2 m	
Kreuzungswinkel	24 mrad	
Strahlquerschnitt am Wechselwirkungspunkt	Höhe 0.01 cm Breite 0.10 cm	(Standardabweichung)
Länge eines Teilchen-Paketes	ca. 3 cm	
Schwerpunksennergien	3 - 6 GeV	
Hochfrequenz	500 MHz	
Energieverschmierung pro Strahl		
Teilchenpakete pro Strahl	120 (max 480)	} $\sqrt{s} = 4 - 5 \text{ GeV}$
Strom pro Strahl	150 - 200 mA	
Lebensdauer der Strahlen	5 - 10 h	
Luminosität	$10^{20} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$	
Vakuum am Wechselwirkungspunkt	$(2 - 8) \cdot 10^{-11} \text{ mbar}$	

Es gilt / 53 / :

$$L = \frac{i_+ \cdot i_-}{e^2 \cdot F_{\text{eff}} \cdot f \cdot B} \quad (27)$$

- mit i_+, i_- = Strahlströme
- F_{eff} = effektiver Strahlquerschnitt
- f = Umlauffrequenz
- B = Zahl der Teilchenpakete
- e = Elementarladung

Die Luminosität lässt sich jedoch nach Gl. (27) nicht mit der erforderlichen Genauigkeit bestimmen, da die Kenntnis des Strahlquerschnittes zu ungenau ist. Für das Doppelspektrometer DASP wird daher die Luminosität über den Nachweis der Kleinwinkel-Bhabha-Streuung gemessen. Hierbei wird ausgenutzt, dass

- a) der Wirkungsquerschnitt nahe der Vorwärtsrichtung ($\approx 0.14 \text{ mrad}$) gross ist und somit hohe Zählraten ergibt und
- b) die Monitorrate im wesentlichen vom raumartigen Anteil des Wirkungsquerschnittes abhängt, welcher im Rahmen der QED hinreichend bekannt ist.

Der Luminositätsmonitor / 54 / (Abb. 5) besteht aus vier identischen Zählerteleskopen, die symmetrisch zum Wechselwirkungspunkt angeordnet sind. Jedes Teleskop besteht aus drei Szintillationszählern (U, K, G) und einem Blei-Szintillator-Schauerzähler (S).

Ein Bhabha-Ereignis ist definiert durch das gleichzeitige Ansprechen zweier kollinearier Teleskope, wobei durch Kombination von Szintillationszählern verschiedener Grösse (z. B. U, K, G, S; U, G, S, i, j) sichergestellt ist, dass Abweichungen von der Kollinearität aufgrund von Strahlungseffekten, der Strahldivergenz und der Vielfachstreuung nicht akzeptanzbestimmend sind.

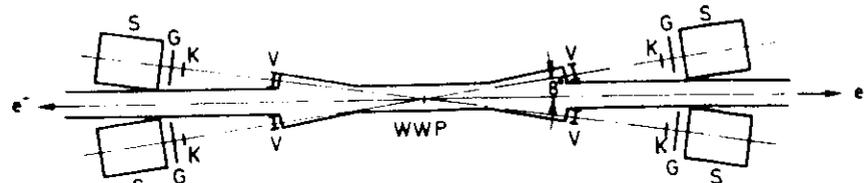


Abb. 5 - Luminositätsmonitor

Das Ansprechen der Luminositätsmonitor-Koinzidenz führt zu einem von anderen Ereignistriggern unabhängigen Triggersignal (vgl. III 3 1)

Für den DASP-Detektor wird aus dem differentiellen Bhabha-Wirkungsquerschnitt und der gemessenen Monitorrate N_M die Luminosität gemäss Gleichung (26) für die Strahlenergie E_B berechnet zu :

$$L \text{ (cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{)} = 2 \cdot 10^{30} \cdot \frac{E \text{ (GeV)}^2}{E_B} \cdot N_M \text{ (s}^{-1}\text{)} \quad (28)$$

Bei einer Strahlenergie von 2 GeV mit einer typischen Luminosität von $10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ erhält man $N_M = 450$ Bhabha-Paare in einer Stunde Messzeit.

Eine absolute Normierung der Luminosität wird für die DASP-Messungen durch einen Vergleich mit der im Aussendetektor gemessenen Myon-Paarerzeugung vorgenommen / 55 /

Der Fehler der Luminositätsmessung beträgt $5\% / 55\%$.

III. 2. Das Doppelarmspektrometer D A S P / 8 /

III.2.1. Aufbau von D A S P

Das Doppelarmspektrometer DASP (Abb. 6) besteht aus den beiden symmetrisch zum Wechselwirkungspunkt angeordneten Magnetspektrometerarmen des Aussendetektors, die einen Raumwinkel von $\Delta \Omega = 0,057 \cdot 4 \pi$ überdecken, und dem zwischen den Magneten aufgebauten Innendetektor, der das Strahlrohr umschliesst und eine Raumwinkel-Akzeptanz von $\Delta \Omega = 0,93 \cdot 4 \pi$ hat.

Im Aussendetektor wird für geladene Teilchen durch Ablenkung in den Dipolmagneten und Spurerkennung in Proportional- und Drahtfunkenkammern eine hohe Impulsauflösung erreicht. Eine gute Teilchenidentifizierung ist möglich mit Hilfe von Cerenkov-, Flugzeit- und Schauerzählern sowie einem Reichweitendetektor.

Der nichtmagnetische Innendetektor besteht aus Proportionalkammern, Proportionalrohrkammer-Blei-Szintillator-Modoskopen und Schauerzählern. Hier wird die Richtung und die Energie schauernder Teilchen (Elektronen, Photonen) gemessen; Myonen und geladene Hadronen werden als nicht-schauernde Teilchen erkannt.

Abb 7 definiert das für die Datenanalyse verwendete Koordinatensystem. Hierbei zeigt die z-Achse in Richtung des Positronenstrahls, die x-Achse weist zur Ringmitte und die y-Achse nach oben. Die beiden in +x bzw -x - Richtung angeordneten Spektrometerarme werden als 'HALLE' - bzw. 'TOR' - Arm bezeichnet.

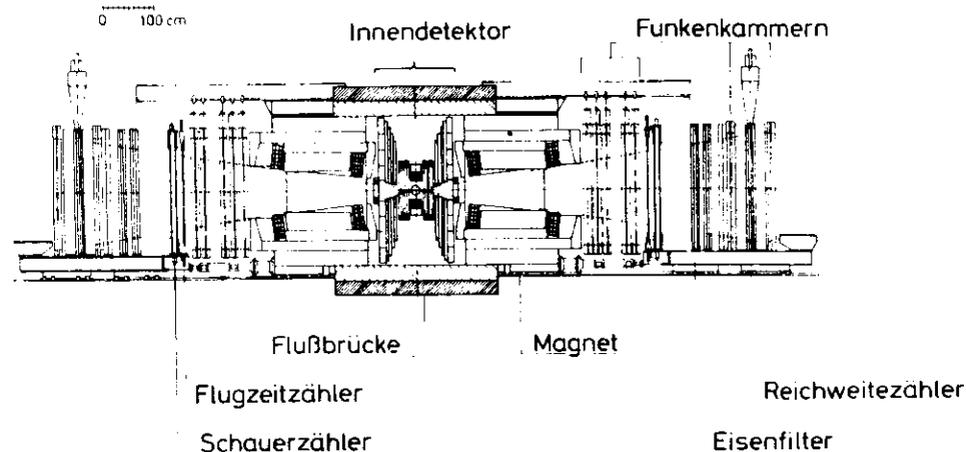


Abb. 6 - Das Doppelarmspektrometer DASP (senkrechter Schnitt)

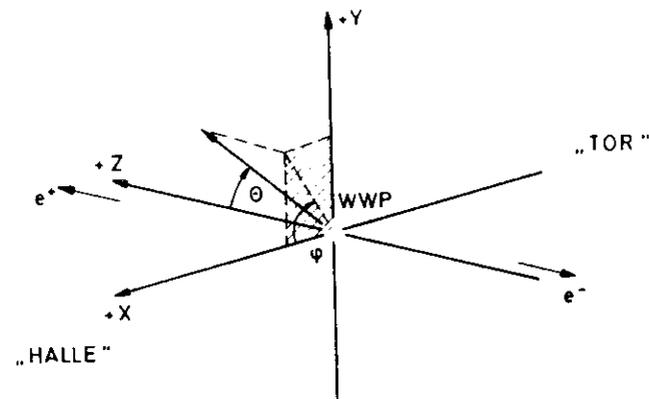


Abb. 7 - Das DASP - Koordinatensystem

III.2.2 Der DASP - Magnet / S6, S7 /

In beiden Spektrometerarmen befinden sich identische Dipol-H-Magnete, die im Abstand von 218 cm symmetrisch zum Wechselwirkungspunkt orientiert sind. Die vertikale Öffnung beträgt 90 cm.

Beide Magneteinheiten sind entgegengesetzt gepolt, so dass das Magnetfeld das Strahlrohr kreisförmig umgibt und entlang der Strahlachse verschwindet. Spiegelplatten an den Magnetenden reduzieren störende Randfelder. Durch eine Eisenbrücke unterhalb und oberhalb des Innendetektors wird ein Teil des magnetischen Flusses zurückgeführt.

Die integrierte magnetische Länge beträgt 1.85 Tm bei maximaler Magnetenerregung (1480 A, 2.5 MW). Die in dieser Arbeit beschriebenen Messungen wurden mit Magnetströmen von 300 A und 500 A und entsprechenden Feldintegralen von 0.40 Tm und 0.67 Tm durchgeführt.

III.2.3. Innendetektor

Der nichtmagnetische Innendetektor (Abb. 8) ist im feldfreien Raum zwischen den Magneten, den Flussbrücken und den zum Wechselwirkungspunkt nächsten DORIS-Strahlführungsquadrupolen eingebaut. Er ist 350 cm lang, 180 cm breit und 300 cm hoch. Unmittelbar an das Aluminium-Strahlrohr (Durchmesser = 20.6 cm, Wandstärke = 0.15 cm = 0.017 Strahlungslängen) anliegend befindet sich ein aus 22 Szintillationszählern bestehendes Hodoskop. 20 Zähler (=S1) überdecken je 15° im Azimutwinkel ψ mit einer Gesamt-Akzeptanz für geladene Teilchen von $0.83 \cdot 4\pi$. Die beiden anderen Zähler (=S0') überdecken mit je $\Delta\psi=30^\circ$ die Magnet- und Aussendetektor-Akzeptanz.

Azimutal ist der Innendetektor in 8 Sektoren unterteilt (Abb. 8). Oktant 1 und 5 schliessen die Aussendetektor-Akzeptanz ein. Sie werden zusammen mit dem grössten Teil der Oktanten 2,4,6 und 8 von je zwei Proportionalkammern / S8 / überdeckt. Diese bestehen aus jeweils drei gekreuzten Signaldrahtebenen mit 2 mm Drahtabstand.

Ausser den beiden Oktanten, die zum Aussendetektor zeigen, sind die 6 reinen Innendetektor-Oktanten jeweils aus 4 hintereinander liegenden gleichartig aufgebauten Modulen zusammengesetzt (Abb 9). Jeder Modul besteht aus einem 1 cm dicken Szintillationszähler-Hodoskop, einem 0.5 cm dicken Bleikonverter sowie einer Proportionalrohrkammer / S9 /.

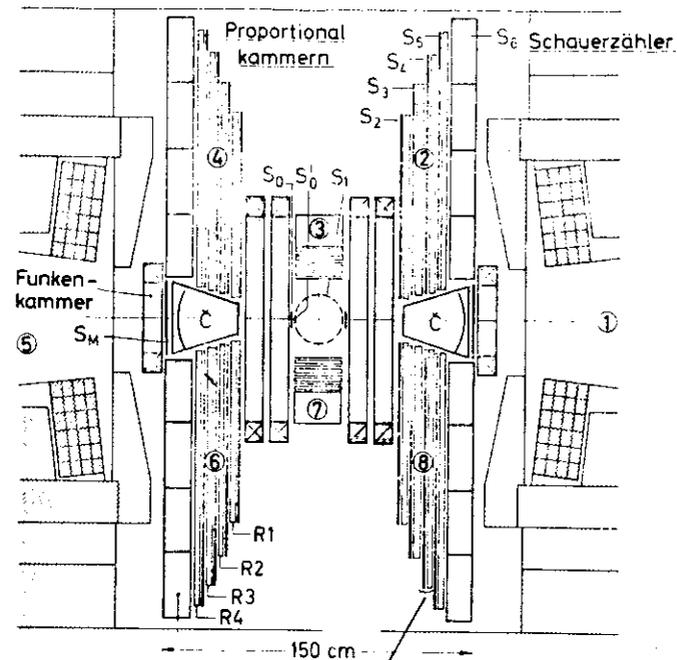


Abb. 8 - Der DASP-Innendetektor

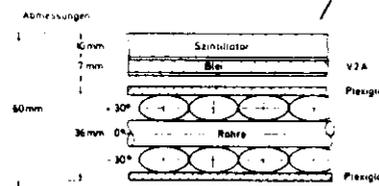


Abb. 9 - Schnitt durch einen Modul des Innendetektors

Die Szintillationszähler sind abwechselnd parallel (S2, S4) und senkrecht (S3, S5) zur Strahlachse unterteilt. Im vertikalen Detektorteil (Oktant 3 und 7) bestehen die Proportionalrohrkammern aus 3 Rohrlagen (Rohrdurchmesser = 1.5 cm), die um $\pm 30^\circ$ bzw. 0° zur Strahlrichtung orientiert sind, während in den vier seitlichen Sektoren drei (R1, R2, R4) der vier Rohrkammern je zwei Rohrlagen (Rohrdurchmesser = 1.5 cm) haben, die einen Winkel von $\pm 60^\circ$ zur Strahlachse einschliessen. Eine Kammer (R3) jedoch ist wie die Kammern im Vertikalteil aufgebaut und besitzt somit zusätzlich eine unter 90° zur z-Achse orientierte Lage.

Die Innendetektor-Oktanten haben als Abschluss einen Schauerzähler (S6) mit einer Stärke von 6.25 Strahlungslängen, so dass ein Teilchen bei senkrechtem Einfall Material in einer Gesamtstärke von 11 Strahlungslängen sieht.

III 2.4. Aussendetektor / 57 /

Abb. 10 zeigt einen Schnitt durch die beiden identischen Magnetspektrometerarme des Aussendetektors.

Geladene Teilchen, die in den Oktanten 1 bzw. 5 des Innendetektors nachgewiesen werden, erfahren im Magnetfeld eine Ablenkung. Aufgrund einer Spurrekonstruktion durch 2 Proportionalkammern (P1, P2) und eine Drahtfunkenkammer (P3) vor und 5 Drahtfunkenkammern (I1-15) hinter dem Magneten ist somit eine Impulsbestimmung möglich. Die Drahtfunkenkammern haben magnetostruktive Auslese und bestehen aus 2 Ebenen mit einem Abstand von 1 cm. Die Drähte sind in 1 mm Abstand parallel zum Magnetfeld bzw. um 7° dazu geneigt gespannt.

Auf die Kammern folgt im Abstand von 475 cm vom Wechselwirkungspunkt ein Flugzeitähler-Hodoskop /60,61/ aus 31 vertikal zur Ringebene orientierten Szintillationszählern. Gemessen wird die Flugzeit der Teilchen zwischen einem im Innendetektor direkt hinter dem So -Zähler angebrachten Szintillationszähler (So) und dieser grossflächigen Zähleranordnung.

Aufgrund der Pulshöhe in den hinter den Flugzeitählern aufgestellten Schauerzählern können Hadronen und Myonen von aufschauernenden Elektronen unterschieden werden. Das Zähler-Hodoskop aus 11 Blei-Szintillator-Schauenzählern mit einer Stärke von 6,2 Strahlungslängen dient ebenfalls zum Nachweis von Photonen.

Myonen werden durch den abschliessenden Reichweitendetektor identifiziert /62,63/. Er besteht aus einem Szintillationszähler-Hodoskop hinter 60 cm Eisen und 2 Drahtfunkenkammern des oben beschriebenen Typs hinter 40 cm bzw. 80 cm Eisen. Im Eisen werden die stark wechselwirkenden Hadronen absorbiert. Myonen jedoch erfahren nur einen Energieverlust durch elektromagnetische Wechselwirkung und können den Eisenfilter ab dem Minimalimpuls p_{min} durchdringen (Reichweitekammer I: $p_{min} = 0,6 \text{ GeU/c}$; Reichweitekammer II: $p_{min} = 1,1 \text{ GeU/c}$; Reichweitezähler: $p_{min} = 0,9 \text{ GeU/c}$) /64/.

Zur besseren Elektron-Hadron-Unterscheidung wurden für die in dieser Arbeit beschriebene Messung Schwellen-Cerenkov-Zähler /10/ in den Innendetektorbereich der beiden Spektrometerarme eingebaut (Abb. 11).

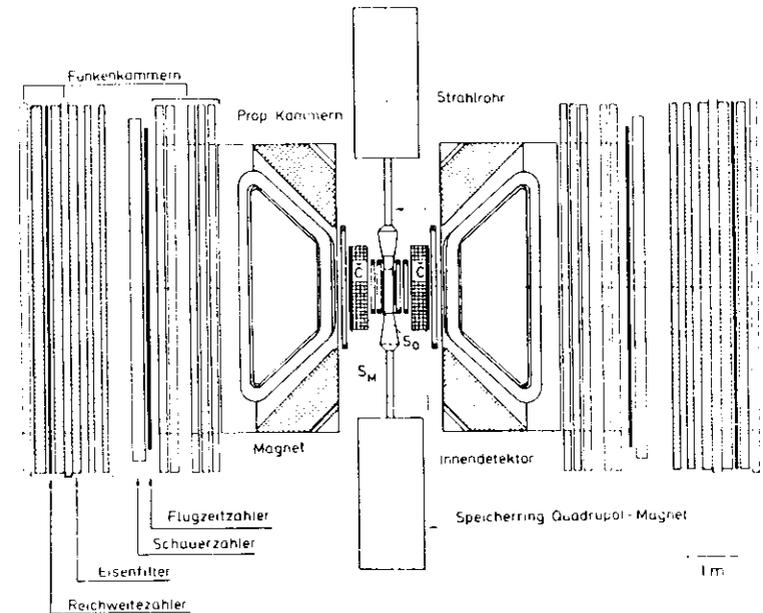


Abb. 10 - DASP - Spektrometerarme (Aufsicht)

Tabelle 4

Abmessungen der Spektrometerarm-Komponenten

Detektorkomponente	Abstand zum Wechselwirkungspunkt [cm]	Fläche [Höhe x Breite] [cm x cm]
So - Zähler	11,5	6,2 x 60,0
So - Zähler	12,5	5,2 x 39,0
Prop.-Kammer P1	20,1	102,0 x 83,0
Cerenkov-Zähler	39,4	14,2 x 164,8
Eingangsfenster:	82,4	25,5 x 164,8
Rückfenster:		
SM - Zähler	83,2	25,5 x 164,8
Prop.-Kammer P3	89,5	39,5 x 217,0
Impulsfunkenkammern	355 bis 455	165 x 560
Flugzeitähler	475	172 x 620
Schauerzähler	485	186 x 660
1. Reichweite-Funkenkammer	645	165 x 560
Reichweitezähler	681	250 x 780
2. Reichweite-Funkenkammer	713	165 x 560

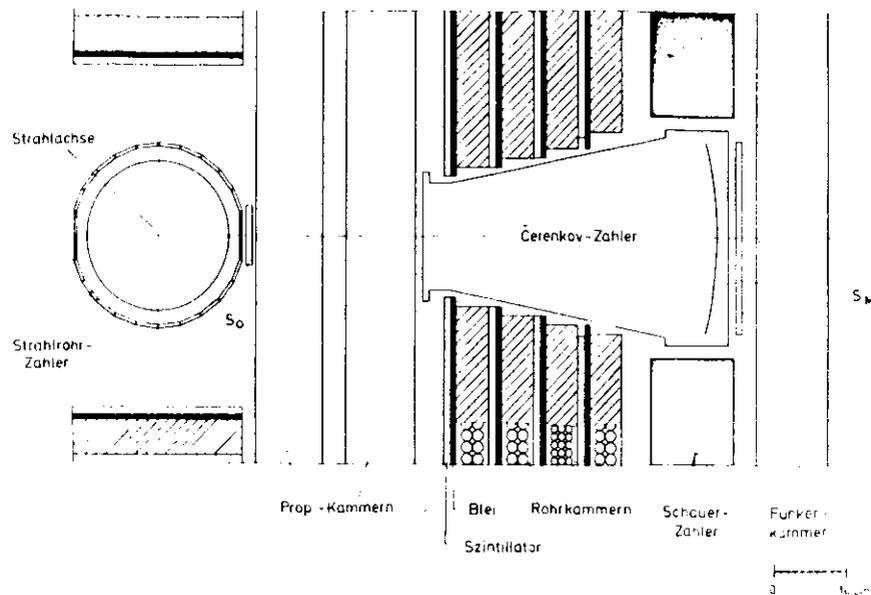
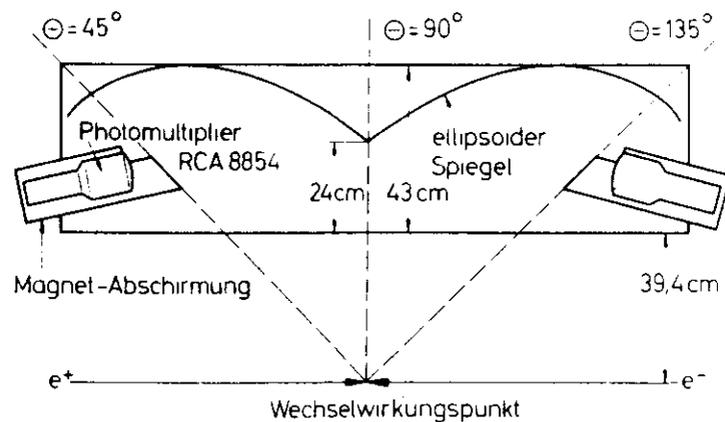


Abb. 11 - Ausschnitt des Innendetektors mit vertikalem Schnitt des Čerenkov-Zählers



Optik des Čerenkovzählers
(horizontaler Schnitt)

Abb 12

Abb12 zeigt den Aufbau eines Zählers und seine Orientierung zu Strahlachse und Wechselwirkungspunkt. Durch seinen geringen Abstand zum Wechselwirkungspunkt muss die Optik des Zählers eine grosse Winkelakzeptanz haben. Die Sammlung des Čerenkovlichtes ist verwirklicht durch rotations-ellipsoide Spiegel aus Acrylglass, wobei ein Brennpunkt am Ort des Wechselwirkungspunktes und der andere auf dem Fenster einer Photomultiplier-Röhre liegt. Die Spiegeloberfläche wurde erhalten durch Bedampfung mit $\approx 1000 \text{ \AA}$ Aluminium und einer 250 \AA dicken MgF_2 -Schutzschicht. Die verwendeten Photomultiplier-Röhren sind vom Typ 8854 (Quantacon) der Firma RCA.

Durch die Möglichkeit, mit dieser Röhre aufgrund des hohen Verstärkungsfaktors an der 1. Dynode ein Einzel-Photoelektronen-Spektrum zu beobachten, konnte die Verstärkung leicht eingestellt und kontrolliert werden.

Die Čerenkovzähler wurden mit dem Radiatargas Freon 114 (1bar) betrieben. Der mittlere Brechungsindex ist $n = 1.0014 \text{ } \sqrt{57}$.

Geometrisch wird die Akzeptanz der Zähler begrenzt auf Polarwinkel zwischen 45° und 135° und Azimutwinkel $\Delta\psi = \pm 8.4^\circ$ bzgl. der x-z-Ebene.

Ebenfalls im Bereich des Innendetektors - jedoch logisch zum Aussendetektor gehörend - ist zwischen dem Čerenkovzähler und der Drahtfunkenkammer P3 ein zweiter Szintillationszähler (SM) angebracht, der ebenso wie der So-Zähler als Triggerzähler und dE/dx -Zähler verwendet wird (Abb.11).

Die Abmessungen der einzelnen Aussendetektor-Komponenten sind in Tab. 4 angegeben.

III.3. Datennahme und Teilchenerkennung

III.3.1. Ereignis-Trigger und Datennahme

Die Datennahme beim Doppelarmspektrometer DASP wurde von verschiedenen, gleichberechtigten Triggerbedingungen (Auslösebedingungen) gesteuert. Eine detaillierte Übersicht aller Trigger (Inklusiv-, Paar-, Innen-, Luminositäts-Trigger) findet man in den Ref. 57, 58/. Die in dieser Arbeit beschriebenen Daten wurden durch den sogenannten Inklusiv-Trigger gewonnen, bei dem mindestens ein geladenes Teilchen in den Spektrometerarmen nachgewiesen wird. Dabei wird verlangt, dass in einem Arm je ein Flugzeit-zähler und ein Schauerzähler in Koinkidenz mit dem entsprechenden Innendetektorzählern So', So und SM anspricht (Abb.13).

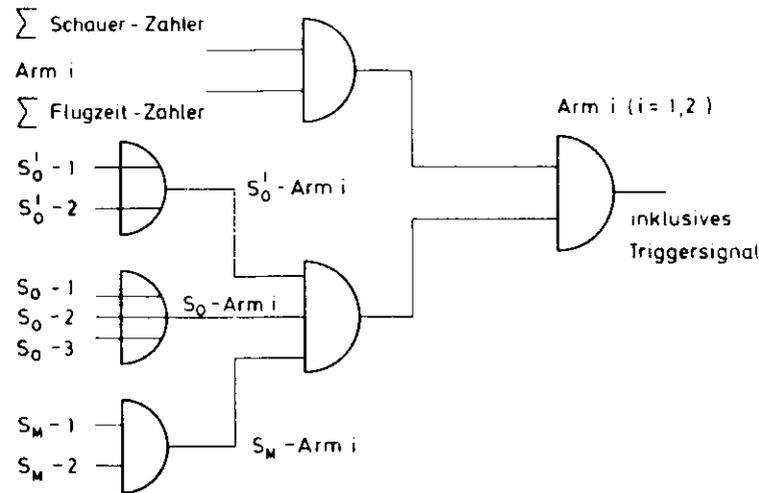


Abb. 15 - Blockschaltbild der Elektronik für das inklusive Triggersignal

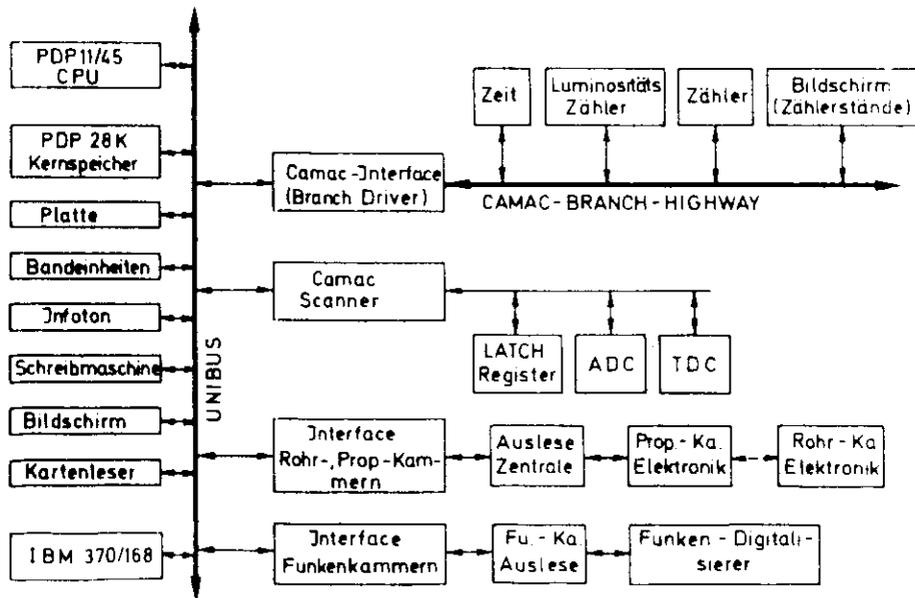


Abb. 14 - Anschluß der Detektor-Elektronik an den Rechner /57/

Bei einem Triggersignal werden über eine Steuereinheit

- die Datennahme unterbrochen, bis das Ereignis von einem Prozessrechner verarbeitet worden ist.
- Toppulse für die ADC's (Analog-Digital-Converter), TDC's (Time-Digital-Converter) und Digitalzähler bereitgestellt.
- Strobepulse für die Rohr- und Proportionalkammer-Hauptverstärker erzeugt sowie
- ein Steuersignal für das Anlegen der Funkenkammer-Hochspannung geliefert

Zu jedem Inklusiv-Trigger werden alle angesprochenen Detektorkomponenten, auch die des Innendetektors, von einem Prozessrechner des Typs PDP 11/45 ausgelesen. Die Verbindung des Rechners zur Detektor-Elektronik ist schematisch in Abb. 14 dargestellt / 57 / Über eine Direktverbindung werden die Daten vom Prozessrechner zu einem Grossrechner vom Typ IBM 370/168 des DESY - Rechenzentrums übertragen, wo sie zunächst auf Magnetplatte geschrieben und später auf Magnetbänder kopiert werden

Über ein sogenanntes 'Supervisor'-System hat man mit Hilfe eines zweiten Prozessrechners (PDP 11/40) direkten Zugriff zu der auf Magnetplatte zwischengespeicherten Ereignis-Information und ist somit in der Lage, anhand von Ereignis -Darstellungen und -Listen die Datennahme zu überwachen. Die Daten werden in Messabschnitten von ca. 1 Stunde entsprechend einer integrierten Luminosität von ca. 1 nb^{-1} bis 2 nb^{-1} aufgenommen. Für die Messungen im Schwerpunktennergie-Bereich zwischen 3.9 und 5.2 GeV betrug die Inklusiv-Triggerrate ca. 2 Hz, die Gesamt-Triggerrate war $\approx 6 \text{ Hz}$.

III 3.2 Spurfindung und Teilchenerkennung im Aussendetektor

Bevor die Ereignis-Daten auf speziellen Bändern für eine detaillierte Analyse zur Verfügung stehen, wird in einem ersten Schritt die grosse Anzahl der Ereignisse aus der kosmischen Strahlung reduziert. Dies geschieht dadurch, dass alle Ereignisse verworfen werden, bei denen die durch die Funkenkammern definierte Aussenspur nicht zur Magnetöffnung zeigt. Danach wird in einer weiteren Reduktionsstufe zusätzlich eine Innendetektorspur in den Oktanten 1 bzw. 5 verlangt, die sich mit der Aussenspur verbinden lässt /66, 67, 68 /. Hierzu werden zunächst Spuren in den Funkenkammern des Aussendetektors und in den Proportionalkammern und der Funkenkammer des Innendetektors gesucht. Die gefundenen Spuren werden zur Magnetmitte ex-

trajektorien. Aufgrund ihres dortigen horizontalen Abstandes werden die einzelnen Spurabschnitte zu zusammengehörenden Teilchenspuren kombiniert. Aus der integrierten Magnetfeldstärke $\int B \cdot dl$ und dem Ablenkwinkel α lässt sich ein Näherungswert für den Impuls angeben zu

$$p \text{ (GeU/c)} = \frac{0.3 \cdot \int B \cdot dl \text{ (Tm)}}{\sin(\alpha)} \quad (29)$$

Dieser dient als Startwert für ein Iterationsverfahren / 66 /, bei dem die Aussenspur solange durch das Magnetfeld (die Magnetfeldwerte liegen aus einer Testmessung in einem 5 cm Raster vor) zurückverfolgt wird, bis die berechnete Spur mit der tatsächlichen Innenspur bestmöglich übereinstimmt. Der so gewonnene Impuls p hat einen Fehler von $\sigma_p/p = 1.4 \times /68/$ für $p \leq 1 \text{ GeU/c}$.

Aus dem rekonstruierten Flugweg s und der Flugzeit des Teilchens zwischen einem Sc-Zähler und einem Aussendetektor-Flugzeitzähler berechnet man die Teilchengeschwindigkeit β / 60, 61 / und schliesslich die Masse m :

$$m^2 = \frac{p^2}{c^2} \cdot (1/\beta^2 - 1) \quad (30)$$

Mit einer erreichbaren Flugzeit-Auflösung von $\sigma_{TOF} = 0.32 \text{ ns}$ / 69 / kann

man im DASP-Aussendetektor Pionen von Kaonen bis zu einem Impuls von 1.7 GeU/c und Kaonen von Protonen bis zu einem Impuls von 2.8 GeU/c mit 96 % Wahrscheinlichkeit (2σ) unterscheiden.

Tab. 5 gibt die in der hier beschriebenen Analyse benutzten Massenzuordnungen an.

Tabelle 5
Massenbestimmung im Aussendetektor

Teilchenart	m^2 (GeU/c ²) ²	Intervall für (Flugzeit-) Masse $m^2 (\beta, p) / (\text{GeU/c}^2)^2$
e	0.00000025	$m^2 < 0.006$
μ	0.0112	$0.006 \leq m^2 \leq 0.014$
π	0.0195	$0.014 \leq m^2 \leq 0.026$
K	0.244	$-0.200 \leq m^2 \leq 0.160$
p	0.880	$0.160 \leq m^2 \leq 0.400$
		$0.600 \leq m^2 \leq 2.000$

$p \leq 0.35 \text{ GeU/c}$
 $p > 0.35 \text{ GeU/c}$
 alle Impulse

Während man Kaonen von Pionen, Myonen und Elektronen über die Massenbestimmung im gesamten Impulsbereich unterscheiden kann, gelingt dies für die Elektron-Pion-Trennung nur für Impulse unterhalb 350 MeU/c. Neben dem wichtigsten Detektorteil zur Elektron-Identifizierung, dem Cerenkovzähler (III.3), besteht zusätzlich für Impulse $>350 \text{ MeU/c}$ die Möglichkeit; Elektronen aufgrund ihrer elektromagnetischen Aufschauierung im Schauerzählerhodoskop zu erkennen (vgl. IV.3). Der Reichweitezähler liefert wegen der hohen Abschneideimpulse für die hier beschriebene Daten-Auswertung keine Information.

Da der magnetische Aussendetektor einen relativ kleinen Raumwinkelbereich überdeckt, ist seine Akzeptanz für geladene Teilchen abhängig vom Impuls und der Magnetfeldstärke / 70 /. Abb. 15 zeigt den durch den Magneten begrenzten Polarwinkelbereich als Funktion des Teilchenimpulses für eine integrierte Magnetfeldstärke von 0.40 Tm, bei der ca. 80 % der hier diskutierten Daten gemessen wurden. Der Azimutalwinkelbereich wird durch den Cerenkovzähler begrenzt und wurde mit Hilfe von Elektronenspuren aus der Weitwinkel-Bremsstrahlung (vgl. III.3.3) ermittelt zu $\Delta\phi = 16.88^\circ$ (Abb. 16) / 15 /.

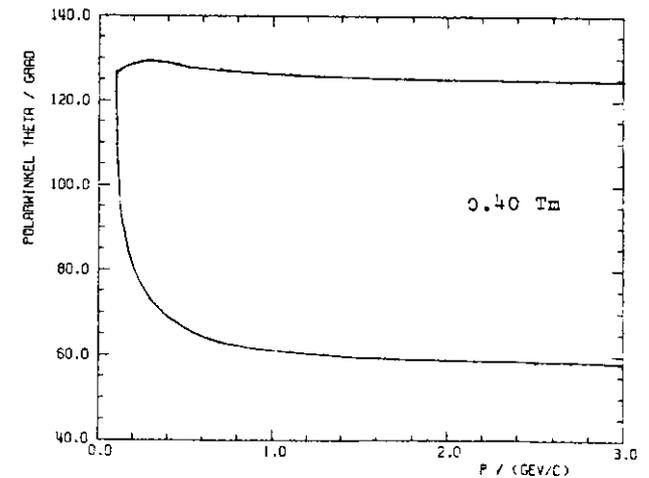


Abb. 15 - Aussendetektor-Akzeptanz, Grenzwinkel θ als Funktion des Impulses p

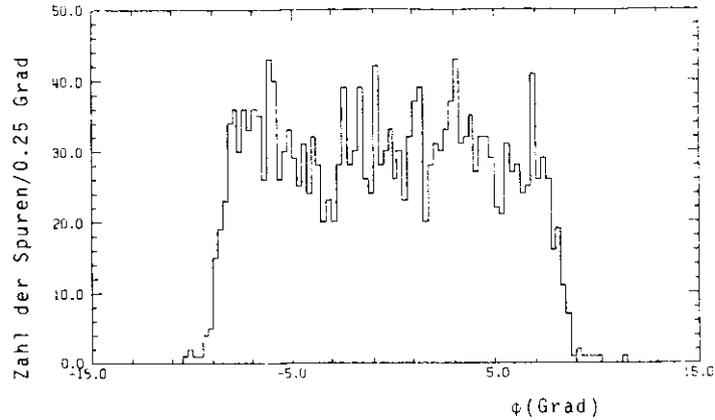


Abb. 16 - ϕ -Verteilung von Elektron-Spuren im Aussendetektor

111.3.3 Elektronen-Erkennung im DASP-Cerenkov-Zähler

Der Schwellen-Cerenkovzähler liefert neben Flugzeitmessung und Schauerenergiemessung eine zusätzliche, völlig unabhängige Information zur Identifizierung von Elektronen

Mit Freon 114 als Radiatargas ($n=1.0014$) ergeben sich folgende Schwellenimpulse : für Elektronen 9.6 MeU/c, für Myonen 2.0 GeU/c und für Pionen 2.64 GeU/c

Die Nachweiswahrscheinlichkeit des Cerenkovzählers wurde mit Hilfe von Elektronen aus der Bhabha-Streuung untersucht.

Für die Testmenge wurden Ereignisse benutzt, bei denen ausser einem kollineareren Paar im Aussendetektor kein weiteres Teilchen im Detektor nachgewiesen wird. Jedes Elektron muss dabei im Schauerzähler eine Energie von mindestens $0.25 \cdot p$ abgelegt haben. Für einen Detektorarm wird verlangt, dass der Cerenkovzähler angesprochen hat. Die Nachweiswahrscheinlichkeit E kann dann jeweils für den anderen Arm angegeben werden.

Den Spuren im Polarwinkelbereich $\Theta < 85^\circ$ oder $\Theta > 95^\circ$ wird das Signal der nächstliegenden Röhre zugeordnet. Spuren mit Winkeln zwischen 85° und 95° jedoch bedingt durch den Öffnungskegel ($2 \cdot \Theta_z = 6^\circ$) die Summe der Signale beider Röhren.

Abb.17 zeigt die Nachweiswahrscheinlichkeit für beide Cerenkovzähler in Abhängigkeit vom Polarwinkel Θ . Gemittelt über alle Experimente

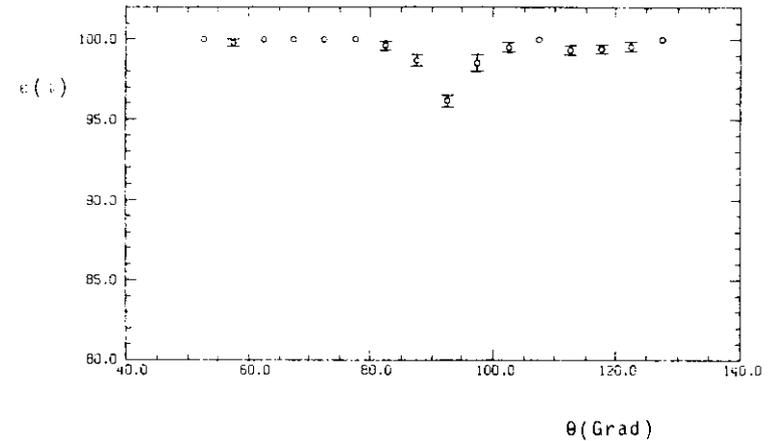


Abb. 17a - Ansprechwahrscheinlichkeit ϵ des TOR-C-Zählers als Funktion von Θ

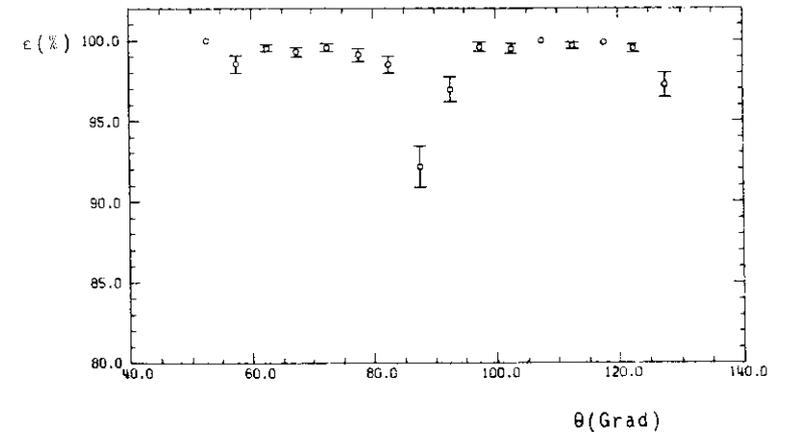


Abb. 17b - Ansprechwahrscheinlichkeit ϵ des HALLE-C-Zählers als Funktion von Θ

mit Schwerpunktsenergien oberhalb 3.9 GeV ergibt sich für den TOR-C-Zähler $E_{\text{TOR}} = (98.80 \pm 0.11) \%$, für den HALLE-C-Zähler

$$E_{\text{HALLE}} = (99.35 \pm 0.08) \%$$
 und als gemeinsamer Mittelwert $E_{\text{C}} = (99.08 \pm 0.14) \%$

Die Elektronen-Nachweiswahrscheinlichkeit als Funktion der Z-Koordinaten wurde mit Hilfe von Elektronen aus der Weitwinkel-Bremsstrahlung und der Strahl-Gas-Wechselwirkung bestimmt [71] und ist in Abb. 18 dargestellt.

Myonen und Hadronen können im Cerenkovzähler ein Elektron vertauschen, wenn sie im Material vor dem Zähler δ -Elektronen erzeugen oder im Radiator szintillieren, so dass der Cerenkovzähler anspricht. Die maximale kinetische Energie des δ -Elektrons beträgt

$$E_{\text{kin.max}} = 2 \cdot m_e \cdot \frac{p^2}{H^2} \quad [72] \quad (31)$$

mit: m_e = Elektronenmasse

m = Masse des stossenden Teilchens
 p = Impuls des stossenden Teilchens

Mit der Minimalenergie von 9.6 MeV, oberhalb der das δ -Elektron Cerenkovlicht erzeugt, berechnet man die Schwellenimpulse, ab denen Teilchen durch δ -Elektronen den Cerenkovzähler setzen können: μ^- : 0.33 GeV/c, π^- : 0.43 GeV/c, K: 1.53 GeV/c, p: 2.91 GeV/c.

Die Ansprechwahrscheinlichkeit des C-Zählers durch Szintillation oder Anstosselektronen wurde experimentell mit $\mu^+\mu^-$ -Paaren aus der J/ψ -Resonanz ermittelt: von 1876 Myonen [73] haben 15 einen Cerenkov-Zähler gesetzt. Nach einer Sichtprüfung der Ereignisbilder können 8 aufgrund doppelter Pulshöhe in einem So bzw. SM-Szintillationszähler und zusätzlichen Proportionalkammer-Spuren durch die Erzeugung von δ -Elektronen erklärt werden. Die restlichen 7 Myon-Spuren haben Cerenkovzähler-Signale, deren Amplituden im Bereich des für Szintillationslicht typischen Ein-Photoelektronen-Bereich liegen (vgl. III.2.3). Danach ist die Nachweiswahrscheinlichkeit aufgrund von Szintillation zu $(0.37 \pm 0.14) \%$ und durch Anstosselektronen zu $(0.43 \pm 0.15) \%$ bestimmt. Diese Werte stimmen gut überein mit dem Ergebnis einer Simulations-Rechnung, in der die Geometrie und die Lichtsammlungseigenschaften des C-Zählers berücksichtigt werden [10]. Da die Wahrscheinlichkeit zur Erzeugung von δ -Elektronen für den hier betrachteten Impuls unabhängig vom Spin des stossenden Teilchens ist [72], kann die Nachweiswahrscheinlichkeit für Hadronen mit Impulsen ≤ 1.5 GeV/c angegeben werden zu $\leq (0.8 \pm 0.2) \%$.

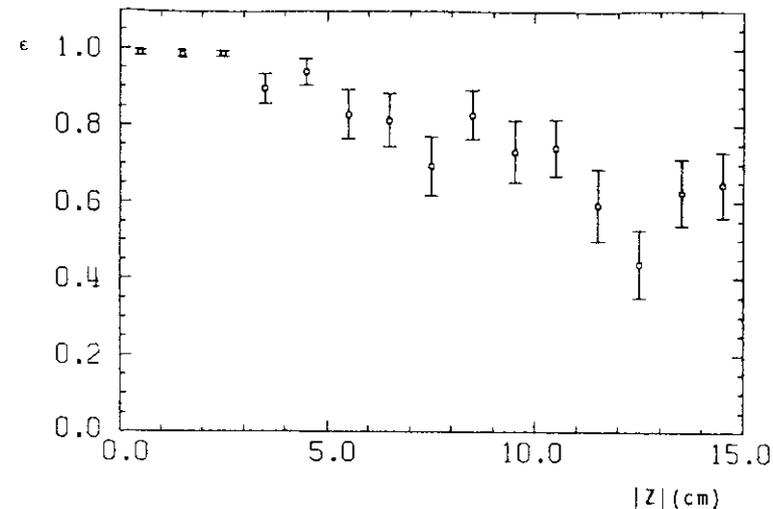


Abb. 18 - Ansprechwahrscheinlichkeit ϵ der C-Zähler als Funktion von $|Z|$.

III.3.4. Spurfinding und Teilchenerkennung im Innendetektor

Im Innendetektor ist eine Unterscheidung zwischen geladenen Teilchen und Photonen möglich durch folgende Kriterien:

Teilchen werden durch das Analyseprogramm geladen genannt, wenn sie zwei der drei folgenden Forderungen erfüllen:

- S1 / So' angesprochen
- S2 angesprochen
- R1 angesprochen,

oder wenn es sich um reine Proportionalkammerspuren handelt.

Durch diese vorläufige Klassifizierung werden Photonen zum Teil als geladene Teilchen fehlinterpretiert (vgl. Kap. IV.5).

Photonen werden nach ihrer Konversion in einer Bleilage durch ein entsprechendes Funkenmuster in den Rohrkammern erkannt oder beim Nichtansprechen der Rohrlagen durch ein Signal in einem S6-Zähler identifiziert.

Für die Rekonstruktion geladener und neutraler Teilchenspuren wird zwischen Proportionalkammerspuren und Rohrkammerspuren unterschieden.

Für die Spurdefinition in den Rohrkammern wird verlangt, dass mindestens zwei der vier Rohrlagen gleicher Orientierung Funken haben. Ist der Lateralabstand der Funken in zwei hintereinander liegenden Lagen grösser als 40 cm, so wird eine neue Spur definiert. Alle angesprochenen Röhre, die nicht mindestens durch 2 nicht gesetzte Röhre voneinander getrennt sind, werden als zu einer Spur gehörend angesehen.

Räumliche Spuren werden aus der Kombination der $\pm 30^\circ$ -Projektionen (oben/unten) bzw. $\pm 60^\circ$ -Projektionen (Seiten) unter Zuhilfenahme der 0° bzw. 90° -Projektionen ermittelt. Eine räumliche Spuranpassung an alle gefundenen Funken liefert unabhängig von der Lage des Wechselwirkungspunktes den Polarwinkel θ und den Azimutwinkel φ . Die Spuren innerhalb der Proportionalkammer-Akzeptanz werden mit den Proportionalkammer-spuren zusammengeführt.

Reine Proportionalkammerspuren liegen vor, wenn pro Spur mindestens fünf Kammerebenen gesetzt sind.

Da bereits 3 angesprochene Ebenen einer Rohrkammerlage als Spur gelten, liefert das Spurfindungsprogramm zu einem Teilchendurchgang insbesondere für schauernde Teilchen gelegentlich mehrere Spuren. Eine Entscheidung, ob die gefundene Spur einem tatsächlichen Teilchendurchgang entspricht, wird unter Heranziehung der Winkelauflösung $\sim 15^\circ$ bei einer genauen Sichtprüfung der Ereignisbilder (vgl. IV 5) gefällt.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit des Innendetektors für Photonen ist durch eine Testmessung bestimmt worden. Sie beträgt ca. 50% für 50 MeV Photonenenergie und steigt auf 95% oberhalb 300 MeV an $\sim 58\%$.

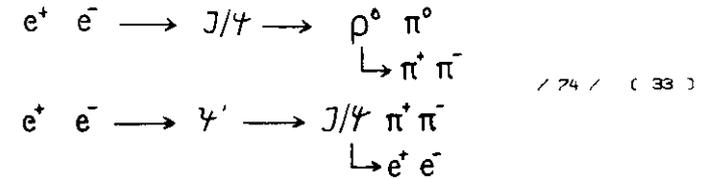
Geladene Teilchen werden nach der Stärke ihrer Schauerneigung klassifiziert. Als Parameter dient dabei die mittlere gesetzte Rohrzahl pro Ebene

$$ASP_N = \frac{\text{Zahl der angesprochenen Röhre}}{\text{Zahl der angesprochenen Ebenen}}$$

Diese Grösse wird mit dem Erwartungswert (XSPN) für ein minimalionisierendes Teilchen verglichen. Ein nichtschauerndes Teilchen (Myon oder Hadron) ist durch folgendes Kriterium definiert:

- a) ≥ 3 Röhrebenen einer Orientierung haben angesprochen,
- b) ≥ 2 Röhrebenen einer anderen Orientierung haben angesprochen,
- c) $|ASP_N - XSPN| < 0.5$ (32)

Die Nachweiswahrscheinlichkeit für Hadronen mit diesem Kriterium wurde mit Hilfe von Pionen aus Ψ' und J/Ψ -Zerfällen des Typs



untersucht.

Die Abb. 19 und Abb. 20 zeigen die Differenz (ASP_N-XSPN) und die Nachweiswahrscheinlichkeit ϵ_{ns} in Abhängigkeit vom Impuls p der Pionen.

Schauernde Teilchen (Elektronen) werden durch folgende Signatur erkannt:

- a) $n \geq 4$ Röhrebenen sind je ≥ 2 Röhre gesetzt (34)
- b) $|ASP_N - XSPN| > 0.5$

Die Wahrscheinlichkeit, Elektronen mit dieser Bedingung als schauernde Teilchen zu sehen, wurde mit Elektronen aus der Weitwinkelbremsstrahlung bestimmt $\sim 75\%$. Die Differenz zwischen mittlerer Rohrzahl und dem Erwartungswert ist in Abb. 21 dargestellt, die Nachweiswahrscheinlichkeit für Elektronen zeigt Abb. 22.

Das Kriterium für nichtschauernde Teilchen wird von $(3.0 \pm 0.4)\%$ der Elektronen aus der Weitwinkelbremsstrahlung erfüllt $\sim 15\%$. Pionen aus den oben angegebenen Reaktionen erfüllen zu $(2.0 \pm 0.4)\%$ aller Fälle das Elektron-Kriterium $\sim 63.76\%$.

Eine Energiemessung geladener Teilchen und Photonen ist in den Szintillations- und Schauerzählern des Innendetektors in einer eingeschränkten Akzeptanz von $\Delta\Omega = 0.446 \cdot 4\pi$ möglich $\sim 15\%$. Unter Heranziehung von Bhabha-Paaren zur Energiegleichung wird eine Auflösung von $\Delta E/E = 17.5 / \sqrt{E/\text{GeV}}$ [x] erreicht $\sim 58.15\%$. Die geometrischen Akzeptanzen für verschiedene Innendetektor-Signaturen sind in Tab. 6 aufgelistet.

Abb. 23 zeigt eine θ - φ -Winkelverteilung für nichtschauernde Innenspuren. Die Akzeptanz des Aussendetektors für eine integrierte Magnetfeldstärke von 0.40 Tm und Teilchen mit Impulsen von 1 GeV/c ist schraffiert eingezeichnet.

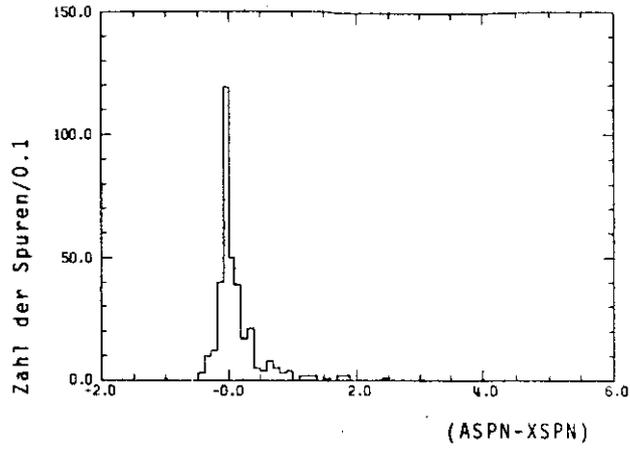


Abb. 19 - Mittlere Rohrzahl (ASPN) - Erwartungswert (XSPN) für Pionen im Innendetektor

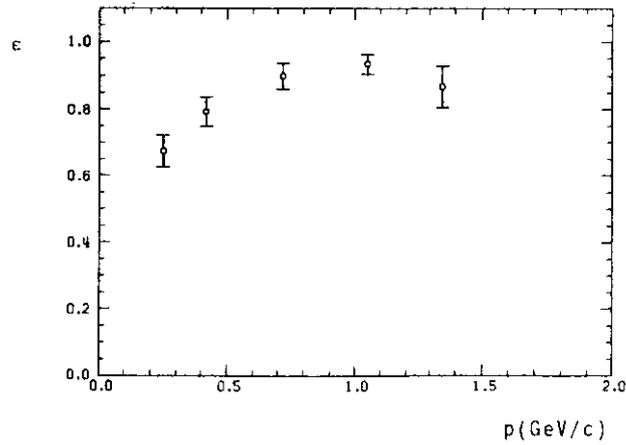


Abb. 20 - Nachweiswahrscheinlichkeit ϵ_{ns} gegen Impuls p für Pionen im Innendetektor

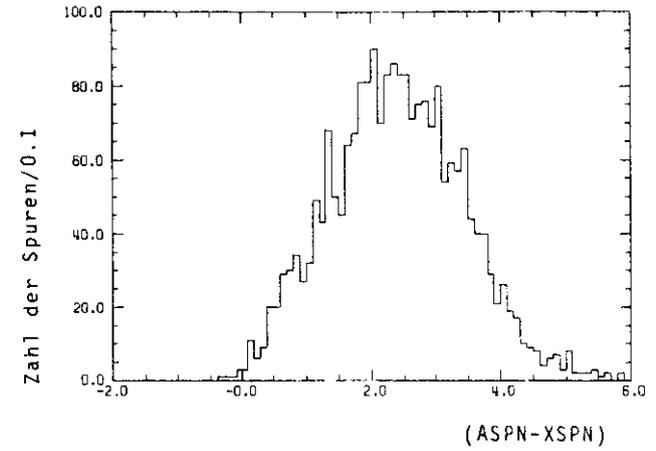


Abb. 21 - Mittlere Rohrzahl ASPN - Erwartungswert XSPN für Elektronen im Innendetektor

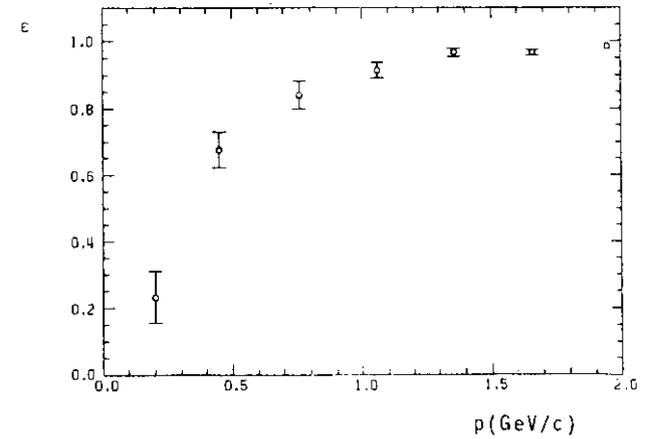


Abb. 22 - Nachweiswahrscheinlichkeit ϵ gegen Impuls p für Elektronen im Innendetektor

Tabelle 6

Geometrische Akzeptanzen des DASP-Innendetektors /15/

Teilchenart	$\int d\Omega$
max. Akzeptanz für Spuren geladener Teilchen	0.839 $\cdot 4\pi$
Teilchenidentifikation nach Kriterium für - nichtschauende Teilchen - Elektronen	0.592 $\cdot 4\pi$ 0.623 $\cdot 4\pi$
Proportionalkammerspuren (≥ 5 Ebenen)	0.455 $\cdot 4\pi$
Photon - Spuren (Rohrkammern oder 56)	0.653 $\cdot 4\pi$
Photon - Spuren einschl. Aussendetektor-Schauenz	0.711 $\cdot 4\pi$
Akzeptanz für Energiemessung (e^+ und γ)	0.446 $\cdot 4\pi$

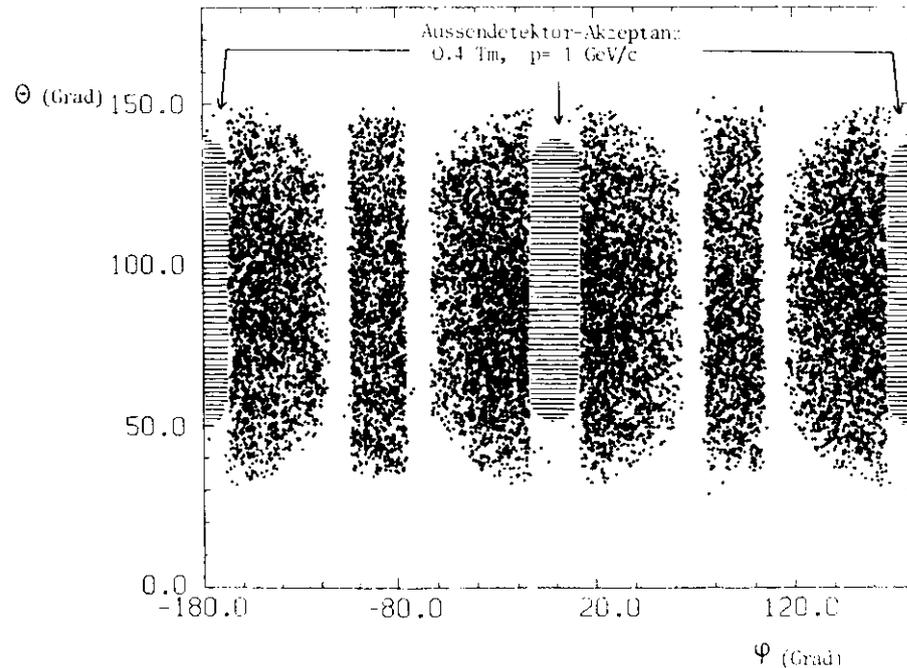


Abb. 23 - θ - ϕ -Winkelverteilung für Hadronen im Innendetektor

IV Datenanalyse

IV.1. Ereignisauswahl - Kriterien

Ziel der hier beschriebenen Datenanalyse ist der Nachweis des semileptonischen Zerfalls von Mesonen mit Charm, welcher ein Indiz für den schwachen Zerfall von Hadronen ist und damit ein wichtiges Beweisstück für die Existenz neuer schwerer Mesonen mit der Quantenzahl Charm liefert

Untersucht wird dabei der inklusive e^+X -Endzustand der Elektron-Positron-Paarvernichtung, wobei das Elektron (Positron) aus dem Zerfall eines Charm-Mesons (z.B. $D \rightarrow Ke^+$) in einem Spektrometerarm nachgewiesen wird. Nach Spuren der restlichen Zerfallsprodukte des Charm-Mesonen-Paares wird im gesamten Detektor (Innen- und Aussendetektor) gesucht

Eine gute Elektronspur erhält man durch verschiedene Auswahl-Schnitte, deren Effizienz in Kap IV 3 beschrieben ist. Die Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit für Elektronen im Aussendetektor wird mit Hilfe von Bhabha-Paaren und Ereignissen aus der Weitwinkelbremsstrahlung vorgenommen.

Die Rejektionsfähigkeit der Schnitte gegen Hadronen wird mit multihadronischen Ereignissen aus dem Zerfall der J/ψ -Resonanz geprüft

Um den Untergrund aus QED-Reaktionen schon in einem frühen Stadium der Analyse zu reduzieren, wird zusätzlich zur Elektronspur der Nachweis eines nichtschauenden geladenen Teilchens (Myonen, geladene Hadronen) im Aussendetektor gefordert. Die Wahrscheinlichkeit, durch diese restriktive Forderung gute Ereignisse zu verlieren, wurde mit inklusiven Hadronereignissen bestimmt und ist in Kap IV 4 angegeben.

Nach der Datenanalyse mit Hilfe von Computer-Programmen wurde bei einer Durchmusterung von ausgedruckten Ereignisdarstellungen eine endgültige Analyse durchgeführt, bei der auch die beobachteten Ereignismultiplizitäten registriert wurden (Kap IV 5)

Die im e^+X -Kanal konkurrierenden Zerfälle von Teilchen mit Charm und dem schweren Lepton τ können aufgrund der Multiplizität geladener Teilchen weitgehend getrennt werden, da ein $\tau^+\tau^-$ -Paar überwiegend in zwei und ein Charm-Paar überwiegend in ≥ 3 geladene Teilchen zerfällt (vgl. Kap. 0.5)

Für die Analyse stehen Daten im Schwerpunktennergie-Bereich von 3.9 GeV bis 5.2 GeV zur Verfügung.

Für das Studium des Untergrundes aus QED-Reaktionen werden Daten im nichtresonanten Energiebereich bei 3.6 GeV ausgewertet. Zur Analyse des hadronischen Untergrundes dienen multihadronische Zerfälle der Resonanzen J/ψ und ψ' .

Abb. 24 zeigt die Luminositätsverteilung in Abhängigkeit von der Schwerpunktennergie.

In Tab. 7 sind die integrierten Luminositäten für verschiedene Energieintervalle und Magnetfelder zusammengestellt.

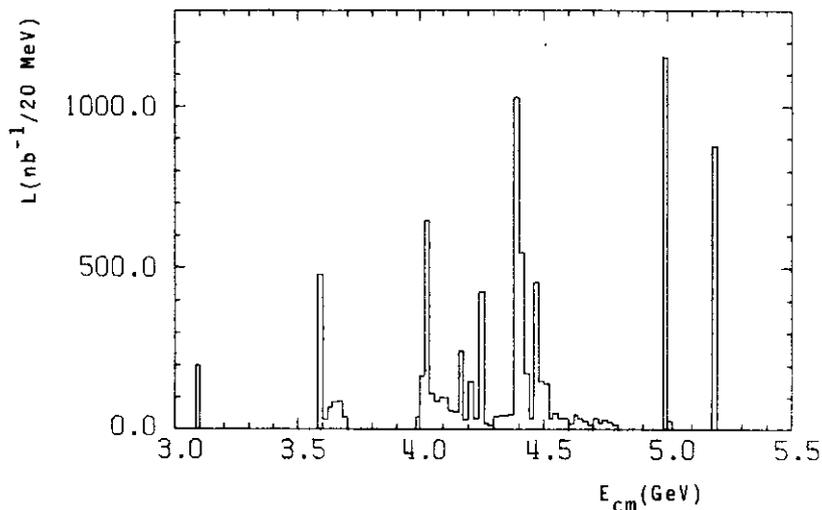


Abb. 24 - Verteilung der Luminosität L als Funktion der Schwerpunktsenergie E_{cm}

Tabelle 7

Integrierte Luminositäten

- als Funktion der Schwerpunktsenergie-Intervalle		
Schwerpunktsenergie-Intervall (GeV)	\bar{E}_{cm} (GeV)	$\int L \cdot dt$ [nb ⁻¹]
3.90 - 4.08	4.03	988.0
4.08 - 4.22	4.15	684.3
4.22 - 4.30	4.26	468.4
4.30 - 4.45	4.40	1818.2
4.45 - 4.52	4.49	705.4
4.52 - 4.90	4.65	433.5
4.90 - 5.30	5.10	1924.0
3.90 - 5.30	4.53	7021.8
J/ψ - Resonanz		
3.09 - 3.099	3.096	185.3
ψ' - Resonanz		
3.67 - 3.700	3.686	119.6
nichtres. Messung		
3.59 - 3.67	3.61	622.3

- als Funktion der Magnetenerregung	
$\int B \cdot dl$ (T · m)	$\int L \cdot dt$ [nb ⁻¹]
- 0.40	2479.5
+ 0.40	2982.1
- 0.67	625.3
+ 0.67	935.2

IV.2. Vorselektion der Daten

In einem ersten Schritt der Analyse werden Datenbänder für Elektron-Hadron-Endzustände erstellt, mit denen die Hauptanalyse durchgeführt wird (- ca. 8 % aller Ereignisse-).

Bei dieser Vorauswahl muss mindestens eine zwischen Innen- und Aussendetektor verknüpfbare Spur gefunden werden, bei der der Cerenkovzähler angesprochen hat und eine Flugzeitbestimmung möglich ist.

Zur Abtrennung von Untergrund aus Strahl-Gas-Wechselwirkung und kosmischer Strahlung wird ein loser Vertex-Schnitt mit $|Z - Z_0| \leq 10$ cm und $|Y| \leq 1.5$ cm durchgeführt, wobei Z_0 der durch Rekonstruktion von Bhabha-Paaren / 1S / bestimmte nominelle Wechselwirkungspunkt ist. Der Anteil der Ereignisse aus der Höhenstrahlung wird weiter reduziert durch die Forderungen

- a) $0.05 < P < 3.0$ GeU/c und
- b) t (Flugzeit) > 0

Für mindestens eine zusätzliche geladene Spur im Aussen- bzw. Innendetektor werden die folgenden Kriterien verlangt:

Aussendetektor: Es gibt eine zweite Spur mit $0.05 < P < 3$ GeU/c, die

mindestens eine der folgenden Bedingungen erfüllt:

- $0 < \beta < 0.98$
 - kein Cerenkovzähler-Signal
 - P (Impuls) < 1.5 GeU/c
- (35)
- und
- E (Schauerenergie) < 1.0 GeV
- die Spur liegt im gleichen Bereich der Cerenkov-Akzeptanz wie die 'Elektron-Spur'

Innendetektor: Es gibt eine geladene Innenspur mit

$|ASPN - XSPN| < 0.5$ (36)

Die Verluste an Ereignissen mit einem Elektron im Aussendetektor sind in diesem Stadium der Analyse zurückzuführen auf falsche Spur- und Impulsrekonstruktion, Nichtansprechen des Flugzeitzählers oder Nichtansprechen des Cerenkovzählers. Die Rekonstruktions-Wahrscheinlichkeit bzgl. Spur- und Impulsbestimmung wurde mit Hilfe von Paar-Ereignissen / 77 / zu $(96.8 \pm 0.2) \%$, die Wahrscheinlichkeit einer guten Flugzeiterkennung mit

Bhabha- und Myonen-Paaren zu $(99.3 \pm 0.1) \% / 78 /$ bestimmt. Zusammen mit der Nachweiswahrscheinlichkeit des Cerenkovzählers (Kap III 3.3) ergibt sich die Rekonstruktions-Wahrscheinlichkeit zu $(95.3 \pm 0.3) \%$ für den Bereich oberhalb 3.9 GeV Schwerpunktennergien und zu $(94.3 \pm 0.3) \%$ für die Daten im Bereich der $\Psi'(3.7 \text{ GeV})$ -Resonanz und bei $E_{cm} = 3.6 \text{ GeV}$.

Welche Wirkung die Forderung eines nichtschauernenden Teilchens im Innen- bzw. Aussendetektor hat, wird ausführlich in Kap IV 4 diskutiert.

IV 3 Nachweis einer guten Elektronspur

Als Ergebnis der Vorauswahl stehen 45858 Ereignisse mit einem Elektronkandidaten ($p > 0.1 \text{ GeV/c}$) im Aussendetektor und einem nichtschauernenden geladenen Teilchen im Innen- oder Aussendetektor zur Verfügung, die im folgenden durch spezielle Auswahlkriterien weiter von Untergrund durch multihadronische Ereignisse befreit werden. Dabei werden die Daten unterhalb und oberhalb der Charm-Schwelle gleich behandelt. Bei Ereignissen der $\Psi'(3.7 \text{ GeV})$ -Resonanz wird jedoch darüber hinaus geprüft, ob der Endzustand eindeutig durch den Kaskadenzerfall der Ψ' -Resonanz erklärt werden kann, um die Ereignismenge für die abschliessende Durchmusterung der Ereignisbilder (Kap IV 5) gering zu halten.

Durch Schnitte auf die Geschwindigkeit und die Schauerenergie der Elektronen wird Untergrund durch Hadronen, die im Cerenkovzähler szintillieren oder durch die Erzeugung von δ -Elektronen den C-Zähler ansprechen lassen, abgetrennt.

β - Schnitt

Für die aus der Flugzeit bestimmte Geschwindigkeit β der Elektronen wird verlangt, dass $\beta > 0.95$ ist.

Mit Elektronen aus Bhabha-Streuung und Weitwinkelbremsstrahlung wird die Nachweiswahrscheinlichkeit für Elektronen mit Impulsen $\leq 0.35 \text{ GeV/c}$ bestimmt zu $\eta_{\text{Tot}} = (98.2 \pm 0.1) \%$ für Schwerpunktennergien oberhalb 3.9 GeV bzw. $\eta_{\text{Tot}} = (99.5 \pm 0.2) \%$ für Schwerpunktennergien von 3.6 und 3.7 GeV . Für Elektronen mit Impulsen $> 0.35 \text{ GeV/c}$ erhält man

$$\eta_{\text{Tot}} = (97.0 \pm 0.3) \% \quad (\sqrt{s} > 3.9 \text{ GeV}) \text{ und } \eta_{\text{Tot}} = (98.7 \pm 0.4) \% \quad (\sqrt{s} = 3.6 \text{ GeV und } \sqrt{s} = 3.7 \text{ GeV})$$

Die Wahrscheinlichkeit, mit der Hadronen diesen Schnitt überstehen, wird mit multihadronischen Ereignissen aus dem Zerfall der J/Ψ -Resonanz ermittelt und beträgt für Impulse $> 0.35 \text{ GeV/c}$ $(59.3 \pm 1.4) \% / 15 /$.

Die Geschwindigkeitsverteilungen für Elektronen aus Weitwinkelbremsstrahlung, für Hadronen ($p \leq 0.35 \text{ GeV/c}$) aus multihadronischen Ereignissen und für Elektronen ($p \leq 0.35 \text{ GeV/c}$) aus Elektron-Hadron-Ereignissen sind in den Abb 25 a bis c dargestellt.

Schauerenergie-Schnitt

Elektronen mit Impulsen $p > 0.35 \text{ GeV/c}$ müssen im Schauerzähler mindestens eine Energie

$$E_{SH} > \max(0.25 \cdot p \cdot c, 0.15 \text{ GeV}) \quad (37)$$

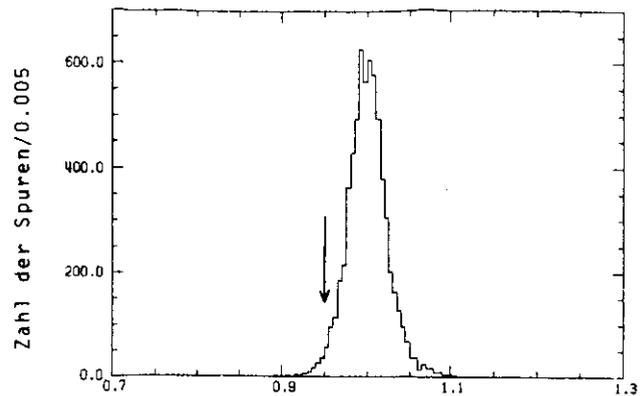
deponiert haben. Die Wahrscheinlichkeit für die Erfüllung dieser Bedingung wird wiederum mit Elektronen aus Bhabha-Streuung und Weitwinkelbremsstrahlung zu $\eta_{SH} = (98.1 \pm 0.2) \%$ bestimmt. $(22.0 \pm 0.5) \%$ der Pionen aus multihadronischen Ereignissen erfüllen ebenfalls diese Bedingung.

In den Abb. 26 a bis c ist die Schauerenergie in Abhängigkeit vom Impuls für Elektronen aus Weitwinkelbremsstrahlung, für Pionen aus multihadronischen Ereignissen und für Elektronen aus Elektron-Hadron-Ereignissen dargestellt. Der Verlauf der Schnitt-Grenze ist dabei jeweils eingezeichnet.

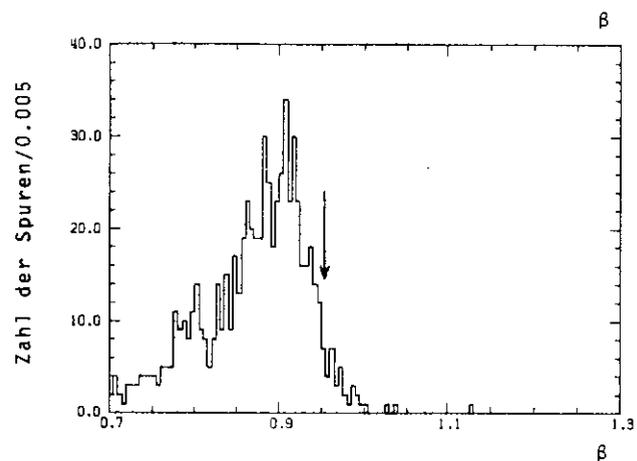
So/SM - Schnitt (dE/dx)

Durch konvertierte Photonen aus $\pi^0(\eta)$ -Zerfällen oder durch π^0 -Dalitz-Zerfälle können Kandidaten für Elektron-Hadron-Ereignisse vorgetäuscht werden, wenn von einem e^+e^- -Paar ein Teilchen im Aussendetektor nachgewiesen wird, die Spur des zweiten jedoch ausserhalb der Magnet-Akzeptanz liegt.

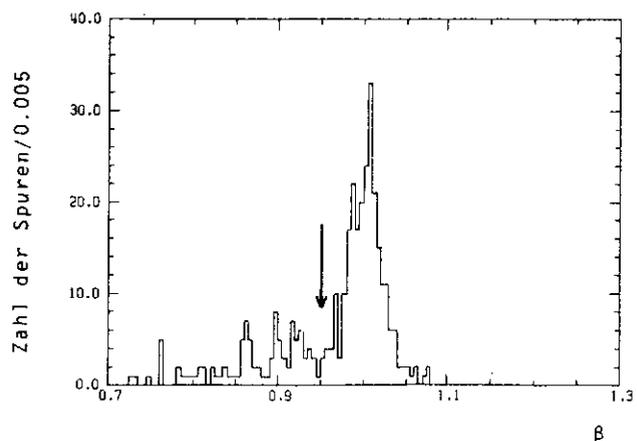
Da die Elektron-Positron-Paare mit einem kleinen Öffnungswinkel die Szintillationszähler So oder SM gemeinsam durchsetzen, können solche Ereignisse durch einen Schnitt auf die Impulshöhe der So- bzw. SM-Zähler weitgehend abgetrennt werden. Die Pulshöhen der So- bzw. SM-Zähler für ein minimalisierendes Teilchen sind in Abb. 27a für Elektronen aus Weitwinkelbremsstrahlung und in Abb. 27b für Mehrfachdurchgänge in den beiden Szintillationszählern angegeben. Durch einen Schnitt gemäss der in Abb. 27 angedeuteten Grenzlinien können $(98.0 \pm 1.6) \%$ der Mehrfachdurchgänge richtig erkannt werden. Die Wahrscheinlichkeit, ein einzelnes Elektron innerhalb der Schnittgrenzen nachzuweisen, ist $(83.5 \pm 1.0) \%$.



a)



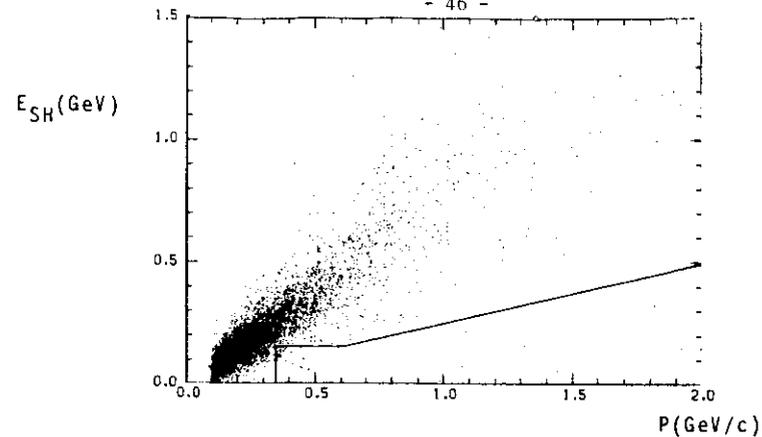
b)



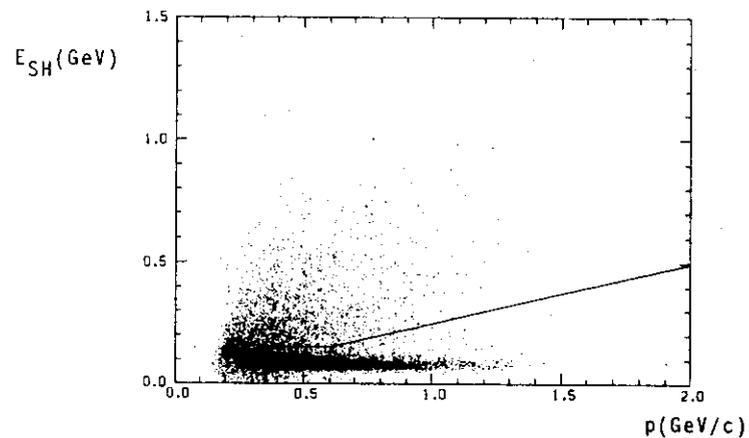
c)

Abb. 25 - Verteilung der Geschwindigkeit $\beta = v/c$ für

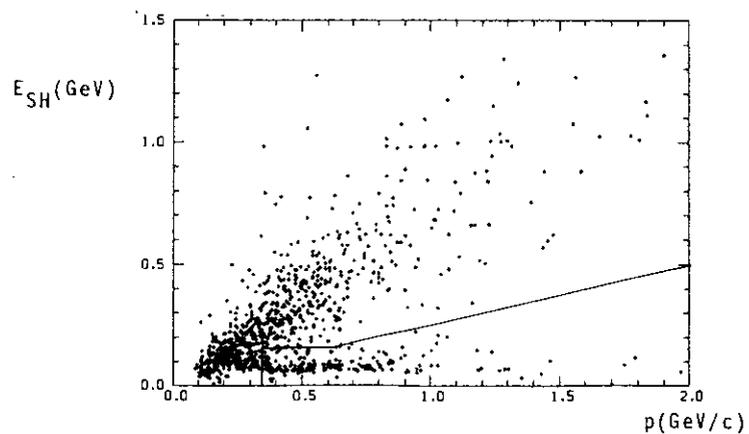
- a) Elektronen aus Bhabha-Ereignissen
- b) Hadronen ($p \leq 0.35$ GeV/c) aus multihadronischen Ereignissen
- c) Elektronen aus Elektron-Hadron-Ereignissen ($p < 0.35$ GeV/c)



a)



b)



c)

Abb. 26 - Schauerenergie E_{SH} gegen Impuls p

- a) Elektronen aus Weitwinkelbremsstrahlung
- b) Pionen aus multihadronischen Ereignissen
- c) Elektronen aus Elektron-Hadron-Ereignissen

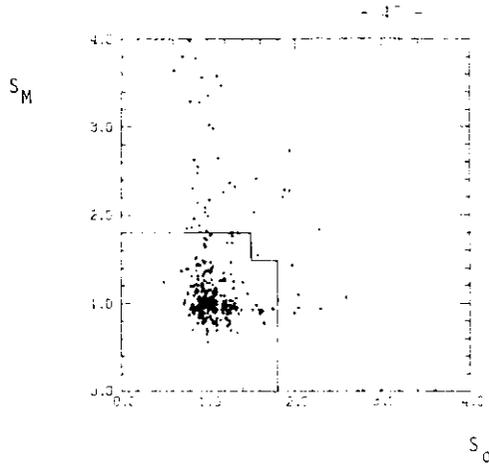


Abb. 27a
 S_M -Amplitude gegen
 S_0 -Amplitude
 Elektronen aus Weit-
 winkelbremsstrahlung

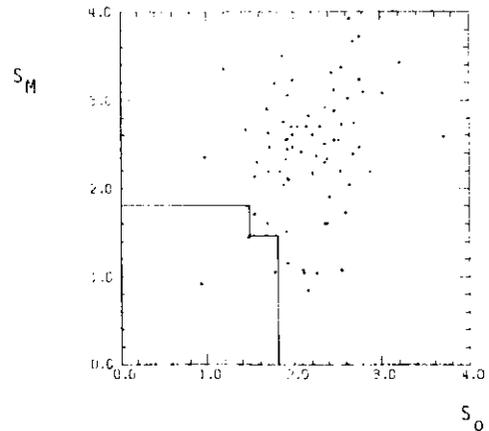


Abb. 27b
 S_M -Amplitude gegen
 S_0 -Amplitude
 Mehrfachdurchgänge
 durch S_0 und S_M

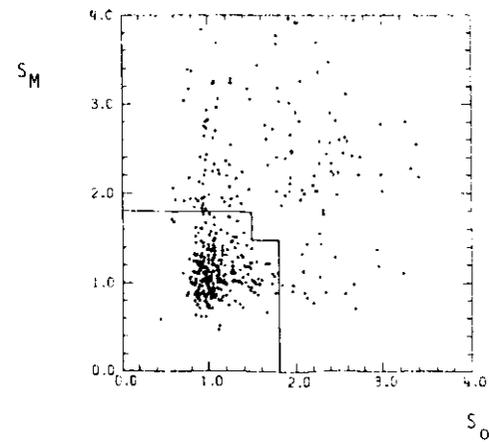


Abb. 27c
 S_M -Amplitude gegen
 S_0 -Amplitude
 Elektronen aus Elektron-
 Hadron-Ereignissen

In Abb 27c ist das SM-Signal gegen das So-Signal für Elektron-Hadron-
 Ereignisse aufgetragen

Alle Pulshöhen sind jeweils auf den Winkel, den die Teilchenspur mit dem
 Zähler einschliesst, korrigiert und auf die Zahl der im Aussendetektor
 insgesamt nachgewiesenen Teilchen normiert

Der So/SM-Schnitt ist ebenfalls geeignet, Ereignisse zu unterdrücken,
 bei denen ein Hadron den Cerenkovzähler durch ein δ - Elektron setzt,
 das δ - Elektron jedoch aufgrund seines niedrigen Impulses den Magneten
 nicht passieren kann. Eine Untersuchung mit multihadronischen Ereignissen
 zeigt, dass die Zahl der Aussendetektor-Hadronen, die den Cerenkovzähler
 setzen, bei Anwendung des So/SM-Schnittes um den Faktor vier reduziert
 wird

Mit den hier angegebenen Nachweiswahrscheinlichkeiten für den
 Geschwindigkeits-, Schauerenergie- und So/SM-Schnitt und den in Kap. IV 2
 genannten Rekonstruktions-Wahrscheinlichkeiten beträgt die Gesamtwahr-
 scheinlichkeit zum Nachweis einer Elektronspur $\eta_e = (78.1 \pm 2.5) \%$
 ($p \leq 0.35 \text{ GeU/c}$) bzw. $\eta_e = (75.6 \pm 2.5) \%$ ($p > 0.35 \text{ GeU/c}$) für die
 Daten oberhalb 3.9 GeU Schwerpunktennergien

Eine Zusammenstellung aller Nachweiswahrscheinlichkeiten für Elektron-
 spuren zeigt Tab. 8

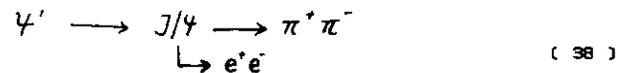
Die Wahrscheinlichkeit, dass Pionen den Cerenkovzähler setzen und
 alle Schnitte überstehen, ist $< 0.07 \%$ (0.03% für $p \leq 0.35 \text{ GeU/c}$).

Tabelle 8

Nachweiswahrscheinlichkeit für ein
 Elektron im DASP-Aussendetektor

	$E_{cm} > 3.9 \text{ GeU}$	$E_{cm} \approx 3.6 \text{ GeU}$ und Ψ' -Resonanz
Spur/Impuls - Rekonstruktion	0.968 \pm 0.020	
Flugzeitbestimmung, Trigger	0.993 \pm 0.002	
Cerenkovzähler - Effizienz	0.991 \pm 0.002	0.981 \pm 0.003
Schnitt auf Flugzeit ($p \leq 0.35 \text{ GeU/c}$)	0.982 \pm 0.010	0.995 \pm 0.002
Schnitt auf Flugzeit ($p > 0.35 \text{ GeU/c}$)	0.970 \pm 0.003	0.987 \pm 0.004
Schnitt auf Schauerenergie des Elektrons ($p > 0.35 \text{ GeU/c}$)	0.981 \pm 0.002	0.980 \pm 0.005
Schnitt auf So/SM-Pulshöhe	0.835 \pm 0.010	
Nachweiswahrscheinlichkeit für Elektronen im Aussendetektor		
$p \leq 0.35 \text{ GeU/c}$	0.781 \pm 0.025	0.760 \pm 0.025
$p > 0.35 \text{ GeU/c}$	0.783 \pm 0.030	0.760 \pm 0.030

Eine weitere Untergrundquelle für die zu untersuchenden e^+X -Endzustände sind Bhabha-Ereignisse und für die Daten der ψ' -Resonanz Kaskadenzerfälle gemäss:



wo nur ein Elektron bzw. Positron im Aussendetektor den Cerenkovzähler setzt. Vor einer endgültigen Ereignisdurchmusterung werden Ereignisse, die eindeutig diesen Quellen zugeordnet werden können, per Programm verworfen: Ereignisse werden als Bhabha-Streuung erkannt, wenn

- genau 2 geladene Teilchen im Detektor nachgewiesen werden
- eine Aussenspur einen Impuls $p > 1 \text{ GeU/c}$ hat und
- der Akoplanaritäts-Winkel $< 10^\circ$ ist

Ereignisse des Kaskaden-Zerfalls

werden aussortiert, wenn

- ein Teilchen-Paar in den Spektrometerarmen mit entgegengesetztem Vorzeichen nachgewiesen wird
- und die folgenden Bedingungen erfüllt sind

$$\left| \frac{p_i}{c} - \frac{m_{J/\psi}}{2} \right| < 0.3 \text{ GeU/c}^2, \quad i=1,2 \quad (39)$$

und $\left| \frac{p_1}{c} + \frac{p_2}{c} + \frac{E_1}{c^2} + \frac{E_2}{c^2} - m_{\psi'} \right| < 0.3 \text{ GeU/c}^2$

wobei $p[\text{GeU/c}]$ die Impulse der im Aussendetektor nachgewiesenen Teilchen und $E[\text{GeU}]$ die durch abgestrahlte Photonen im Schauerzähler deponierten Energien sind. $m_{J/\psi}$ $[\text{GeU/c}^2]$ ist die Masse der J/ψ -Resonanz.

Durch den Kaskaden-Schnitt wird die Ereignismenge der ψ' -Resonanz erheblich vermindert, angewendet auf die Daten bei 3.6 GeU und oberhalb 3.9 GeU Schwerpunktenenergien bleibt dieser Schnitt wirkungslos.

10.4 Nachweis eines nichtschauernenden Teilchens

Neben der Elektronspur im Aussendetektor wird für eine zusätzliche geladene Spur das Kriterium für ein nichtschauernendes Teilchen im Innendetektor (Kap.III.34) bzw. im Aussendetektor (Kap.III.32) gefordert.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit für diese Ereignis-Signatur wird experimentell ermittelt durch die Untersuchung von inklusiven Hadron-Ereignissen. Für die im Aussendetektor nachgewiesenen Kaonen bzw. Pionen werden relativ harte Kriterien verlangt:

- Für die Akzeptanz des Cerenkovzählers werden nur Winkel akzeptiert, für die die gemessene Nachweiswahrscheinlichkeit für Elektronen $> 99\%$ ist
- Hadronen in diesem Akzeptanzbereich dürfen den Cerenkovzähler nicht gesetzt haben.
- Zur Definition eines Pions bzw. Kaons dienen die in Tab.5 angegebenen Grenzen für die Flugzeitmasse $m(\beta, p)$
- Die im Schauerzähler abgelegte Energie muss für Pionen kleiner als 150 MeU und für Kaonen kleiner als 200 MeU sein.

Die Multiplizitäts-Verteilung für geladene Spuren der Kaon-Inklusiv-Ereignisse ist in Abb.28 gezeigt. Sie stimmt gut mit der Multiplizitätsverteilung der Elektron-Inklusiv-Ereignisse (e^+X) überein (vgl. Abb. 37), so dass das hier beschriebene Verfahren gerechtfertigt ist.

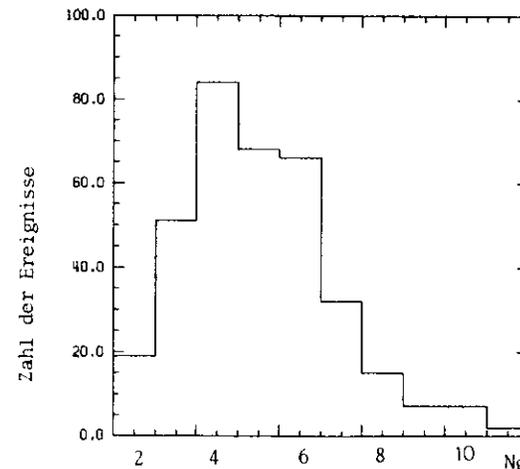


Abb. 28 - Multiplizität geladener Teilchen der Kaon-Inklusiv-Ereignisse

Da für die Analyse des semileptonischen Charm-Zerfalls nur Ereignisse mit einer geladenen Multiplizität $N \geq 3$ berücksichtigt werden (vgl. Kap. IV.6), wird die Wahrscheinlichkeit zum Nachweis eines Ereignisses mit mindestens einem geladenen nichtschauernenden Teilchens (NS) bestimmt zu

$$\frac{\text{Zahl der } \pi/K-X \text{ - Ereignisse mit NS - Teilchen } (N_3 \geq 3)}{\text{Zahl der } \pi/K-X \text{ - Ereignisse insgesamt } (N_3 \geq 3)} = 0.74 \pm 0.06$$

IV.5. Durchmusterung der Ereignisbilder

Von den 45858 Ereignissen, die durch die Vorauswahl (Kap. IV.2) zur Verfügung stehen, bleiben nach den Schnitten auf eine gute Elektronspur (Kap. IV.3) und der Forderung eines nichtschauernenden Teilchens (Kap. IV.4) 836 Kandidaten übrig. Diese Ereignisse werden einer abschliessenden Prüfung unterzogen, indem jedes Ereignis individuell anhand von Ereignis-Darstellungen durchgemustert wird.

Die Ereignisbilder werden aufgrund der auf Magnetplatte gespeicherten Information vom Rechner ausgedruckt und enthalten verschiedene Projektionen der Detektorkomponenten. Abb. 29a zeigt als Beispiel ein Ereignis, bei dem im Aussendetektor ein Elektron, ein Hadron (Kaon) und ein vom Elektron abgestrahltes Photon nachgewiesen sind. Ein Beispiel für ein Ereignis, bei dem neben dem Elektron im Aussendetektor ein nichtschauernendes, geladenes Teilchen im Innendetektor erkannt wird, zeigt die Darstellung der (Seiten-) Rohrkammern des Innendetektors in Abb. 29b.

Unter anderem werden Ereignisse verworfen, wenn klar erkannt wird, dass es sich im Bereich des Aussendetektors um ein Elektron der Strahl-Gas-Wechselwirkung oder ein Elektron aus einem e^+e^- -Paar handelt. Myonen aus der kosmischen Strahlung, die aufgrund ihrer hohen Impulse zwar den Cerenkovzähler in den Spektrometerarmen setzen, jedoch kein Signal im Reichweitezähler haben, können ebenfalls leicht rekonstruiert werden. Bhabha-Ereignisse, bei denen der Cerenkovzähler in einem Arm nicht angesprochen hat, werden aufgrund der Kollinearität der Spuren, der Schauerenergie und der mit der Strahlenergie vergleichbaren Impulse erkannt.

Für den Innendetektor wird geprüft, ob die durch das Analyseprogramm durchgeführte Funkenzuordnung richtig ist und die Bedingung für ein nichtschauernendes geladenes Teilchen mit der eventuell korrigierten Zuordnung erfüllt ist. Ereignisse, bei denen ein Photon irrtümlich als Spur eines nichtschauernenden Teilchens klassifiziert wurde, werden ausgesondert. Für die restlichen im Innendetektor nachgewiesenen Spuren geladener Teilchen wird geprüft, ob sie das Kriterium für ein nichtschauernendes Teilchen oder das Kriterium für ein Elektron (32,34) erfüllen.

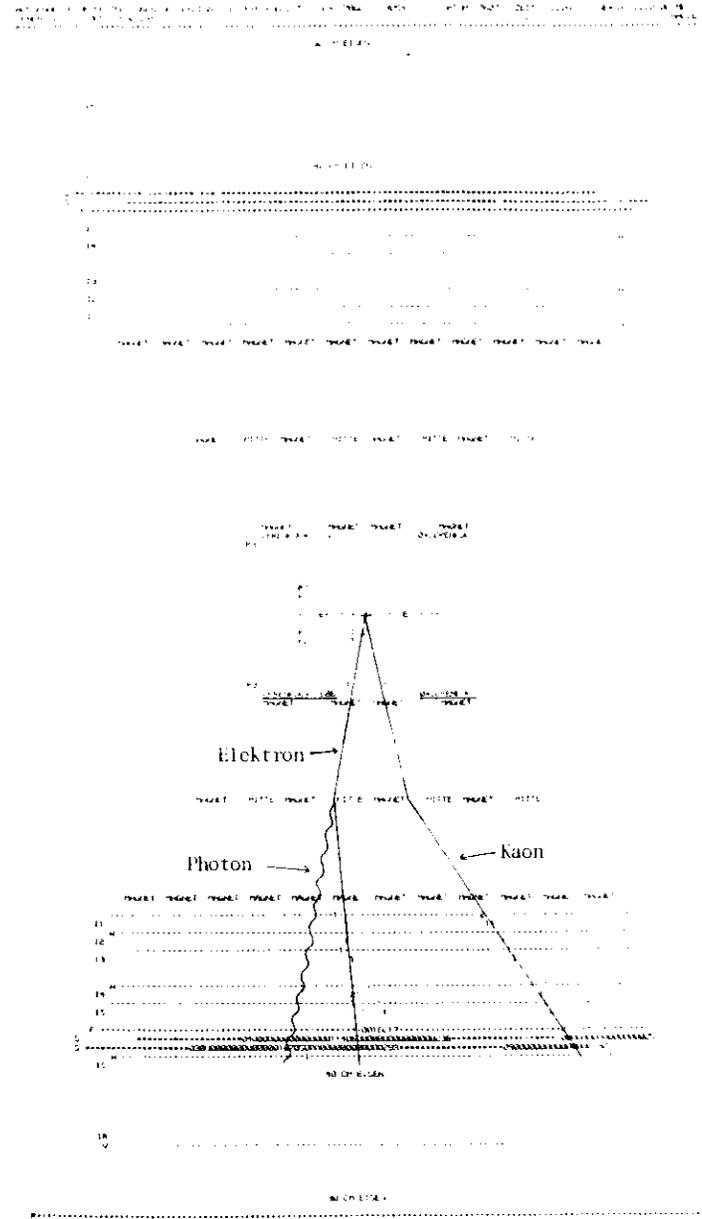


Abb. 29a - DASP - Aussendetektor (schematische Darstellung eines Ereignisses)

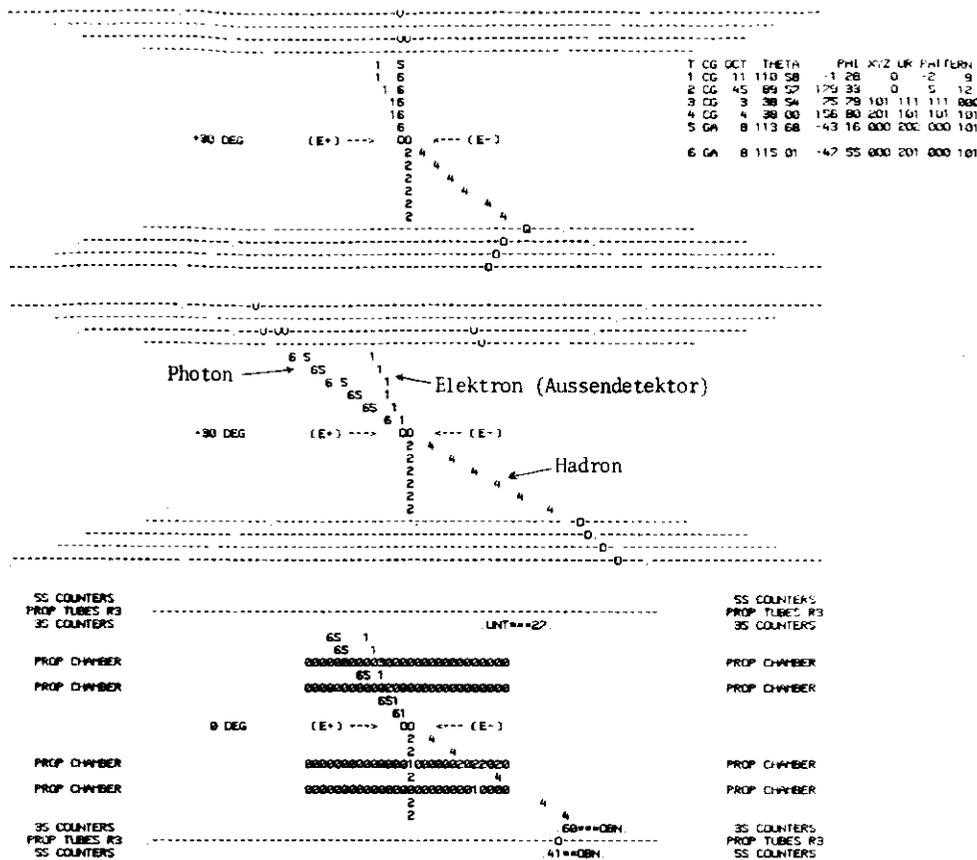


Abb. 29b - DASP-Innendetektor (schematische Darstellung eines Ereignisses)

Schliesslich wird für jedes Ereignis die Multiplizität der verschiedenen Spurtypen festgestellt.

Da QED-Ereignisse eine starke Untergrundquelle innerhalb der Klasse mit zwei geladenen Teilchen darstellen, werden diese Ereignisse einem enger gefassten Schnitt bezüglich des nichtschauernenden geladenen Teilchens unterworfen. Die Innenspur eines geladenen Teilchens muss folgende Kriterien erfüllen:

- a) alle vier Rohrkammern (R1 - R4) haben angesprochen,
- b) 7 aus 9 Rohrkammerebenen (Seiten) haben angesprochen, (40)
- c) 9 aus 12 Rohrebenen (oben/unten) haben angesprochen und
- d) $| ASPN - XSPN | < 0.25$

Nichtschauernende Teilchen im Aussendetektor müssen entgegengesetzt geladen sein zum Elektron des Ereignisses.

IV.6 Ergebnisse der Datenauswertung

Als Ergebnis der Durchmusterung liegen 347 Ereignisse mit einem Elektron ($p > 0.1$ GeV/c) und einem zusätzlichen nichtschauernenden Teilchen vor. Abb.30 zeigt die Verteilung der Z-Koordinate für die Elektronenspuren dieser Ereignisse. Eine deutliche Anhäufung ist am Ort des e^+e^- -Wechselwirkungspunktes ($| Z - Z_0 | = 0$) zu sehen. Abb.31 zeigt die Verteilung der Z-Koordinate für Bhabha-Ereignisse zum Vergleich.

Alle Ereignisse mit $| Z - Z_0 | \leq 3$ cm werden akzeptiert. Nach allen Schnitten bleiben 327 übrig (308 für $E > 3.9$ GeV).

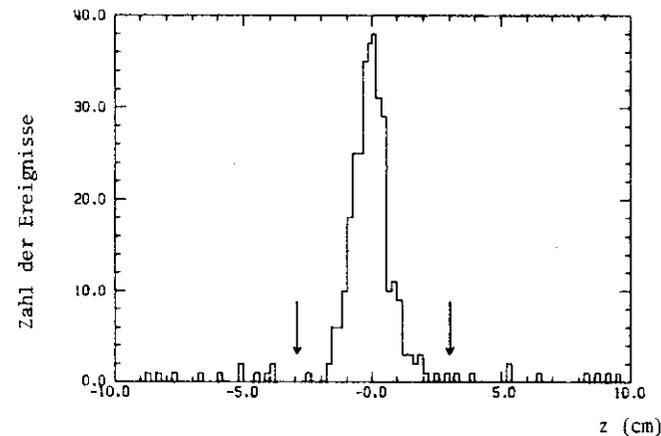


Abb. 30 - Verteilung der z-Koordinate am Wechselwirkungspunkt für Elektronen der Elektron-Hadron-Ereignisse

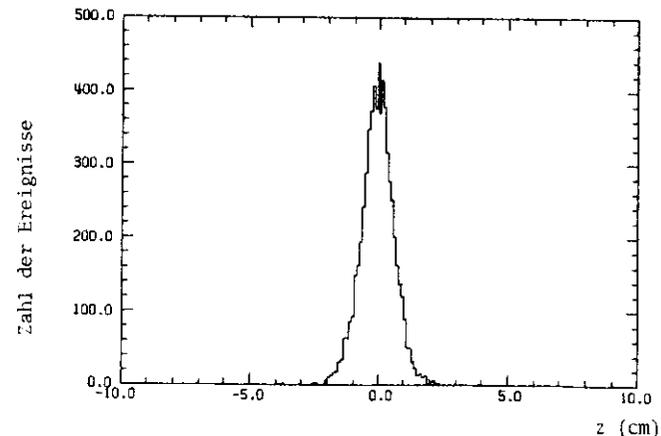


Abb. 31 - Verteilung der z-Koordinate am Wechselwirkungspunkt für Elektronen aus Bhabha-Ereignissen

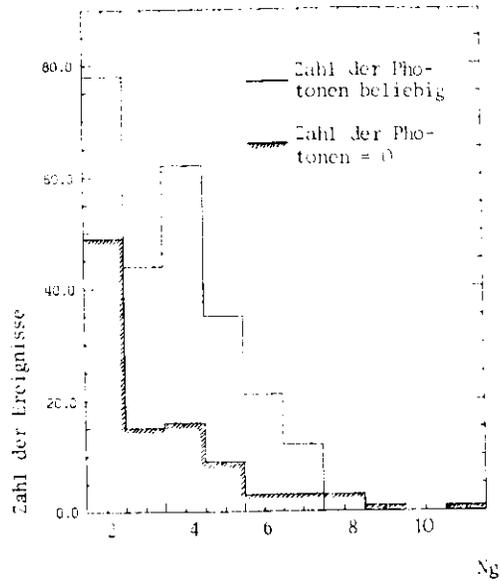


Abb. 32 - Zahl geladener Teilchen für Elektron-Hadron-Ereignisse (einschliesslich des Elektrons)

Die Mehrzahl der Ereignisse hat zwar hohe Multiplizität geladener Teilchen (Abb. 32), der Kanal mit nur zwei geladenen Teilchen (ohne Photonen) ist jedoch stark angereichert. Es ist nicht möglich, diesen Kanal allein dadurch zu erklären, dass Ereignisse mit höheren Multiplizitäten aufgrund der eingeschränkten Akzeptanz des Detektors niedrigere Multiplizitäten vortauschen (vgl. Kap. U. 4.1). Für die Darstellung der geladenen Multiplizität in Abb. 32 wurde für einen besseren Vergleich sowohl für die Zweiprong- als auch für die Mehrprong-Ereignisse das harte Schnittkriterium (40) für ein nichtschauerndes Teilchen verwendet.

Durch eine eingehende Analyse der Ereignisse mit 2 geladenen Teilchen konnte diese Klasse eindeutig durch die Erzeugung und den anschliessenden Zerfall eines neuen schweren Leptons τ erklärt werden (15,26%). Dies war insbesondere möglich durch den Nachweis des τ in einer Messung auf der ψ' -Resonanz, die unterhalb der Erzeugungsschwelle von Charm-Mesonen liegt.

Endzustände aus dem Zerfall schwerer Leptonen mit einem Elektron und einem nichtschauernden Teilchen haben die Form

$$e^+ + e^- \longrightarrow \begin{matrix} \tau^+ \\ \downarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\tau \end{matrix} + \begin{matrix} \tau^- \\ \downarrow \chi^- \nu_\tau \end{matrix} \quad (41)$$

Für diese Reaktion erwartet man in 70% aller Fälle nur zwei geladene Teilchen im Detektor (15,26%) aus der Paar-Erzeugung und dem Zerfall von Teilchen mit Charm erwartet man jedoch höhere Multiplizitäten im Endzustand (33,80%).

Durch die Untersuchung von Ereignissen mit ≥ 3 geladenen Teilchen wird also der Beitrag von Teilchen mit Charm weitgehend isoliert (Siehe hierzu Kap. U.). Der Untergrund durch Ereignisse aus dem τ -Zerfall mit mehr als 2 nachgewiesenen geladenen Teilchen wird in Kap. U. 4 abgeschätzt.

Für die hier beschriebene Analyse werden somit Ereignisse mit mehr als 2 geladenen Teilchen im Detektor näher untersucht. Dies sind 231 Ereignisse für Schwerpunktsenergien $E_{cm} \geq 4$ GeV und im Bereich unterhalb der Charm-Schwelle 3 Ereignisse bei $E_{cm} = 3,6$ GeV und 13 Ereignisse aus dem Zerfall der ψ' -Resonanz.

U. Untergrundabschätzung und Korrektur der Rohdaten

Bevor die Hypothese geprüft wird, dass es sich bei dem oberhalb 4 GeV Schwerpunktsenergien beobachteten Signal im $e^+ e^- \rightarrow X^+ X^-$ -Endzustand um Elektronen aus dem semileptonischen Zerfall von Mesonen mit Charm handelt, und für diesen Kanal der Wirkungsquerschnitt und das Verzweigungsverhältnis angegeben werden kann, muss geprüft werden, wieviel Ereignisse durch andere konventionelle Quellen erklärt werden können.

Man erwartet Untergrundbeiträge aus folgenden Reaktionen:

- Strahl-Gas-Wechselwirkung (Kap. U. 1)
- Quantenelektrodynamische Prozesse (Kap. U. 2)
- Hadronische Ereignisse (Kap. U. 3)
- Zerfall des schweren Leptons τ (Kap. U. 4)

Eine Abschätzung der Beiträge aus den drei erstgenannten Untergrundquellen wird mit einer Messung bei $E_{cm} = 3,6$ GeV und der ψ' -Resonanz verglichen.

Verluste echter Ereignisse durch den Schnitt auf die geladene Multiplizität werden durch einen Korrekturfaktor (Kap. U. 5 und 6) berücksichtigt. Der energieabhängige Strahlungskorrekturfaktor wird in Kap. U. 7 angegeben.

U.1. Untergrund durch Strahl - Gas - Wechselwirkung

Bei der Strahl-Gas-Wechselwirkung handelt es sich um Wechselwirkungen der Strahl-Elektronen (bzw. Positronen) mit den Restgasmolekülen oder Ionen in der Vakuumröhre.

Die Häufigkeit dieser Wechselwirkung ist abhängig von der Güte des Vakuums und den gespeicherten Strahlströmen. Die Ereignisse treten entlang der Strahlachse mit gleicher Häufigkeit auf.

Für die Ereignisse mit einem Elektron und einem nichtschauernenden Teilchen zeigt der Untergrund durch Strahl-Gas-Wechselwirkung eine flache Verteilung der z-Koordinate ($x=0$) des Elektrons. Er kann somit ausserhalb des Wechselwirkungspunktes echter e^+e^- -Kollisionen durch einen Schnitt auf die z-Koordinate leicht abgetrennt werden (Kap. IV.6).

Abb.33 zeigt die Verteilung der z-Koordinate des Wechselwirkungspunktes der Ereignisse mit ≥ 3 geladenen Teilchen vor dem endgültigen Vertex-Schnitt. (Der Schnitt auf die y-Koordinate ist hier bereits durchgeführt) 231 Ereignisse innerhalb $|z - z_0| \leq 3$ cm werden akzeptiert. Innerhalb des Bereiches

$$5 \text{ cm} < |z - z_0| < 10 \text{ cm} \quad (42)$$

liegen 9 Ereignisse. Eine Extrapolation in den Bereich der akzeptierten Ereignisse liefert unter Berücksichtigung der Nachweiswahrscheinlichkeit des Cerenkovzählers für verschiedene z-Werte ≈ 4 Ereignisse (vgl. Abb 18). Damit ist der Untergrund durch Strahl-Gas-Wechselwirkung bestimmt zu $(3.2 \pm 1.4) \%$.

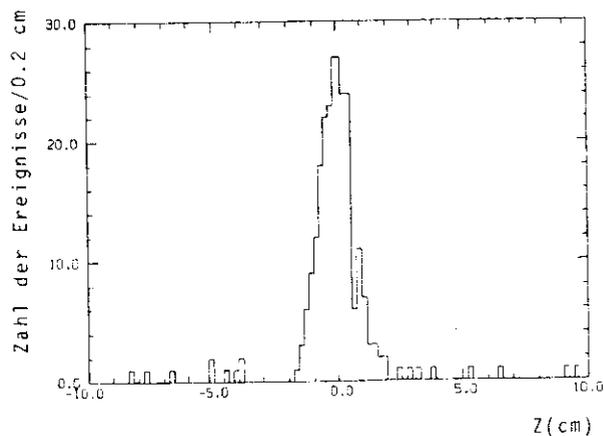


Abb. 33 - Verteilung der z-Koordinate am Wechselwirkungspunkt für Elektron-Hadron-Ereignisse nach allen Schnitten ausser z-Schnitt

U.2. Untergrund durch quantenelektrodynamische Prozesse

Reaktionen der Quantenelektrodynamik (QED) können Elektron-Hadron-Endzustände vertauschen, führen jedoch vorwiegend zu Endzuständen mit weniger als 3 geladenen Teilchen und können deshalb als Untergrund in der Klasse mit ≥ 3 geladenen Teilchen weitgehend vernachlässigt werden.

Elektronen (bzw. Positronen) aus der Bhabha-Streuung, bei der ein Paarteilchen im Aussendetektor den Cerenkovzähler nicht gesetzt hat, liefern somit keinen Untergrundbeitrag für die Mehrprong-Ereignisse und können darüber hinaus eindeutig als kollineare Paare identifiziert werden.

Ereignisse der Weitwinkelbremsstrahlung, bei der z.B. ein Elektron den Cerenkovzähler setzt und Positron oder Photon im Innendetektor ein Hadron vertauscht, werden bei der Ereignisdurchmusterung klar erkannt.

Zu den Prozessen der Quantenelektrodynamik 4. Ordnung (α^4) gehören Reaktionen des Typs

$$e^+e^- \longrightarrow e^+e^- + \chi, \quad \chi = ee, \mu\mu, \pi\pi, KK \dots$$

Gemischte Elektron-Hadron- oder Elektron-Myon-Endzustände können dabei einen Beitrag zu der Ereignissignatur mit einem Elektron und zusätzlich einem nichtschauernenden Teilchen liefern. Die Reaktion

$$e^+e^- \longrightarrow e^+e^- + \mu^+\mu^- \quad (43)$$

dominiert dabei gegenüber der Reaktion

$$e^+e^- \longrightarrow e^+e^- + \text{Hadronen} \quad / 81 / \quad (44)$$

Einige Graphen niedrigster Ordnung für die Reaktion (43) sind in Abb 34 dargestellt. Die Wirkungsquerschnitte für die Bremsstrahlungsgraphen des Typs (b) und Annihilationsgraphen des Typs (c) sind gegenüber dem 2γ -Prozess (a) klein / 82/. Die Dominanz des 2-Photon-Prozesses gilt auch dann noch, wenn nur ein Photon nahezu reell ist und das Elektron unter kleinem Winkel $\theta \approx 0^\circ$ gestreut wird, das zweite Photon jedoch 'stark' virtuell ($q^2 \approx 1 \text{ GeV}^2$) ist und das entsprechende Elektron unter grossem Winkel (kleiner Energie) im DASP-Aussendetektor gesehen werden kann / 82/. Zusammen mit 2 Myonen kann somit ein Endzustand mit einem Elektron, einem nichtschauernenden Teilchen und einem zusätzlichen geladenen Teilchen erzeugt werden.

Eine Monte-Carlo-Simulation / 83/ mit Hilfe der bekannten Wirkungsquerschnitte ergibt für den 2-Photon-Prozess dieser Signatur unter

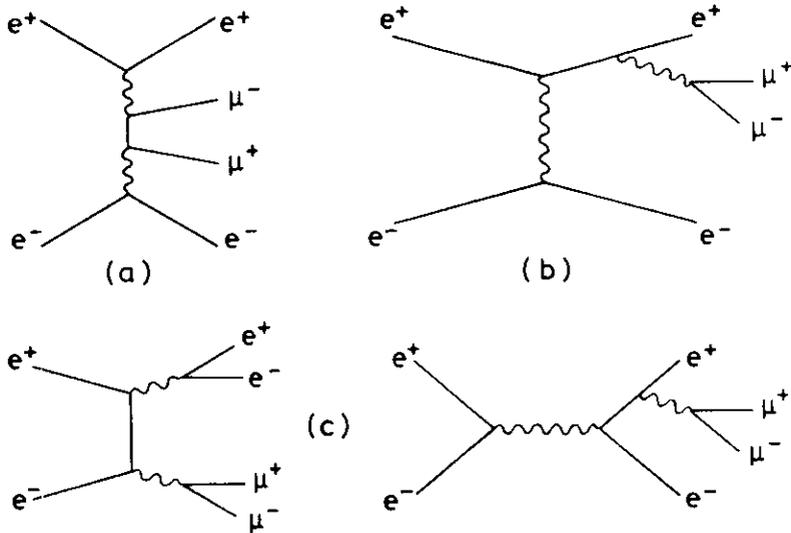


Abb. 34 - 2γ - Diagramme

Berücksichtigung der Detektorakzeptanz und der Teilchen-Nachweiswahrscheinlichkeiten einen Untergrund von weniger als 0.5 Ereignissen unter den 231 akzeptierten Elektron-Hadron-Ereignissen mit mehr als zwei geladenen Teilchen.

Für alle genannten QED-Reaktionen erhält man bevorzugt Elektronen-Streuwinkel in Vorwärtsrichtung. Das Produkt aus Ladung Q und dem Kosinus des Polarwinkels θ des Elektrons bzgl. des einlaufenden Positronenstrahls zeigt für Ereignisse der Weitwinkelbremsstrahlung eine deutliche Überhöhung für $Q \cdot \cos(\theta) \rightarrow 1$ (Abb. 35a). Für den 2-Photon-Prozess erwartet man über den Akzeptanzbereich des Aussendetektors eine Änderung des Streuwinkels um mehrere Größenordnungen. Für die akzeptierten 231 Elektron-Hadron-Ereignisse ist die Verteilung von $Q \cdot \cos(\theta)$ (Abb. 35b) jedoch flach, so dass ein wesentlicher Untergrundbeitrag aus QED-Reaktionen ausgeschlossen werden kann.

Experimentell wurde der Untergrundbeitrag aus QED-Prozessen durch die Messung unterhalb der Charm-Schwelle bei einer Schwerpunktsenergie von 3.6 GeV bestimmt. Ordnet man die 13 auf der Ψ' -Resonanz beobachtete Ereignisse einer Fehlinterpretation rein hadronischer Endzustände zu (Kap. U.3), so erwartet man aus dem Verhältnis der absolut bei $E_{cm} = 3.6$ GeV und der Ψ' -Resonanz gemessenen Zahl der multihadronischen Ereignisse 2.3 ± 0.8 Ereignisse für die Messung bei 3.6 GeV Schwerpunktsenergie.

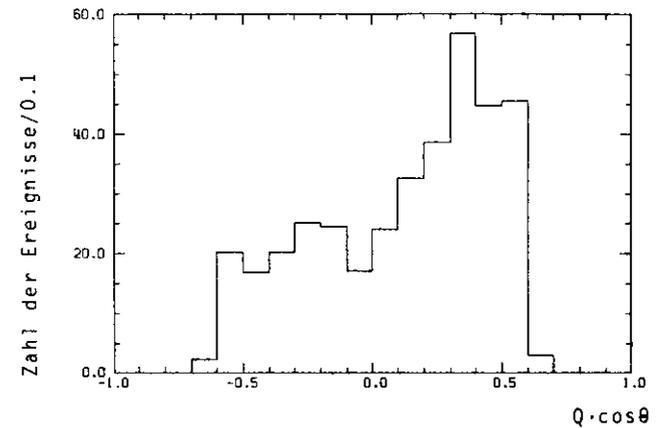


Abb. 35a - Ladung $\cdot \cos(\theta)$
Elektronen aus Weitwinkelbremsstrahlung

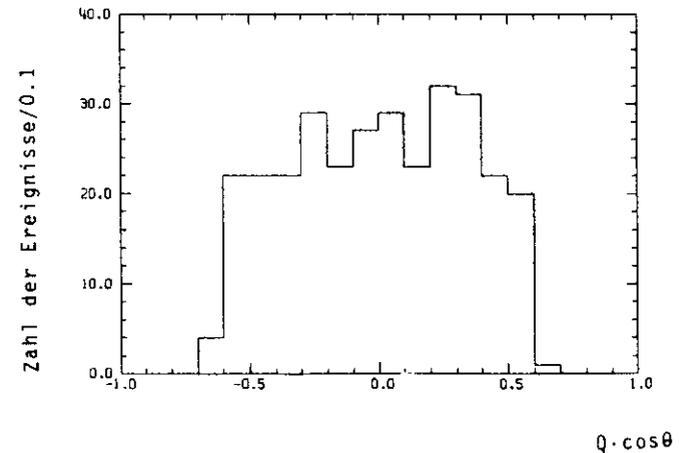


Abb. 35b - Ladung $\cdot \cos(\theta)$
Elektronen aus Elektron-Hadron-Ereignissen

Im Rahmen der Fehler können die 3 beobachteten Ereignisse der nicht-resonanten Erzeugung von hadronischen Endzuständen zugeordnet werden, so dass auf eine explizite Subtraktion von Untergrundereignissen aus QED-Reaktionen verzichtet wird. Eine mögliche geringe Beimischung zum Signal des semileptonischen Zerfalls von Mesonen mit Charm wird in der Angabe des Fehlers für den Wirkungsquerschnitt und das Verzweigungsverhältnis (Kap VI) berücksichtigt

U.3. Untergrund aus multihadronischen Ereignissen

Trotz der in Kap. IV 3 beschriebenen Schnitte auf die Flugzeit, die Schauerenergie und die Pulshöhen in den So/SM-Szintillationszählern können Elektron-Hadron-Ereignisse durch rein multihadronische Ereignisse vorgetäuscht werden, wenn ein Hadron alle Schnitte übersteht oder durch Zerfall Elektronen erzeugt, die dann im Aussendetektor nachgewiesen werden

Eine wesentliche Quelle sind dabei Hadronen, die im Cerenkovzähler szintillieren oder im Material vor bzw. im Cerenkovzähler δ -Elektronen erzeugen (vgl. Kap III.3.3)

Elektronen aus Dalitz-Zerfällen von η - und π^0 -Mesonen oder aus der Konversion von Photonen (im Strahlrohr mit 1.3 % Wahrscheinlichkeit) aus den Zerfällen neutraler Mesonen werden akzeptiert, wenn die Pulshöhen des $e^+ e^-$ -Paares im So bzw. SM-Szintillationszähler innerhalb der Schrittgrenzen für ein einzelnes minimalionisierendes Teilchen liegen.

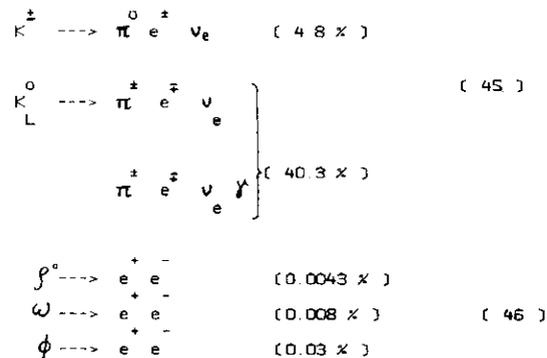
Die Wahrscheinlichkeit, mit der Hadronen die Schnitte auf Flugzeit, Schauerenergie und So/SM-Pulshöhe übersteht bzw. im Cerenkovzähler ein Signal geben, sind noch einmal in Tab 9 zusammengestellt

Tabelle 9
Fehlinterpretations-Wahrscheinlichkeit
(Hadronen ----> Elektronen)

	$p \leq 0.35 \text{ GeV}/c$	$p > 0.35 \text{ GeV}/c$
β -Schnitt	0.053 ± 0.005	0.593 ± 0.014
Schauerenergie-Schnitt	--	0.220 ± 0.015
So/SM-Schnitt	0.027 ± 0.020	
Cerenkovzähler	$< 0.008 \pm 0.002$	

Die Zahl der Untergrundereignisse aus den genannten Quellen wird bestimmt, indem die Zahl der ausserhalb der Schnitte beobachteten Ereignisse mit Hilfe der Nachweiswahrscheinlichkeiten für Elektronen und Hadronen bzgl. der einzelnen Schnitte in den Schnitt-Bereich für 'gute' Ereignisse extrapoliert wird. Nach dieser Methode erwartet man für die 231 oberhalb $E_{CM} = 3.9 \text{ GeV}$ akzeptierten Mehrprong-Elektron-Hadron-Ereignisse innerhalb der Schrittgrenzen folgende Untergrundereignisse: 1.05 ± 0.2 für Flugzeit-Schnitt, 10.3 ± 1.8 für Schauerenergie-Schnitt und 10.7 ± 8.0 für den So/SM-Schnitt

Semileptonische Zerfälle von Pionen und Kaonen und Zerfälle von Vektormesonen können ebenfalls Elektronen in rein hadronischen Endzuständen liefern. Hierzu tragen im wesentlichen die folgenden Zerfälle bei (In Klammern ist jeweils das Verzweigungsverhältnis in Elektronen angegeben / 26 /):



Geladene Kaonen müssen dabei vor den Cerenkovzähler-Spiegeln ($\approx 60 \text{ cm}$) zerfallen, neutrale Kaonen vor den So-Ringzählern ($\approx 12 \text{ cm}$), damit die Identifikation der Elektronen möglich ist. Ausgehend von der Anzahl und dem Impulsspektrum der bei DASP gemessenen inklusiven Kaon-Spektren / 69 / wurde der Untergrundbeitrag aus dem Zerfall geladener und neutraler Kaonen durch eine Monte-Carlo-Simulation abgeschätzt zu weniger als 1 Ereignis / 84 /

Aus dem gemessenen Wirkungsquerschnitt für die inklusive ρ^0 -Erzeugung / 85 / und der pessimistischen Annahme, dass die neutralen Vektormesonen ρ^0, ω, ϕ mit gleicher Häufigkeit erzeugt werden, berechnet man den Untergrund aus dieser Quelle zu < 0.9 Ereignissen.

Durch Compton-Streuung von Photonen an Elektronen im Material vor dem Cerenkovzähler

$$\gamma + e^- \rightarrow \gamma + e^- \quad (4.7)$$

können Elektronen vorgetauscht werden, wenn ein zusätzliches geladenes Hadron innerhalb der Akzeptanz des Aussendetektors nachgewiesen wird oder das Compton-Elektron schon vor dem Sc^+ - (Trigger)-Zähler erzeugt wurde. Da bei der Compton-Streuung nur negativ geladene Elektronen auftreten, von den 231 akzeptierten Ereignissen jedoch 108 ein Elektron und 123 ein Positron haben, kann diese Reaktion als wesentliche Untergrundquelle ausgeschlossen werden. Eine Monte-Carlo-Simulation / 84 / mit Photonen aus dem Zerfall neutraler Pionen, deren Zahl aus dem gemessenen inklusiven Pionspektrum / 38 / abgeleitet wurde, ergibt mit dem bekannten Wirkungsquerschnitt für die Compton-Streuung (Klein-Nishina) < 0.1 Untergrund-Ereignisse mit einem Elektron und Hadronen im Endzustand.

Zusammen mit dem Untergrund aus Strahl-Gas-Wechselwirkung (Kap. U 1) wird der Gesamtuntergrund im Signal mit einem Elektron, einem nichtschauerndem Teilchen und mindestens einem weiteren geladenen Teilchen somit berechnet zu $(13.4 \pm 3.2) \times$

Eine völlig unabhängige Bestimmung des Untergrundanteils ist durch die Analyse von Daten aus der Messung auf der Ψ' -Resonanz durchgeführt worden. Die $\Psi'(3.7 \text{ GeV})$ -Resonanz ist zwar ein Zustand mit 'verborgenem' Charm ($C \bar{C}$), ein Zerfall in Mesonen mit $C = \pm 1$ ist jedoch aus Gründen der Energieerhaltung nicht möglich. Das leichteste Charm-Hadron ist das D^0 -Meson mit einer Masse $m_{D^0} = 1.8633 \pm 0.0009 \text{ GeV}/c^2$ (Tab. 2), so dass die Erzeugungsschwelle von Charm-Mesonen bei 3.727 GeV Schwerpunktsenergie liegt.

Für eine integrierte Luminosität von 119.6 nb^{-1} wurden 13 Ereignisse mit einem Elektron und zusätzlichen geladenen Teilchen und Photonen gefunden.

Ereignisse des Kaskadenzerfalls der Ψ' -Resonanz in die J/Ψ -Resonanz und deren Zerfall in Elektronen können aufgrund der Kinematik dieser Reaktion erkannt werden. Eine Abschätzung / 15 / liefert, dass von den 13 gesehenen Ereignissen weniger als 0.4 dieser Quelle zugeordnet werden können.

Die Beobachtung der 13 Ereignisse muss als Fehlinterpretation rein hadronischer Endzustände des Ψ' -Zerfalls angesehen werden.

Durch eine Analyse inklusiver Hadron-Ereignisse, für die ein Hadron(h) im Aussendetektor und ein zusätzliches nichtschauerndes geladenes Teilchen (NS) im Detektor verlangt wird, erhält man die Zahl der inklusiven Hadronen für die Daten der Ψ' -Resonanz und $E_{cm} > 3.9 \text{ GeV}$. Für das Verhältnis der Ereigniszahlen gilt:

$$\frac{\text{Anzahl der Ereignisse } h + X (NS \geq 1) (E_{cm} > 3.9 \text{ GeV})}{\text{Anzahl der Ereignisse } h + X (NS \geq 1) (\Psi' (3.7 \text{ GeV}))} = 2.5$$

Daneben erwartet man aus dem auf die Akzeptanz korrigierten Ereigniszahlen der in den beiden Messbereichen registrierten Mehrprong-Elektron-Hadron-Ereignisse einen Untergrund von $(12.5 \pm 5.0) \times$ aus Reaktionen mit hadronischen Endzuständen. Dieser Wert ist in guter Übereinstimmung mit dem berechneten Wert von $(13.4 \pm 3.2) \times$.

Für eine Untergrundsubtraktion der Daten oberhalb der Charm-Schwelle wird die skalierte Form des Impulsspektrums der Ψ' -Ereignisse benutzt. Abb. 36 zeigt die auf die Akzeptanz und auf elektromagnetische Abstrahlung (vgl. Kap. U 6) korrigierte Impulsverteilung, die für die Untergrundsubtraktion verwendete angepasste Verteilung ist eingezeichnet.

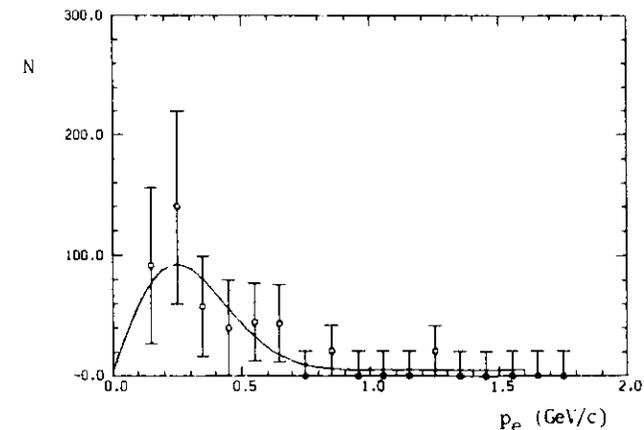


Abb. 36 - Impulsspektrum der Elektronen aus Elektron-Hadron-Ereignissen der Ψ' -Resonanz (Untergrundspektrum)

U.4.1. Verluste aufgrund eingeschränkter Detektorakzeptanz

Durch die eingeschränkte Raumwinkelakzeptanz des DASP-Detektors werden nicht alle geladenen Teilchen nachgewiesen. So ist es möglich, dass zwar mehr als 2 geladene Teilchen im Endzustand des Zerfalls von Teilchen mit Charm auftreten, jedoch nur 2 oder weniger geladene Teilchen nachgewiesen werden

Für eine Korrektur auf diesen Verlust wird davon ausgegangen, dass die Multiplizitäts-Verteilung geladener Teilchen durch eine Binominalverteilung angepasst werden kann. Die Wahrscheinlichkeit P_{ij} von i geladenen Teilchen (ausser dem Aussendetektor-Elektron) j im Detektor zu beobachten, ist gegeben durch

$$P_{ij} = (1 - \epsilon_g)^{i-j} \cdot \epsilon_g^j \cdot \binom{i}{j} \quad (S1)$$

Neben den Elektronen können $i=3,5,7, \dots$ geladene Teilchen im Endzustand auftreten, von denen $j=2,3,4, \dots$ nachgewiesen werden.

Für die Simulation wird eine isotrope Winkelverteilung für die geladenen Teilchen angenommen. ϵ_g ist das Produkt aus dem relativen Raumwinkel und der Nachweiswahrscheinlichkeit für ein geladenes Teilchen innerhalb dieses Raumwinkelbereichs und wurde mit einer Monte-Carlo Simulation bestimmt zu $\epsilon_g = 0.73 \pm 0.05 / 17 /$. Die Forderung, dass mindestens ein geladenes Teilchen die Kriterien für ein nichtschauernes Teilchen erfüllen muss, wurden in diesem Modell nicht gestellt. Die Wahrscheinlichkeit, durch diese zusätzliche Bedingung gute Ereignisse zu verlieren, wurde experimentell ermittelt und ist in Kap. IV.4 angegeben.

Die Anzahl M_i der im Detektor nachgewiesenen Ereignisse mit $j=2,3,4, \dots$ geladenen Teilchen und einem Elektron im Aussendetektor beträgt:

$$M_i = \sum_{j \geq 2} P_{ij} \cdot N_i \quad (S2)$$

Die Simulationsrechnung liefert die wahre entfaltete Multiplizitäts-Verteilung N mit $i=3,5,7, \dots$ geladenen Teilchen und einem Elektron im Aussendetektor. Mit Hilfe von Gl. (S2) kann dann leicht die Zahl der Ereignisse berechnet werden, die zwar mindestens vier geladene Teilchen (einschliesslich des Elektrons) im Endzustand haben, von denen aber weniger als 3 im Detektor nachgewiesen werden.

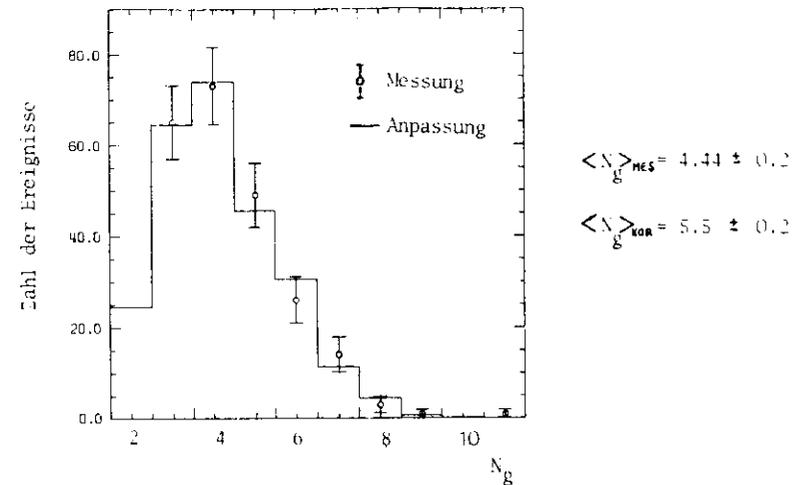


Abb. 37 - Zahl geladener Teilchen (Ereignisse mit ≥ 3 geladenen Teilchen)

Abb. 37 zeigt die gemessene Multiplizitäts-Verteilung geladener Teilchen aus den 231 Ereignissen mit einem Elektron, einem nichtschauernen Teilchen und mindestens einem weiteren geladenen Teilchen. Die nach Gl. (S2) angepasste Verteilung ist für Multiplizitäten ≥ 2 eingezeichnet.

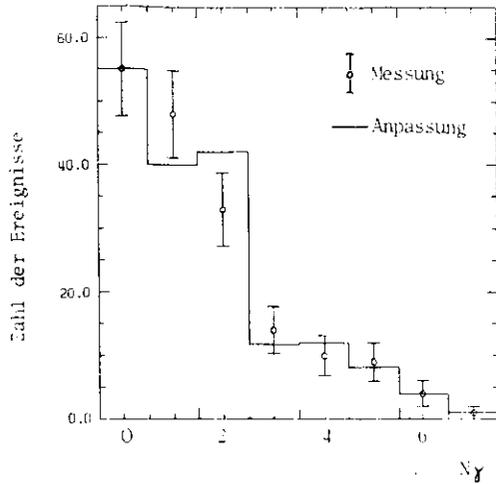
Aus der Modellrechnung ergibt sich, dass durch die Auswahl von Ereignissen, bei denen mindestens 3 geladene Teilchen im Detektor nachgewiesen werden, $(90 \pm 5) \%$ der Ereignisse erfasst werden, die mindestens 4 erzeugte geladene Teilchen im Endzustand haben.

Da Untergrundereignisse aus multihadronischen Endzuständen und dem semihadronischen Zerfall des schweren Leptons Z nicht explizit (ereignisweise) subtrahiert werden können, wird aus diesem Ergebnis der Korrekturfaktor für die Charm-Ereignisse aufgrund des Multiplizitätsschnittes bestimmt zu $f_{MULT} = 1.11$.

Aus der entfalteten Verteilung berechnet man die korrigierte mittlere Zahl geladener Teilchen für $e^+ X^-$ -Ereignisse mit mindestens 4 geladenen Teilchen zu

$$\langle N_g \rangle_{KOR} = 5.5 \pm 0.2 \quad (S3)$$

(Der Mittelwert für die gemessene mittlere geladene Multiplizität beträgt $\langle N_g \rangle_{MES} = 4.44 \pm 0.2$) (S4)



$$\langle N_\gamma \rangle_{MES} = 1.9 \pm 0.2$$

$$\langle N_\gamma \rangle_{KOR} = 2.4 \pm 0.2$$

Abb. 38 - Zahl der Photonen (Ereignisse mit 5 geladenen Teilchen)

Abb 38 zeigt die Multiplizitäts-Verteilung der nachgewiesenen Photonen für Elektron-Hadron-Ereignisse mit mindestens 3 beobachteten geladenen Teilchen. Hier zeigt sich ein deutlicher Unterschied zu den Elektron-Hadron-Ereignissen mit nur zwei geladenen Teilchen aus dem Z -Zerfall, die bevorzugt mit niedrigeren Photonen-Multiplizitäten auftreten. ($\langle N_\gamma \rangle = 1.2 \pm 0.2 / 15 \%$)

Ähnlich der Rechnung für geladene Teilchen lässt sich die mittlere Photonenzahl bestimmen. Dabei wird angenommen, dass die Photonen paarweise auftreten und ihre Richtung durch eine isotrope Verteilung beschrieben werden kann. Niederenergetische Photonen aus den Zerfällen der angeregten Charm-Mesonen D^* bzw. F^* werden in diesem Modell nicht erfasst.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit für Photonen höherer Energie beträgt

$\epsilon_\gamma = 0.675$. Die Wahrscheinlichkeit P_{ij} , dass für ein Ereignis mit $i = 0, 2, 4, \dots$ Photonen nur $j = 0, 1, 2, \dots$ Photonen im Detektor nachgewiesen werden, ergibt sich in Analogie zu Gl (51) zu

$$P_{ij} = (1 - \epsilon_\gamma)^{i-j} \cdot \epsilon_\gamma^j \binom{i}{j} \quad (55)$$

Die wahre entfaltete Multiplizität wird gemäß der oben beschriebenen Methode nach Gl. (52) berechnet. Für Ereignisse mit mindestens 3 nachgewiesenen geladenen Teilchen erhält man die korrigierte mittlere Photonenzahl

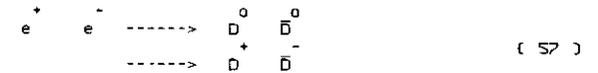
$$\langle N_\gamma \rangle_{KOR} = 2.4 \pm 0.2 \quad (56)$$

(Die mittlere gemessene Photonenzahl beträgt $\langle N_\gamma \rangle_{MES} = 1.92 \pm 0.2$)

U.4.2. Verluste von Ereignissen aus Zweiprong - $D\bar{D}$ - Zerfällen

Zerfälle von Charm-Mesonen-Paaren in $e^+ X^-$ Endzustände mit nur 2 geladenen Teilchen werden durch die oben beschriebenen Auswahlbedingungen nicht erfasst. Ihr Anteil am Gesamtwirkungsquerschnitt für die Erzeugung von $e^+ X^-$ Endzuständen aus dem Zerfall von Charm-Mesonen soll im folgenden abgeschätzt werden

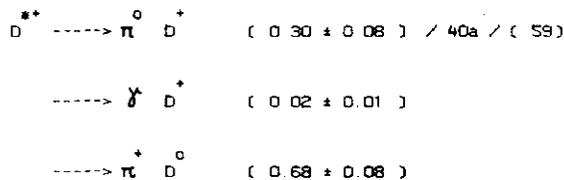
Da der Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung von Hadronen mit Charm zwischen 3.9 GeV und 4.5 GeV Schwerpunktsenergien im wesentlichen durch die Produktion und den Zerfall von D-Mesonen-Paaren bestimmt wird / 40 %, werden hier nur die folgenden Reaktionen betrachtet:



Für die Abschätzung werden die gemessenen relativen Stärken der einzelnen Reaktionen / 86 / berücksichtigt. (Zerfälle des F -Mesons und von Charm-Baryonen werden in dieser Abschätzung nicht mit einbezogen)

Erlaubte D^* - Zerfälle sind :





Sei f_n das Verzweigungsverhältnis der D^0 bzw. D^{*+} -Mesonen in Zerfällen mit n geladenen Teilchen, so lässt sich aus der Kenntnis von f_n und der Kombination aller möglichen D -Zerfälle nach (57, 58) die Wahrscheinlichkeit zum Zerfall von zwei D -Mesonen in 2 geladene Teilchen ausser Photonen und anderen neutralen Teilchen bestimmen. In Tab.10 sind die Zerfallswahrscheinlichkeiten f_n für D -Mesonen, in Endzustände mit keinem, einem oder zwei geladene Teilchen zu zerfallen, getrennt für semileptonische Zerfälle (SL) und gemischte semileptonisch-hadronische Zerfälle (SL-H) angegeben. Den Tabellenwerten liegen die Annahmen des statistischen Modells /33/ und die entfalteten Multiplizitätsverteilungen der D -Mesonen aus einer Messung /40a/ auf der $\Psi''(3.77)$ -Resonanz zugrunde. Unter diesen Voraussetzungen berechnet man die Wahrscheinlichkeit, dass Elektron-Hadron-Ereignisse aus dem Zerfall von paarweise erzeugten D -Mesonen nur zwei geladene Teilchen im Endzustand haben, zu $(6 \pm 4)\%$.

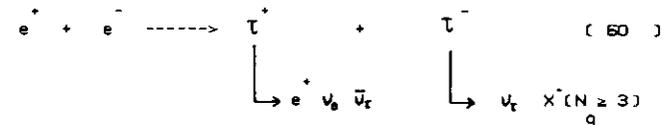
Tabelle 10

Prong-Wahrscheinlichkeiten f für D^0 und D^{*+} -Zerfälle /33, 40a/

Zerfallsarten	f_0	f_1	f_2
D^0 semileptonisch (SL)	—	—	≈ 0.9
semilept.-hadr. (SL-H)	≈ 0.08	—	0.70 ± 0.09
D^{*+} semileptonisch (SL)	—	≈ 0.5	—
semilept.-hadr. (SL-H)	—	0.41 ± 0.10	—

U.S. Beitrag aus dem semihadronischen τ -Zerfall

Eine Konkurrenz-Reaktion zum Charm-Zerfall in den $e^+ X^-$ Endzustand mit vier geladenen Teilchen ist die paarweise Erzeugung von schweren Leptonen, von denen eines leptonisch und das zweite semihadronisch zerfällt



τ -Zerfälle in semihadronische Endzustände mit mindestens drei geladenen Teilchen sind die Zerfälle in das Hadron-Kontinuum



und die Anteile der Zerfälle



die zu drei geladenen Hadronen im Endzustand führen.

Das Verzweigungsverhältnis des τ -Zerfalls in diesen Kanal ist von verschiedenen Gruppen gemessen worden und beträgt (Mittelwert über alle Experimente)

$$B_{\geq 3h} = 0.305 \pm 0.035 / 40a /$$

Zusammen mit dem leptonischen Verzweigungsverhältnis

$$B_e = 0.165 \pm 0.015 / 40a /$$

und dem relativen Wirkungsquerschnitt zur Erzeugung von τ -Paaren

$$R_\tau = \frac{\sigma_{\tau\tau}}{\sigma_{\mu\mu}} = \frac{3 \cdot \beta_\tau - \beta_\tau^3}{2}, \quad \beta_\tau = \sqrt{1 - \frac{4 \cdot m_\tau^2}{E^2}} \quad (63)$$

$$m_\tau = 1.807 \text{ GeU}/c^2 / 15.76/$$

lässt sich der Anteil $E_{\tau,HP}$ von τ -Zerfällen am $e^\pm X$ -Signal mit 3 und mehr geladenen Teilchen nach der folgenden Beziehung abschätzen:

$$E_{\tau,HP}(E_{cm}) = \frac{R_\tau(E_{cm}) \cdot B_{e,\tau} \cdot B_{\geq 3h,\tau} \cdot \eta_\tau}{(\text{Zähler}) + (R_{\text{charm}}(E_{cm}) \cdot B_{e,\text{charm}} \cdot \eta_{\text{charm}})} \quad (54)$$

R_{charm} ist der auf σ_{pp} normierte Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung von Charm. Für die einzelnen Energieintervalle werden für R_{charm} entsprechend der gemessenen Luminosität Mittelwerte aus dem gemessenen totalen Wirkungsquerschnitt für die Produktion von Hadronen gebildet / 39 /. Für das semileptonische Charm-Verzweigungsverhältnis wird $B_{e,\text{charm}} = 0.08$ angenommen.

Die Faktoren η_τ und η_{charm} berücksichtigen die unterschiedliche Nachweiswahrscheinlichkeit für Endzustände aus dem Zerfall schwerer Leptonen mit vorwiegend 4 geladenen Teilchen und einem harten Elektronen-Impulsspektrum gegenüber Endzuständen aus dem Zerfall von Charm-Hadronen mit höheren Multiplizitäten und niedrigeren Elektron-Impulsen.

Der Untergrundanteil $E_{\tau,HP}$ von Ereignissen aus dem semihadronischen τ -Zerfall am $e^\pm X$ -Signal mit mindestens 3 geladenen Teilchen ist abhängig von der Schwerpunktsenergie und wird für die Angabe des Wirkungsquerschnittes für jedes Energieintervall gesondert berechnet

Im Mittel können

$$E_{\tau,HP} = (15 \pm 5) \%$$

der Mehrprong-Elektron-Hadron-Ereignisse dem Zerfall von paarweise produzierten schweren Leptonen τ zugeordnet werden

U.6 Akzeptanzgewicht und Bremsstrahlungs-Korrektur

U.6.1. Akzeptanzgewicht

Der Raumwinkel, in dem geladene Teilchen im Aussendetektor akzeptiert werden, ist wegen des Magnetfeldes impulsabhängig. In Abb. 39 ist die Akzeptanz $\int d\Omega$ als Funktion des Impuls p für ein Magnetfeldintegral $\int B \cdot dl = 0.40 \text{ Tm}$ dargestellt

Jedes Elektron-Hadron-Ereignis wird entsprechend der Richtung und des Impulses des Elektrons mit einem Akzeptanzgewicht belegt. Das Akzeptanzgewicht $A(i)$ ist ein Faktor, der für jedes Ereignis i angibt, um wieviel mal der volle Raumwinkel (4π) grösser ist als der Raumwinkel $\int d\Omega$ für den gemessenen Impuls in beiden Spektrometerarmen.

Die auf den vollen Raumwinkel bezogene Ereigniszahl ergibt sich damit zu

$$N^1 = \sum_{i=1}^N A(i) \quad (55)$$

wobei N die Zahl der beobachteten Ereignisse ist.

Eine Extrapolation der an das gemessene Elektronimpulsspektrum angepassten Verteilungen (Kap. VI 2) ergibt, dass weniger als 1% der Elektronen Impulse kleiner als 0.1 GeV/c haben. Eine Korrektur auf Elektronen mit Impulsen unterhalb 0.1 GeV/c, die durch die Ereignisauswahl nicht erfasst werden, ist deshalb nicht notwendig.

Der Fehler für das Akzeptanzgewicht ist $3.5\% / 87\%$.

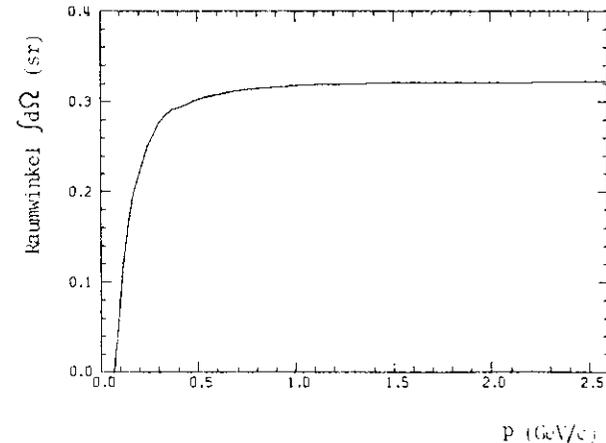


Abb. 39 - Aussendetektor-Akzeptanz

U.6.2. Bremsstrahlungs-Korrektur

Elektronen können in der Materie vor dem Magneten (0.112 Strahlungslängen) Bremsstrahlung erzeugen. Um den tatsächlichen Impuls der Elektronen zu erhalten, muss deshalb auf die abgestrahlte Photonenenergie korrigiert werden.

Die geradlinige Verlängerung der Innenspur des Elektrons (im feldfreien Raum zwischen den Magneten) in den Aussendetektor zeigt an, in welchem Schauerzähler die Energie des Photons deponiert ist (siehe Abb 29) Die innerhalb der Akzeptanz des Schauerzählers für Polarwinkel θ zwischen 56° und 124° gemessene Schauerenergie der Photonen E_γ wird zu dem gemessenen Impuls addiert

$$P_{e,korr} = P_{e,gem.} + E_\gamma \quad (66)$$

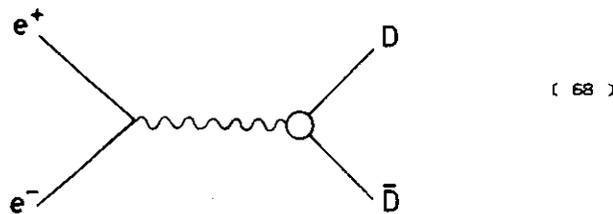
Liegt die mögliche Photonenspur nicht in dem angegebenen Polarwinkelbereich, wird der gemessene Impuls entsprechend der mittleren Abstrahlung in der Materie zwischen Wechselwirkungspunkt und Magneten korrigiert:

$$P_{e,korr} = P_{e,gem.} / (1 - 0.112) \quad (67)$$

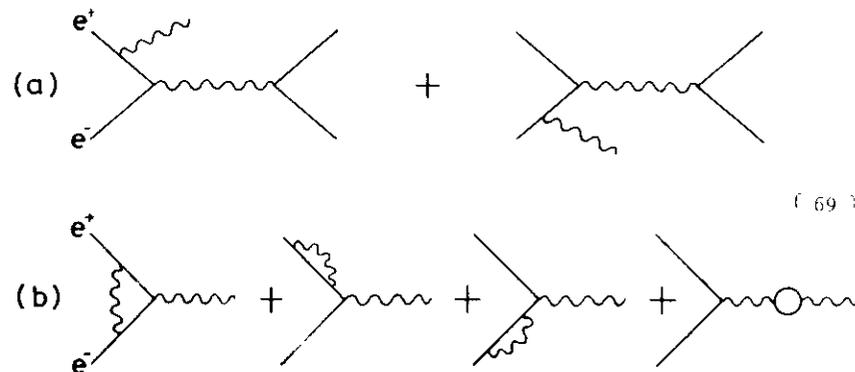
Für den Schnitt auf die Schauerenergie (Kap.IV.3) und die Berechnung der Akzeptanzgewichte (s.o) werden die gemessenen Impulse zugrunde gelegt. Für die Elektron-Impulsspektren werden die korrigierten Impulse verwendet.

U.7. Strahlungskorrekturen

Die Erzeugung von Charm-Mesonen (z.B. D's) wird in erster Näherung durch den Austausch eines virtuellen Photons beschrieben



Darüber hinaus tragen die folgenden Graphen zum gemessenen Wirkungsquerschnitt bei



Die unter (a) beschriebenen Feynman-Graphen beschreiben die Abstrahlung reeller Photonen im Anfangszustand. Dieser Prozess führt zu einer Verminderung der für die Produktion von neuen Teilchen zur Verfügung stehenden Schwerpunktsenergie und somit zu einer Abflachung von Strukturen in dem gemessenen Wirkungsquerschnitt

Die Beiträge der Renormierungs-Graphen (b) berücksichtigen Vertexkorrekturen, Selbstenergieterme und die Vakuumpolarisation. Der Austausch von virtuellen Photonen hat keinen Einfluss auf die Schwerpunktsenergie der Reaktion, trägt aber zum Gesamtwirkungsquerschnitt bei.

Die Beiträge aller höheren Ordnungen zum messbaren Wirkungsquerschnitt bezeichnet man als Strahlungskorrekturen. Sie werden durch einen additiven Term δ erfasst gemäss

$$\sigma_{exp} = \sigma_0 \cdot (1 + \delta)$$

wobei σ_0 den Wirkungsquerschnitt für die Reaktion (68) und σ_{exp} den experimentell messbaren Wirkungsquerschnitt bezeichnet.

Für die Korrektur des Wirkungsquerschnittes auf die Abstrahlung von reellen und virtuellen Photonen wird die von G. Bonneau und F. Martin berechnete Form verwendet

$$\sigma = \sigma_0 (4E_B^2) \left[1 + \frac{2\alpha}{\pi} \left\{ -1 + 2 \ln \frac{2E_B}{m} \left(\ln \frac{A}{E} + \frac{13}{12} + \int_{\frac{A}{E}}^{q_{max}} \frac{dq_0}{q_0} \left(1 - \frac{q_0}{E} + \frac{q_0^2}{2E_B^2} \right) \cdot \frac{\sigma_0 [4E_B(E_B - q)]}{\sigma_0 [4E_B^2]} \right) - \frac{17}{36} + \frac{1}{6} \pi^2 \right\} \right] \quad (70)$$

dabei bedeuten

- σ_0 = Wirkungsquerschnitt ohne Abstrahlung
- σ = Wirkungsquerschnitt mit Abstrahlung
- E_B = Strahlenergie
- q_0 = Energie des abgestrahlten Photons
- A = Grenzerie zwischen harten und weichen Photonen (hier 5 MeV / 39 /)
- q_{max} = maximale Energie des abgestrahlten Photons

q_{max} ist festgelegt durch die Bedingung, dass die Schwerpunktsenergie nach Abstrahlung des Photons grösser als die Erzeugungsschwelle E_S für Charm-Mesonen sein muss :

$$4 \cdot \frac{E}{B} + (E - q_{max}) = \frac{2}{s} = 4 \cdot \frac{2}{D^0} \cdot c^2 \quad (71)$$

$$m_{D^0} = 1.863 \text{ GeV}/c^2$$

Ein Vergleich des unkorrigierten Wirkungsquerschnittes für die Elektron-Hadron-Ereignisse aus dem Charm-Zerfall mit dem gemessenen totalen Charm-Wirkungsquerschnitt / 39 / zeigt den gleichen energieabhängigen Verlauf, was auch durch die Messung anderer Experimente bestätigt wird / 89 /. Da durch die geringe Statistik der inklusiven Elektron-Hadron-Daten eine detaillierte Struktur des Wirkungsquerschnittes nicht zu erkennen ist, wird deshalb zur Bestimmung des Strahlungs-Korrekturfaktors

$$K_s = \frac{\sigma_0(E_{cm})}{\sigma(E_{cm})} = 1 / (1 + \delta) \quad (72)$$

der totale Charm-Wirkungsquerschnitt σ_{Charm} herangezogen.

$$[\sigma_{Charm} = \sigma_{Incl} - 2.3 \cdot \sigma_{\mu\mu}]$$

Für σ_{Charm} berechnet man mit Hilfe von Gl (70) den in Abb 40 dargestellten Korrekturfaktor K_s .

Die Stärke der Strahlungskorrektur ist abhängig von der Schwerpunktsenergie. Im resonanzartigen Bereich zwischen $E_{cm} = 4.0 \text{ GeV}$ und $E_{cm} = 4.5 \text{ GeV}$ ist die Korrektur starken Schwankungen unterlegen, aber für Schwerpunktsenergien oberhalb 4.5 GeV ist sie relativ konstant

Unter den oben angegebenen Annahmen wird der so bestimmte Strahlungskorrekturfaktor für die Korrektur des Elektron-Inklusiv-Wirkungsquerschnittes (Kap. VI.1) übernommen.

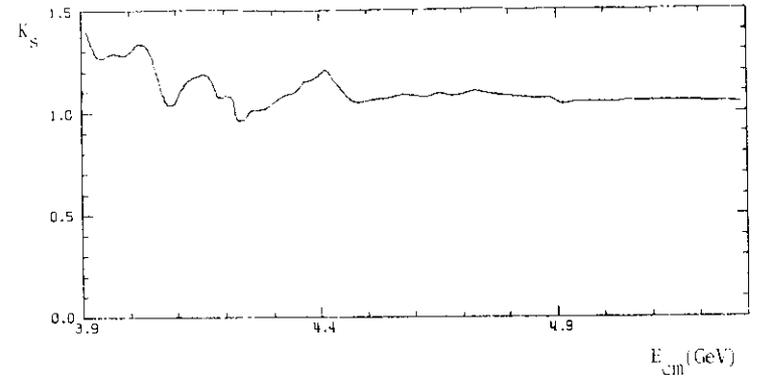


Abb. 40 - Strahlungskorrekturfaktor K_s

U.8 Zusammenfassung der Korrekturen

Für die Korrekturen der Rohdaten wird ausgegangen von den 231 Ereignissen mit einem Elektron, einem nichtschauenden geladenen Teilchen und einem weiteren geladenen Teilchen im Detektor, die oberhalb 3.9 GeV Schwerpunktsenergien beobachtet wurden.

Die Ereignisse werden zunächst individuell entsprechend des Impulses und der Richtung des Elektrons mit Akzeptanzgewichten belegt (Kap. U.6.1). Aus den gemessenen Impulsen und eventuell beobachteten Photonen im Aussendetektor wird der auf Bremsstrahlung korrigierte Impuls des Elektrons berechnet (Kap. U.6.2). Eine Korrektur auf die Verluste durch die beschränkte Wahrscheinlichkeit, die Schnitte auf die Flugzeit und die Schauerenergie zu überstehen, wird in diesem Stadium der Datenanalyse (vor der Untergrundsubtraktion) durchgeführt, da diese Korrekturen für Impulse unterhalb bzw. oberhalb 350 MeV/c verschieden sind (TAB.8).

Die auf der ψ' -Resonanz beobachteten 13 Elektron-Hadron-Ereignisse werden in identischer Weise korrigiert, so dass die in Kap. U.3 beschriebene Untergrundsubtraktion durchgeführt werden kann.

Für Energieintervalle ΔE wird die Untergrundsubtraktion gemäss folgender Formel durchgeführt:

$$N_{\sigma} = N_{\Delta E} - N_U \quad (73)$$

$$\text{mit } N_U = 2.5 \cdot N_{\psi'} \cdot \frac{L_{\Delta E}}{L_{total}}$$

- N_G = Zahl der resultierenden Ereignisse
- $N_{\Delta E}$ = Zahl der beobachteten Ereignisse im Energieintervall ΔE (nach den oben beschriebenen Korrekturen)
- $N_{\Psi'}$ = Zahl der auf der Ψ' -Resonanz beobachteten Ereignisse (nach den oben beschriebenen Korrekturen)
- $\mathcal{L}_{\Delta E}$ = gemessene integrierte Luminosität im Energieintervall ΔE
- \mathcal{L}_{HVL} = gemessene integrierte Luminosität für Schwerpunktsenergien oberhalb 3.9 GeV

Im Mittel werden $(17.5 \pm 5.0) \times$ (Kap. U.3) Untergrundereignisse aus vorwiegend multihadronischen Endzuständen subtrahiert.

Der verbleibende Untergrundanteil aus semihadronischen τ -Zerfällen wird gemäss Gl. (64) subtrahiert. Da der Wirkungsquerschnitt der

τ -Produktion oberhalb $\sqrt{s} = 4$ GeV einen glatten Verlauf hat, der Charm-Wirkungsquerschnitt jedoch stark strukturiert ist, ist der prozentuale τ -Untergrund $E_{\tau, \text{HP}}$ energieabhängig. Tab.11 gibt die Werte für den Untergrund durch den Zerfall schwerer Leptonen für die im folgenden verwendeten Energieintervalle an. R_{Charm} und R_{τ} sind die mit der Luminosität gewichteten Mittelwerte in den angegebenen Energieintervallen.

Nach der Untergrundsubtraktion wird ein globaler Korrekturfaktor $1/\eta$ angebracht, der durch die Gesamt-Rekonstruktions-Wahrscheinlichkeit

$$\eta = \eta_e \cdot \eta_{NS} \cdot \eta_{\text{HVL}} \quad \text{beschrieben wird.}$$

$\eta_e = (79.5 \pm 2.5) \%$ setzt sich aus den Einzel-Nachweiswahrscheinlichkeiten (nach Tab.8) für ein Elektron im Aussendetektor zusammen. (Die impulsabhängigen Schnittwahrscheinlichkeiten für die Flugzeit- und Schauerenergieschnitte sind nicht enthalten.)

Die Nachweiswahrscheinlichkeit für ein zusätzliches geladenes Hadron, welches die Kriterien für ein nichtschauernes Teilchen erfüllt, beträgt $\eta_{NS} = (74 \pm 6) \%$. Mindestens drei geladene Teilchen im Detektor, wie sie durch den Multiplizitäts-Schnitt gefordert werden, erwartet man für Ereignisse mit ≥ 4 erzeugten geladenen Teilchen im Endzustand in $\eta_{\text{HVL}} = (90 \pm 5) \%$ aller Fälle.

Auf Verluste durch echte 2-prong Ereignisse (vgl. Abschätzung Kap. U.4.2), die durch die Ereignis-Signatur mit mindestens drei nachgewiesenen geladenen Teilchen nicht erfasst werden, wird nur für die Berechnung des Verzweigungsverhältnisses der D-Mesonen ($E = 4.03$ GeV) korrigiert

Die Gesamtnachweiswahrscheinlichkeit für Elektron-Hadron-Ereignisse aus dem Charm-Zerfall ergibt sich zu 0.52 ± 0.05 für Elektronimpulse ≤ 350 MeV/c und 0.50 ± 0.05 für Elektronimpulse > 350 MeV/c.

Der Strahlungskorrekturfaktor K (Kap. U.7) ist für die hier verwendeten Energieintervalle in Tab.11 angegeben.

Der inklusive Elektron-Wirkungsquerschnitt σ_e berechnet sich schliesslich für ein Energieintervall ΔE und einer mittleren Schwerpunktsenergie E_{cm} zu

$$\sigma_{e, \Delta E} = (N_{\Delta E} - N_U) \cdot (1 - E_{\tau, \text{HP}}(E_{\text{cm}})) \cdot \frac{1}{\eta} \cdot \frac{1}{\mathcal{L}_{\Delta E}} \cdot K_{S, \Delta E}$$

Der relative Fehler der Korrektur auf Verluste durch eingeschränkte Nachweiswahrscheinlichkeit wird durch quadratische Addition der Einzel-Nachweiswahrscheinlichkeiten zu 10% bestimmt. Zusammen mit dem Fehler des Strahlungskorrekturfaktors (5%), der im wesentlichen durch die Annahmen bei der Berechnung dieses Faktors bestimmt ist, den Fehlern in der Bestimmung der Luminosität (5%) und der Akzeptanzkorrektur sowie dem Fehler der Untergrundsubtraktion ergibt sich der relative systematische Fehler des Wirkungsquerschnittes zu 13%.

Tabelle 11

R_{Charm} , R_{τ} , τ -Untergrund und Strahlungskorrekturfaktor K_S als Funktion der Schwerpunktsenergie-Intervalle

E - Intervall cm (GeV)	E_{cm} (GeV)	R_{Charm}	R_{τ}	τ -Untergrund- anteil	K_S
3.09 - 4.08	4.03	2.31	0.63	0.114	1.30
4.08 - 4.22	4.15	1.80	0.68	0.151	1.12
4.22 - 4.30	4.26	1.17	0.73	0.222	1.01
4.30 - 4.45	4.40	2.44	0.77	0.129	1.19
4.45 - 4.52	4.48	1.77	0.79	0.172	1.05
4.52 - 4.90	4.65	1.96	0.82	0.164	1.08
4.90 - 5.30	5.10	2.07	0.88	0.166	1.05

VI. Ergebnisse

Nach der Untergrundsubtraktion und den in Kap. U beschriebenen Korrekturen bleibt im Ereignis-Kanal mit einem Elektron, einem nichtschauendenden Teilchen und mindestens einem weiteren nachgewiesenen geladenen Teilchen ein deutliches 'Signal', das der Erzeugung und dem Zerfall von paarweise erzeugten Hadronen mit Charm zugeordnet wird. Mindestens eines der beiden Charm-Teilchen zerfällt dabei semileptonisch. Diese Hypothese wird deutlich bestätigt in einem Vergleich der gemessenen Elektronen-Impulsverteilung mit theoretischen Zerfallsspektren von D-Mesonen insbesondere für die Messung bei einer Schwerpunktsenergie von 4.03 GeV.

Der inklusive Elektron-Wirkungsquerschnitt aus der Charm-Produktion lässt sich schreiben als

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow e^\pm X) = \sigma(e^+e^- \rightarrow C \bar{C}) \times \quad (74)$$

$$[B(C \rightarrow e \nu X) + B(\bar{C} \rightarrow e \nu X)]$$

Dabei gibt $\sigma(e^+e^- \rightarrow C \bar{C})$ den effektiven Wirkungsquerschnitt

für die Erzeugung der leichtesten C -gegen starken oder elektromagnetischen Zerfall stabiler C -Teilchen an.

Charm-Hadronen, wie z.B. D^0, D^\pm, F^\pm , werden entweder direkt erzeugt oder resultieren aus dem Zerfall angeregter Teilchen mit Charm, gemäss Gl. (59).

B ist das Verzweigungsverhältnis in Endzustände mit Elektronen durch leptonische bzw. semileptonische Zerfälle.

Aus der Kenntnis des inklusiven Elektron-Wirkungsquerschnittes und des totalen Wirkungsquerschnittes für die Produktion von Charm lässt sich das semileptonische Verzweigungsverhältnis von Hadronen mit Charm nach Gl. (74) bestimmen (Kap. VI 3)

VI.1 Der inklusive Elektron-Wirkungsquerschnitt

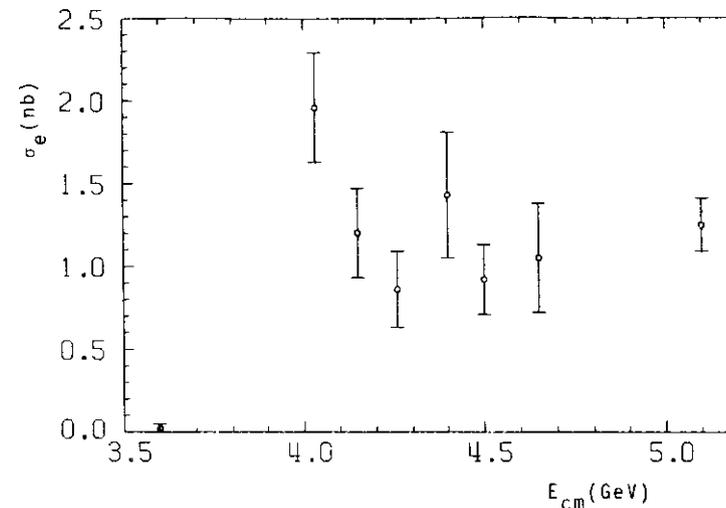


Abb. 41 - Wirkungsquerschnitt σ_e
 $e^+ + e^- \rightarrow e^\pm + X$ (≥ 2 geladene Teilchen)

Der Wirkungsquerschnitt σ_e für die inklusive Elektronen-Erzeugung $e^+ + e^- \rightarrow e^\pm + X$, wobei X mindestens zwei geladene Teilchen und beliebig viele Photonen enthält, ist in Abb. 41 als Funktion der Schwerpunktsenergie dargestellt. Eine Subtraktion des Untergrundes aus multihadronischen Ereignissen und die Subtraktion des Anteils aus dem Zerfall des schweren Leptons τ ist durchgeführt. Neben Korrekturen auf Verluste durch eingeschränkte Nachweiswahrscheinlichkeit und Akzeptanz des Detektors sind Strahlungskorrekturen angebracht. Auf Verluste echter Zweiprong-Ereignisse aus dem Charm-Zerfall (Kap. U.4.2), die in dem der Messung zugrunde liegenden Ereignis-Trigger nicht erfasst werden, ist nicht korrigiert worden.

Der Wirkungsquerschnitt bei $E_{cm} = 3.6$ GeV ist mit Null verträglich. Der Verlauf des Wirkungsquerschnittes folgt -soweit ein Vergleich trotz geringer Statistik möglich ist- den im totalen Charm-Wirkungsquerschnitt beobachteten Strukturen. Insbesondere nahe der Charm-Schwelle ist analog zum totalen Wirkungsquerschnitt / 39 / (Abb. 3) auch hier eine deutliche Erhöhung um $\sqrt{s} = 4.03$ GeV zu sehen.

Für die folgenden Betrachtungen werden die Daten oberhalb der Charm-Schwelle in drei Energieintervalle aufgeteilt:

a) $3.9 \text{ GeV} \leq E \leq 4.08 \text{ GeV}$

Das Maximum innerhalb dieses Energiebereichs bei 4.03 GeV wird gedeutet als Überlagerung des 3^3S_1 -Charmonium-Zustandes mit einem Schwelleneffekt, der durch die Öffnung des $D^+ \bar{D}^+$ -Erzeugungskanals bestimmt ist $\sim 90\%$. Da die Produktion von F-Mesonen nahe der Schwelle wahrscheinlich sehr stark unterdrückt ist $\sim 90\%$, hat man in dem angegebenen Energieintervall eine nahezu reine Quelle für die Untersuchung der D-Mesonen zur Verfügung.

b) $4.08 \text{ GeV} < E \leq 4.52 \text{ GeV}$

Zusätzlich zu den D-Mesonen trägt in diesem Energiebereich die Produktion von F-Mesonen $\sim 90,13\%$ zum Wirkungsquerschnitt bei. Nimmt man an, dass $\Lambda_c(2260) \sim 36\%$ das leichteste Baryon mit Charm ist, kann ein Beitrag dieser Teilchensorte hier ausgeschlossen werden.

c) $4.52 \text{ GeV} < E \leq 5.20 \text{ GeV}$

Sowohl Charm-Mesonen als auch Charm-Baryonen können in diesem Energiebereich zum Wirkungsquerschnitt beitragen $\sim 36,37\%$.

Die relative Stärke der Einzelbeiträge $[D, F, \Lambda_c]$ am Gesamtwirkungsquerschnitt ist nicht bekannt. Verschiedene experimentelle Ergebnisse und theoretische Betrachtungen im Rahmen des Charmonium-Modells $\sim 90,40,35\%$ deuten jedoch darauf hin, dass die Erzeugung von D-Mesonen in den Energiebereichen zwischen 4.08 GeV und 5.2 GeV insgesamt überwiegt.

VI.2 Das Elektron - Impulsspektrum

Der inklusive semileptonische Zerfall von Charm-Mesonen

$$D \rightarrow X + e^{\pm}$$

kann im Rahmen des Quark-Modells durch den Fundamentalprozess

$$c \rightarrow s(d) + e + \bar{\nu}$$

beschrieben werden.

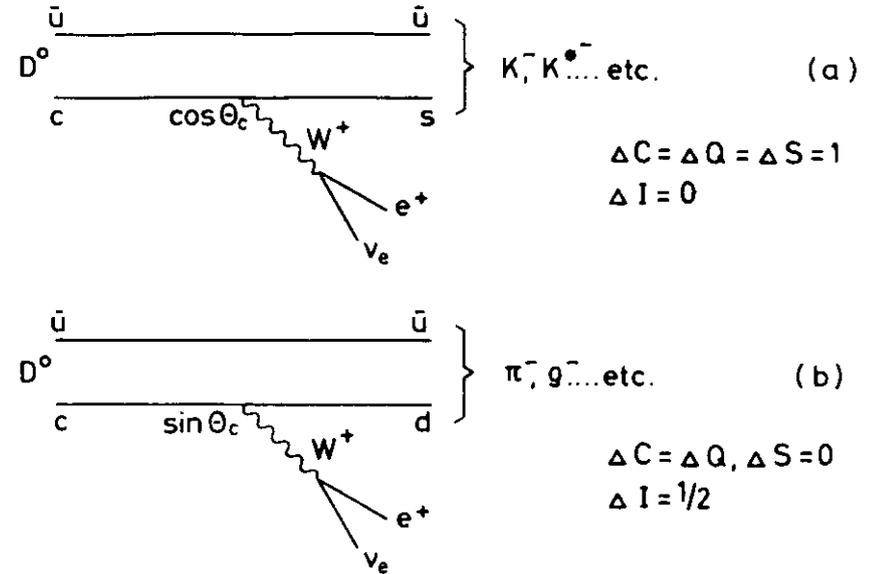


Abb. 42 - Semileptonische Zerfälle des D-Mesons
 a) Cabibbo-erlaubte Zerfälle
 b) Cabibbo-unterdrückte Zerfälle

Abb. 42 zeigt am Beispiel exklusiver D^0 -Zerfälle den Cabibbo-erlaubten Zerfall, bei dem ein c-Quark durch ein s-Quark ersetzt wird (a) und den Cabibbo-unterdrückten Zerfall durch den Übergang eines c-Quarks in ein d-Quark (b).

Für Prozesse gemäß Abb. 42a erwartet man Beiträge der folgenden Zerfallskanäle:

- $D \rightarrow K e^+ \bar{\nu}$
- $D \rightarrow K^*(892) e^+ \bar{\nu}$
- $D \rightarrow K^{**}(1420) e^+ \bar{\nu} \quad (75\%)$
- $D \rightarrow \rho(1290) e^+ \bar{\nu}$
- $D \rightarrow K(n, \pi) e^+ \bar{\nu}$

Der Zerfall in 3 Kaonen ist ebenso wie der Zerfall in K^{**} (1420) und \bar{Q} (1290) gegenüber den anderen aufgeführten Beiträgen durch den zur Verfügung stehenden Phasenraum unterdrückt. Dies trifft ebenfalls zu für den Zerfall in $K(n\pi)$, wenn $n \geq 2$ ist. Die semileptonische Multi-Pion-Zerfallsrate verschwindet darüberhinaus, wenn eines der Pionen weich ist ('soft pion theorem' / 43 /).

Als dominierende semileptonische D-Zerfälle erwartet man deshalb:

$$D^0 \rightarrow e^+ K^- \bar{\nu}_e, e^+ K^- \pi^0 \bar{\nu}_e, e^+ \bar{K}^0 \pi^- \bar{\nu}_e, e^+ K^{*-} \bar{\nu}_e, \text{ usw.}$$

bzw. (76)

$$D^+ \rightarrow e^+ \bar{K}^0 \bar{\nu}_e, e^+ K^- \pi^+ \bar{\nu}_e, e^+ \bar{K}^{*0} \bar{\nu}_e, \text{ usw.}$$

Auf der anderen Seite seien die Cabibbo-unterdrückten Zerfälle betrachtet:

$$D \rightarrow \pi e \bar{\nu}$$

$$D \rightarrow \rho e \bar{\nu} \quad (77)$$

$$D \rightarrow A_1 e \bar{\nu}$$

Hier von wird der Zerfall in ein Pion durch den Phasenraum stark begünstigt. Der leptonische Zweikörper-Zerfall

$$D \rightarrow e \bar{\nu} \quad (78)$$

ist im Rahmen der Cabibbo-Theorie verboten und wird für den Elektronkanal gegenüber dem Zweikörper $D_{\mu 2}$ -Zerfall aus Helizitätsgründen verhindert.

Ein geeigneter experimenteller Parameter zur Unterscheidung der Zerfallskanäle von Charm-Mesonen und somit eine Überprüfung des Standard-Quark-Modells (vgl. Kap II) ist die Form des Elektron-Impulsspektrums. Abb. 43 zeigt die berechnete Impulsverteilung für verschiedene D-Zerfälle / 45, 48, 49 /. Man sieht, dass die Form des Spektrums

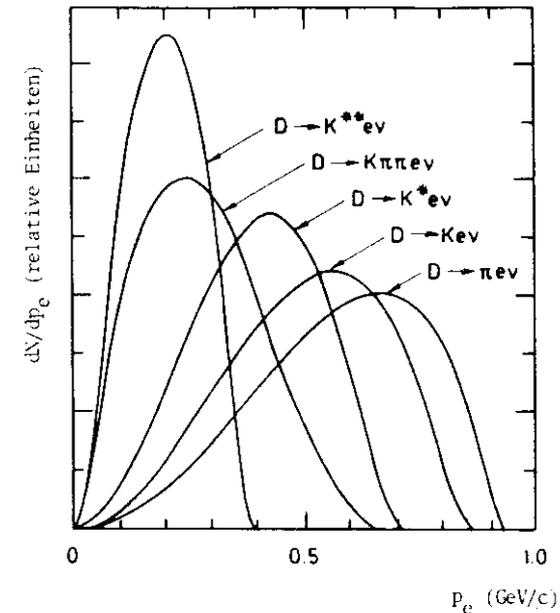


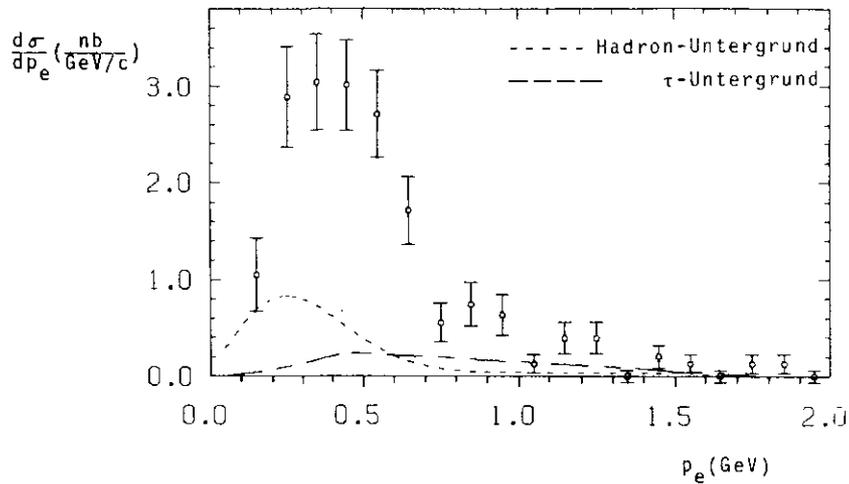
Abb. 43 - Elektron-Impulsspektren verschiedener semileptonischer D -Zerfälle

und der mittlere Impuls der Elektronen eine Funktion der Zerfalls-Multiplizität bzw. der Masse des hadronischen Endzustandes ist.

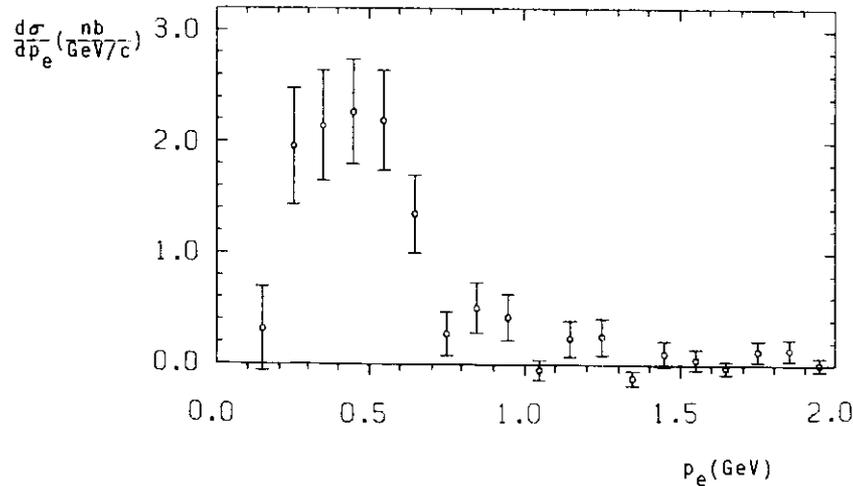
In Abb. 44a ist das für Schwerpunktsenergien zwischen 3.9 GeU und 5.2 GeU gemessene Elektronen-Impulsspektrum dargestellt. Die Datenpunkte sind auf die Detektor-Akzeptanz und Bremsstrahlungsverluste korrigiert, eine Untergrundsubtraktion ist für diese Verteilung noch nicht durchgeführt. Der angegebene Fehler ist rein statistisch. Die eingezeichneten Kurven geben den erwarteten Untergrund durch Fehlinterpretation von multihadronischen Ereignissen und den Beitrag aus dem Zerfall des schweren Leptons τ wieder.

Die Impulsverteilung für multihadronischen Untergrund wurde dabei durch Skalierung der auf der Ψ' -Resonanz gemessenen Verteilung berechnet (Kap. U.3 und U.8)

Für die Zerfallselektronen eines schweren Leptons τ mit einer Masse $m_\tau = 1.807 \text{ GeU/c}$ ($m_{\nu_\tau} = 0$) wurde die für eine (V-A)-Kopplung am $(\tau - \nu_\tau)$ -Vertex vorhergesagte Impulsverteilung verwendet / 94 /



a)



b)

Abb. 44 - Impulsspektrum von Elektronen aus Zerfällen von Teilchen mit Charm ($3.9 \text{ GeV} < E_{\text{cm}} \leq 5.2 \text{ GeV}$)
 a) vor Untergrund-Subtraktion
 b) nach Untergrund-Subtraktion

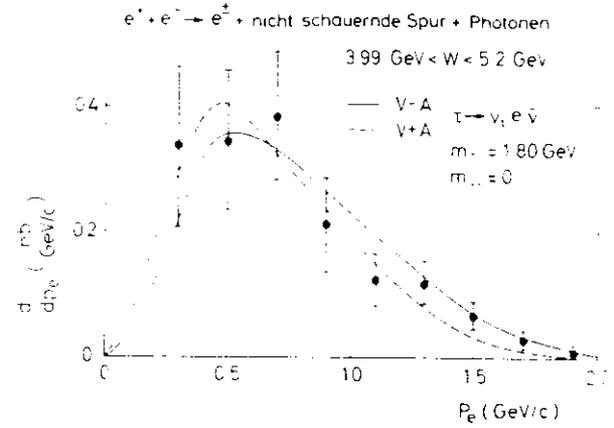


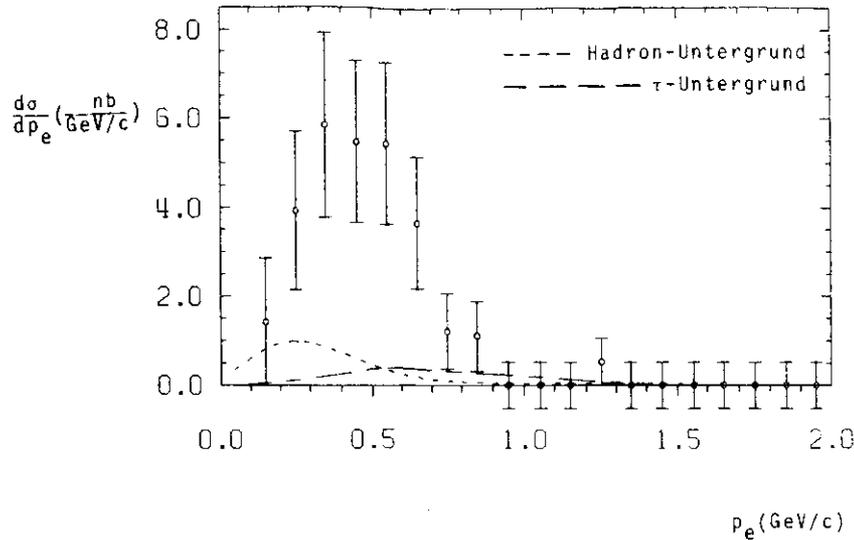
Abb. 45 - Impulsspektrum der Elektronen aus dem τ -Zerfall $\tau \rightarrow \nu_e e \bar{\nu}$

Das korrigierte und Untergrund-subtrahierte Impulsspektrum aus dem semileptonischen Charm-Zerfall ist in Abb. 44b aufgetragen. Man beachte, dass die durchgeführte Untergrundsubtraktion keine qualitative Änderung der Impulsverteilung zur Folge hat.

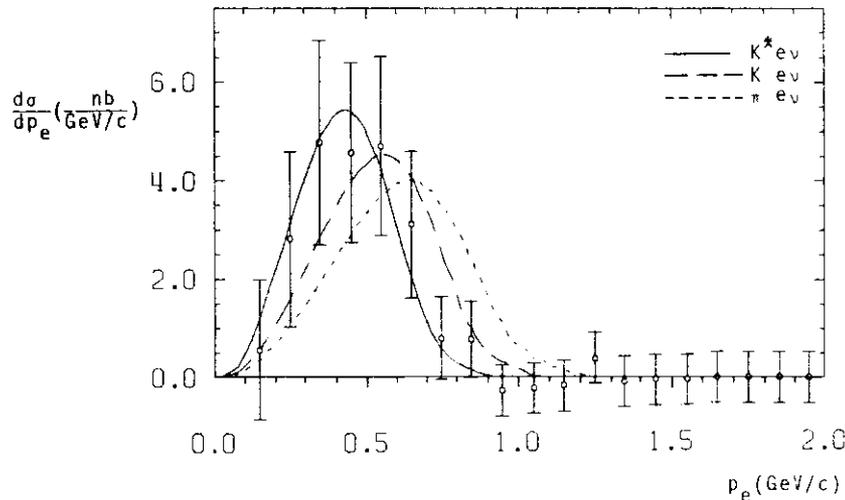
Das Spektrum der Elektronenimpulse aus dem Zerfall des schweren Leptons τ , das im gleichen Schwerpunktsenergiebereich mit dem DASP-Detektor gemessen wurde / 15,76 /, ist in Abb. 45 zum Vergleich gezeigt. Das relativ 'harte' Spektrum des τ -Zerfalls steht im Gegensatz zu dem 'weichen' Impulsspektrum des Charm-Zerfalls, in dem hohe Elektronenimpulse deutlich unterdrückt sind.

Eine Beschränkung auf das Energieintervall $3.9 \text{ GeV} \leq E_{\text{cm}} \leq 4.08 \text{ GeV}$ gestattet die Untersuchung des semileptonischen Zerfalls von D-Mesonen ohne Beimischung anderer Hadronen mit Charm, Abb. 46 zeigt das Elektronenimpulsspektrum für diesen Energiebereich vor und nach der Untergrundsubtraktion. In einem Vergleich mit Abb. 43 sieht man, dass D-Zerfälle in Endzustände mit grosser Masse des hadronischen Systems ausgeschlossen werden können.

Die in Abb. 46b eingezeichneten Kurven geben das Ergebnis einer Anpassungsrechnung wieder, bei der die berechneten Elektronenimpuls-Verteilungen für die semileptonischen Zerfälle $D \rightarrow e \nu K^*(892)$, $D \rightarrow e \bar{\nu} K$ und $D \rightarrow e \bar{\nu} \pi$ für eine (V-A)-Kopplung des schwachen Stromes mit der gemessenen Verteilung verglichen werden. Dafür wurden



a)

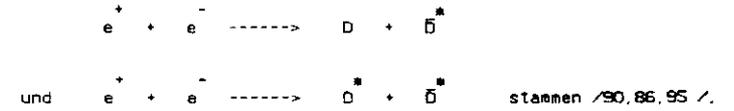


b)

Abb. 46 - Impulsspektrum der Elektronen aus dem Zerfall von Charm-Mesonen im Energiebereich $3.9 \text{ GeV} < E_{\text{cm}} \leq 4.08 \text{ GeV}$

- a) Untergrund nicht subtrahiert
- b) Vergleich mit theoretischen Impulsverteilungen (Untergrund aus dem τ -Zerfall und durch multi-hadronische Ereignisse ist subtrahiert)

die theoretischen Spektren verwendet, wie sie von Ali und Yang / 45 / für den Zerfall von ruhenden D-Mesonen angegeben werden. Für die Berechnung der Elektronimpulse wird angenommen, dass die D's zu gleichem Anteil aus den beiden Erzeugungsreaktionen



die angeregten D-Mesonen gemäss [59] zerfallen und die Laborimpulse p_D der D's nach folgenden Formeln berechnet werden können:

$$\text{für } D \bar{D}^* : p_D = \left[\left(\frac{E_{\text{cm}}}{2} - \frac{m_{D^*}^2 - m_D^2}{2E_{\text{cm}}} \right)^2 - m_D^2 \right]^{1/2} \quad (79)$$

$$\text{für } D^* \bar{D} : p_D = \left[\frac{E_{\text{cm}}^2}{4} - m_{D^*}^2 \right]^{1/2}$$

(E_{cm} ist die Schwerpunktsenergie und m_D und m_{D^*} sind die mittleren Massen der neutralen und geladenen D-Mesonen / 40 /. Den Impuls des Elektrons erhält man dann durch eine entsprechende Lorentztransformation vom Ruhesystem des D-Mesons in das Laborsystem.

Die beste Anpassung an die Daten liefert der $D \longrightarrow e \nu K^*$ (892) Zerfall ($\chi^2 = 2.1 / 10 \text{ d.o.f.}$), der Zerfall $D \longrightarrow e \bar{\nu} K$ ist jedoch ebenfalls verträglich mit den Daten ($\chi^2 = 8.2 / 10 \text{ d.o.f.}$). Der Zerfall $D \longrightarrow e \bar{\nu} \pi$ kann als dominierender semileptonischer Zerfallskanal der D-Mesonen ausgeschlossen werden ($\chi^2 = 28.1 / 10 \text{ d.o.f.}$). Die beste Anpassung für eine Mischung der Zerfälle $D \longrightarrow e \bar{\nu} K^*$ und $D \longrightarrow e \bar{\nu} K$ erhält man für das Verhältnis

$$\frac{\Gamma(D \longrightarrow e \nu K)}{\Gamma(D \longrightarrow e \nu K^*)} = 0.33 \quad (\chi^2 = 1.5 / 10 \text{ d.o.f.})$$

Aufgrund der geringen Statistik ist es nicht möglich zwischen einer (V-A) und einer (V+A)-Kopplung in den Zerfällen $D \longrightarrow e \bar{\nu} K^*$ zu unterscheiden. Die erwarteten Spektren $D \longrightarrow e \bar{\nu} (\pi K)$ und $D \longrightarrow e \bar{\nu} K^*$ weichen nur wenig voneinander ab, so dass aufgrund der Messung nicht zwischen dem resonanten bzw. nichtresonanten Zerfall unterschieden werden kann.

Das Spektrum ist unverträglich mit dem leptonischen Zweikörperzerfall

$$D \rightarrow e \bar{\nu}$$

der in dem hier betrachteten Energiebereich Elektronimpulse zwischen 0.7 GeV/c und 1.25 GeV/c liefern würde. Von 33 beobachteten Ereignissen insgesamt liegen jedoch nur 3 Ereignisse in diesem Impulsintervall. Die an die korrigierten Daten angepasste Funktion für den $D \rightarrow e \bar{\nu} K^*$ Zerfall lässt 1.5 Ereignisse mit Impulsen > 0.7 GeV zu. Der Untergrund aus dem τ -Zerfall wird zu 1.8 Ereignissen abgeschätzt.

Damit wird für den leptonischen D-Zerfall eine obere Grenze angegeben zu:

$$\frac{\sigma(D^+ \rightarrow e^+ \bar{\nu})}{\sigma(D^+ \rightarrow e^+ X) + \sigma(D^0 \rightarrow e^+ X)} < 0.07 \quad (90\% \text{ Konfidenz})$$

Der Energieintervall-Einteilung aus Kap. VI.1 folgend, sind in den Abb. 47 und 48 die korrigierten Elektronimpulsspektren für Messungen bei Schwerpunktsenergien zwischen 4.08 und 4.52 GeV bzw. 4.52 und 5.2 GeV gezeigt. Die eingezeichneten Kurven sind wiederum die nach der oben beschriebenen Methode angepassten theoretischen Spektren der Zerfälle $D \rightarrow e \bar{\nu} K$ und $D \rightarrow e \bar{\nu} K^*$. Die Daten können auch hier durch eine Mischung der beiden D-Zerfallskanäle relativ gut beschrieben werden. Eine solche Interpretation kann jedoch nicht eindeutig sein, da unklar ist, wie stark die Zerfälle von F-Mesonen und Charm-Baryonen zum inklusiven Elektron-Wirkungsquerschnitt beitragen.

Das theoretisch erwartete Spektrum der Elektronimpulse aus einer Mischung der semileptonischen Zerfälle $F \rightarrow \eta e \bar{\nu}$, $F \rightarrow \eta' e \bar{\nu}$ und $F \rightarrow \phi e \bar{\nu}$ / 46 / ist dem Elektron-Impulsspektrum aus den D-Zerfällen sehr ähnlich und damit ebenfalls mit der gemessenen Verteilung im Bereich $4.08 < E_{cm} \leq 4.52$ GeV verträglich / 46a /. Eine quantitative Trennung der Beiträge aus dem D- bzw. F-Zerfall ist hier wie auch für den Anteil von Charm-Baryonen im Energiebereich oberhalb 4.52 GeV nicht möglich.

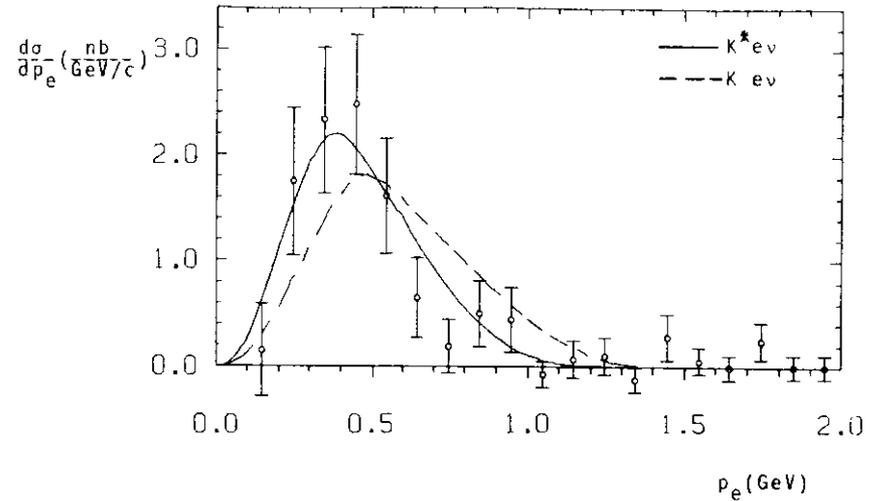


Abb. 47 - Impulsspektrum der Elektronen aus dem Zerfall von Teilchen mit Charm im Energiebereich $4.08 \text{ GeV} < E_{cm} \leq 4.52 \text{ GeV}$

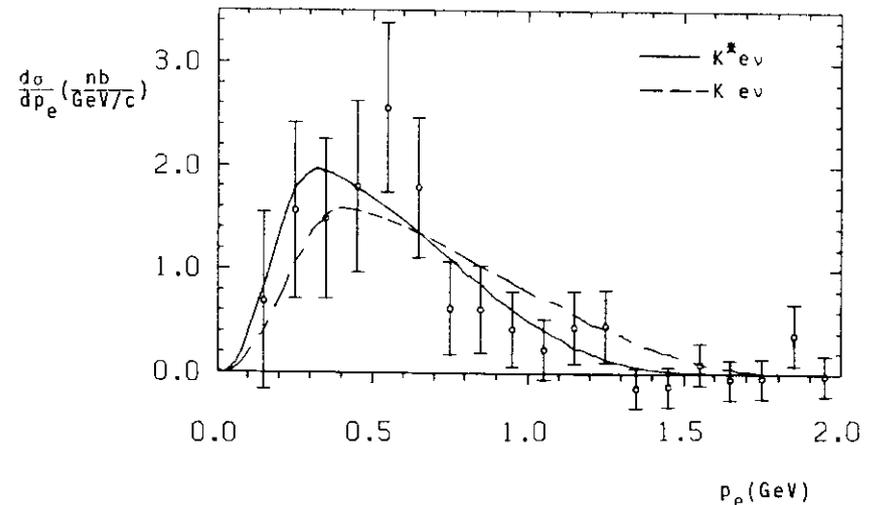


Abb. 48 - Impulsspektrum der Elektronen aus dem Zerfall von Teilchen mit Charm im Energiebereich $4.52 \text{ GeV} < E_{cm} \leq 5.2 \text{ GeV}$

UI 3 Das semileptonische Charm - Verzweungsverhältnis B_e

UI 3.1 B_e aus dem Verhältnis von σ_e zu σ_{Charm}

Ein Vergleich des inklusiven Elektron-Wirkungsquerschnittes

$$\sigma_e (e^+ + e^- \rightarrow e^+ + X (\geq 2\text{prong})) \quad (\text{Kap. UI.1})$$

mit dem totalen Wirkungsquerschnitt für die Charm-Erzeugung σ_{Charm} liefert das semileptonische Verzweungsverhältnis für Teilchen mit Charm gemäss:

$$B_e = \frac{\sigma_e (e^+ + e^- \rightarrow e^+ + X (\geq 2\text{prong}))}{2 \cdot \sigma_{\text{Charm}}}$$

Der Faktor 2 im Nenner trägt dabei der Tatsache Rechnung, dass Charm-Hadronen in Paaren (z.B. $D \bar{D}$) erzeugt werden und jedes der erzeugten Teilchen semileptonisch zerfallen kann.

Der totale hadronische Charm-Wirkungsquerschnitt σ_{Charm} wird bestimmt, indem der Wirkungsquerschnitt ohne Charm-Produktion $\sigma_{o.C.}$ und der Paar-erzeugungs-Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\tau\tau}$ für das schwere Lepton τ der Masse $m_\tau = 1.8 \text{ GeV}/c^2$ vom totalen mit dem DASP-Detektor gemessenen, Wirkungsquerschnitt subtrahiert wird:

$$\sigma_{\text{Charm}} = \sigma_{\text{tot}} - R_{o.C.} \cdot \sigma_{\mu\mu} - \sigma_{\tau\tau}$$

$R_{o.C.}$ ist der auf den $\mu^+\mu^-$ Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\mu\mu}$ normierte, relative hadronische Wirkungsquerschnitt und wurde unterhalb der Charm-Schwelle bei $\sqrt{s} = 3.6 \text{ GeV}$ bestimmt zu $R_{o.C.} = 2.3 / 39 \%$.

Der Wirkungsquerschnitt für die Produktion schwerer Leptonen τ hat folgende Form:

$$\sigma_{\tau\tau} = \sigma_{\mu\mu} \cdot (3\beta - \beta^3)/2, \quad \beta = \frac{p.c}{E}$$

Das energieabhängige Verhältnis $R = \frac{\sigma_e}{\sigma_{\mu\mu}}$ ist in Abb. 49 gezeigt und in Tab. 12 zusammen mit $R_{\text{Charm}} = \frac{\sigma_{\text{Charm}}}{\sigma_{\mu\mu}}$, σ_e und dem berechneten Verzweungsverhältnis B_e für verschiedene Energieintervalle angegeben.

Abb. 50 gibt das (über alle Charm-Hadronen gemittelte) semileptonische Verzweungsverhältnis von Hadronen mit der Quantenzahl Charm als Funktion der Schwerpunktsenergie an. Nahe der Schwelle, wo nur neutrale und geladene D-Mesonen beitragen, erhält man

$$B_e (D \rightarrow e X) = 0.08 \pm 0.02$$

Bei einer Korrektur auf Verluste durch Ereignisse aus Zweiprong $D \bar{D}$ - Zerfällen (Kap. U.4.2) berechnet man das semileptonische Verzweungsverhältnis von D-Mesonen zu $B_e = 0.085 \pm 0.022$

Gemittelt über alle Energien zwischen 3.9 GeV und 5.2 GeV ergibt sich

$$B_e (C \rightarrow e X) = 0.075 \pm 0.020$$

Aus Abb. 50 erkennt man, dass B_e sich mit der Energie kaum ändert. Die Konstanz von B_e lässt sich zweifach interpretieren: Entweder ist die Produktion von F-Mesonen und Charm-Baryonen gegenüber der Erzeugung von D-Mesonen vernachlässigbar oder das semileptonische Verzweungsverhältnis dieser Teilchen ist dem der D-Mesonen vergleichbar.

Der für das Verzweungsverhältnis angegebene Fehler beinhaltet die systematischen Fehler des inklusiven Elektron-Wirkungsquerschnittes (U.8) und des bei DASP gemessenen Charm-Wirkungsquerschnittes / 39 %.

Tabelle 12

R_{Charm} , σ_e , R_e und semileptonisches Verzweungsverhältnis B_e als Funktion der Schwerpunktsenergie E_{cm} (nur statistischer Fehler)

E_{cm} (GeV)	R_{Charm}	σ_e (nb)	R_e	B_e
4.03	2.31	$1.96 \pm .33$	$0.37 \pm .06$	$.080 \pm .015$
4.15	1.80	$1.20 \pm .27$	$0.25 \pm .06$	$.066 \pm .017$
4.26	1.17	$0.86 \pm .23$	$0.18 \pm .05$	$.077 \pm .023$
4.40	2.44	$1.43 \pm .38$	$0.32 \pm .04$	$.066 \pm .010$
4.48	1.77	$0.92 \pm .21$	$0.22 \pm .05$	$.061 \pm .015$
4.65	1.96	$1.05 \pm .33$	$0.26 \pm .08$	$.067 \pm .017$
5.10	2.07	$1.25 \pm .16$	$0.38 \pm .05$	$.092 \pm .014$

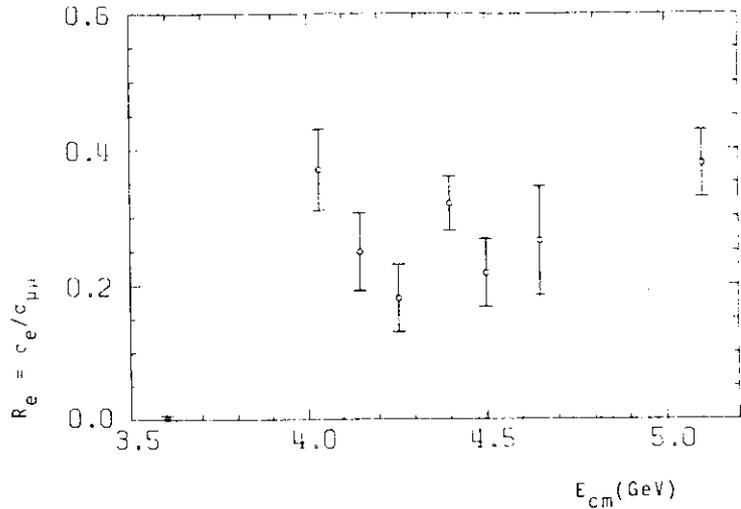


Abb. 49 - Inklusiver Elektron-Wirkungsquerschnitt σ_e $e^+e^- \rightarrow e^+X$ (≥ 2 prong)

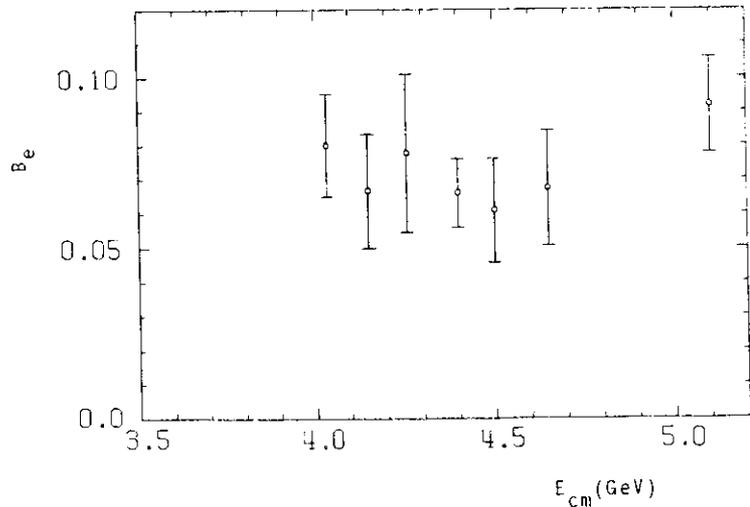


Abb. 50 - Semileptonisches Verzweigungsverhältnis B_e für Teilchen mit Charm

UI 3.2 B_e aus dem Verhältnis der 2-Elektron zu 1-Elektron - Ereignissen

Eine zweite, unabhängige Methode zur Bestimmung des semileptonischen Verzweigungsverhältnisses hat man, wenn bekannt ist, wieviele der Elektron-Hadron-Ereignisse zwei Elektronen haben, die aus dem semileptonischen Zerfall beider Teilchen stammen.

Kennt man die Wahrscheinlichkeit E_{2e} zum Nachweis des 2. Elektrons (im Innendetektor), so erhält man für das semileptonische Charm-Verzweigungsverhältnis

$$B_e (D \rightarrow e X) = \frac{\text{Zahl der Ereignisse mit 2 Elektronen}}{\text{Zahl der Ereignisse mit 1 Elektron}} \cdot \frac{1}{E_{2e}}$$

Die mittlere Nachweiswahrscheinlichkeit E_{2e} wird durch die Faltung des Impulsspektrums der Aussendetektor-Elektronen (Abb.44) mit der impulsabhängigen Nachweiswahrscheinlichkeit für Elektronen im Innendetektor (Abb.22) und Multiplikation mit dem geometrischen Akzeptanzfaktor des Elektron-Kriteriums (Tab.6) bestimmt zu $E_{2e} = 0.40 \pm 0.04$.

Für Schwerpunktsenergien oberhalb 3.9 GeV (Luminosität = 7022 nb⁻¹) wurden 31 Ereignisse beobachtet, bei denen neben dem Elektron im Aussendetektor ein zusätzliches Elektron im Innendetektor nachgewiesen wurde. Untergrund in dieser Ereignisklasse sind Ereignisse, bei denen Innendetektor-Hadronen als Elektronen fehlinterpretiert werden und solche, bei denen Elektronen durch Dalitz-Zerfälle und γ -Konversion im Strahlrohr erzeugt werden. Aus der Gesamtzahl der Elektron-Hadron-Ereignisse (231), der gemessenen mittleren geladenen Multiplizität [Kap.V.4.1] und der Wahrscheinlichkeit, ein Hadron (Pion) irrtümlich als Elektron zu erkennen ($E_{h \rightarrow e} = 0.02 \pm 0.04$) / 26 %, berechnet man den Untergrund durch Hadron-Fehlinterpretation zu 16 ± 3 Ereignissen. Der Untergrund durch im Strahlrohr konvertierte Photonen ($E_{\gamma \rightarrow e} = 1.3 X$) wird aus der (auf Akzeptanzverluste korrigierten) mittleren Photonen-Multiplizität [Kap.V.4.1] und der Nachweiswahrscheinlichkeit für Elektronen im Innendetektor (Kap.III.3.4) abgeschätzt zu (3 ± 1) Ereignissen.

Da der Zerfall paarweise erzeugter schwerer Leptonen nicht zu dieser Ereignisklasse beitragen kann, verbleiben (12 ± 4) Ereignisse, bei denen beide Charm-Teilchen semileptonisch zerfallen.

Die durchgeführte Untergrundabschätzung ist konsistent mit der Messung unterhalb der Charm-Schwelle. Von 13 beobachteten Elektron-Hadron-Ereignissen auf der ψ' -Resonanz hat eines zwei Elektronen, eine Untergrundabschätzung liefert 1.05 ± 0.25 Ereignisse.

Das mittlere semileptonische Verzweigungsverhältnis von Teilchen mit Charm wird damit bestimmt zu

$$B_e (C \rightarrow e X) = 0.13 \pm 0.05$$

in Übereinstimmung mit dem aus dem inklusiven Elektron-Wirkungsquerschnitt gewonnenen Wert. (Der angegebene Fehler ist rein statistisch.)

VI.3.3 Ereignisse mit 3 Elektronen

Verschiedene theoretische Modelle / 95, 43, 96 / in denen (analog zur $K^0 - \bar{K}^0$ -Mischung) eine starke $D^0 - \bar{D}^0$ -Mischung vorausgesagt wird, erlauben den Zerfall von Teilchen mit Charm in 2 Elektronen und zusätzliche Hadronen über einen Charm-ändernden neutralen Strom.

Eine mögliche Signatur für solche Zerfälle sind Ereignisse mit 3 Elektronen im Endzustand. Im Energiebereich oberhalb der Charm-Schwelle wurden 2 Ereignisse mit 3 nachgewiesenen Elektronen beobachtet.

Aus der Gesamtzahl der Ereignisse mit mindestens 2 Elektronen, der mittleren geladenen Multiplizität der 2-Elektron-Ereignisse und der Wahrscheinlichkeit, dass ein Hadron als Elektron fehlerkannt wird, berechnet man den Untergrund in dieser Klasse zu 1.9 ± 0.8 Ereignissen.

Damit lässt sich für den Wirkungsquerschnitt $\sigma(e^+ e^- \rightarrow 3e + X)$ eine obere Grenze angeben zu

$$\sigma(e^+ e^- \rightarrow 3e + X) < 0.07 \text{ nb (90 \% Konfidenz)}$$

VI.3.4. Elektron - Kaon - Korrelation

Eine Untersuchung exklusiver Endzustände aus dem semileptonischen Zerfall von Teilchen mit Charm ist aufgrund der begrenzten Möglichkeit zur Teilchenerkennung im DASP-Detektor nicht möglich. Durch die Identifikation der zusätzlich zum Elektron im Aussendetektor beobachteten Hadronen kann jedoch eine Überprüfung des GIM-Mechanismus (Kap. II.1), durch den beim Charm-Zerfall bevorzugt Endzustände mit 'seltsamen' Quarks (z.B. Kaonen) auftreten, durchgeführt werden.

Hierzu werden wegen der geringen Akzeptanz des Detektors für langsame Hadronen nur Teilchen mit Impulsen oberhalb 350 MeV/c betrachtet.

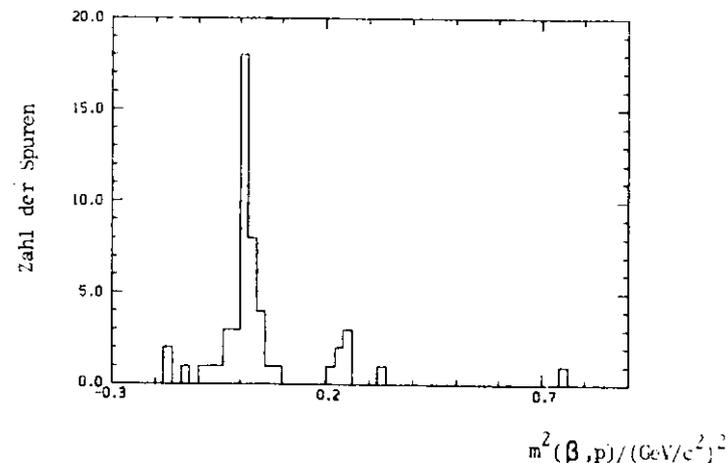


Abb. 51 - (Flugzeit-) Masse $m^2(\beta, p)$ der zusätzlichen Hadronen im Aussendetektor

Abb. 51 zeigt die Verteilung des Quadrates der (Flugzeit-) Masse $m^2(\beta, p)$ für alle geladenen Teilchen mit Impulsen $p \geq 0.35$ GeV/c, die zusätzlich zum Elektron im Aussendetektor beobachtet wurden, jedoch keinen Cerenkovzähler gesetzt haben. Eine Klassifizierung wird gemäß der in Tab. 5 angegebenen Grenzen für die aus der Flugzeit und dem Impuls der Teilchen bestimmten Masse vorgenommen. Eine Unterscheidung zwischen Myonen und Pionen ist dabei für Impulse zwischen 0.35 GeV/c und 0.7 GeV/c (Abschneideimpuls der Myonkammern) nicht möglich.

Danach werden 26 Pionen(Myonen), 7 Kaonen und 1 Proton beobachtet. Das gesehene Ereignis mit einem Proton ist konsistent mit dem aus der Strahl-Gas-Wechselwirkung erwarteten Untergrund (vgl. Kap. V.1).

Eine impulsabhängige Korrektur / 68 / auf den Zerfall der Hadronen (vor dem Flugzeit (Trigger-) -Zähler) und die Extrapolation zu Impulsen unterhalb 0.35 GeV/c wurde analog zu den Korrekturen der bei DASP gemessenen inklusiven Hadron-Impulsspektren durchgeführt / 69 / Der erwartete Untergrund ist gering, so dass auf eine explizite Subtraktion verzichtet wird.

Aus dem so korrigierten Verhältnis der beobachteten Pionen und Kaonen und der gemessenen mittleren geladenen Multiplizität für die Elektron-Hadron-Multiprong-Ereignisse (Kap U 4 1) schliesst man, dass im Mittel 1.5 ± 0.2 geladene Kaonen pro Elektron-Hadron-Ereignis auftreten. Dies ist in Übereinstimmung mit den Vorhersagen des Charm-Modells und liefert durch das korrelierte Auftreten von Elektronen und Kaonen ein wichtiges Beweisstück für die Existenz von Teilchen mit der Quantenzahl Charm.

Eine von der in dieser Arbeit beschriebenen Datenauswahl unabhängige Bestätigung der Kaon-Elektron-Korrelation erhält man durch die Untersuchung von Ereignissen mit einem Elektron im Innendetektor von DASP, mindestens ein als π , K oder p identifiziertes Hadron ($P > 0.4$ GeV/c) im Aussendetektor und weiteren geladenen Teilchen oder Photonen. Die Analyse dieser Ereignisse wird in Ref / 17 / beschrieben. Man erhält im Mittel 0.90 ± 0.18 geladene Kaonen pro Ereignis für alle Ereignisse mit ≥ 3 beobachteten geladenen Teilchen im Detektor. Ereignisse mit nur 2 geladenen Teilchen, die überwiegend dem Zerfall des schweren Leptons τ zugeordnet werden (vgl. Kap U) enthalten im Mittel nur 0.07 ± 0.06 geladene Kaonen.

VII Vergleich der Ergebnisse mit denen anderer Experimente und Diskussion im Rahmen der Theorie

Die Beobachtung des semileptonischen Zerfalls von Teilchen mit Charm ist eine deutliche Bestätigung dafür, dass die Zerfälle der leichtesten Charm-Hadronen über die schwache Wechselwirkung ablaufen. Damit ist gezeigt, dass die neue Quantenzahl 'Charm' unter starker und elektromagnetischer Wechselwirkung erhalten ist.

Die vermehrte Beobachtung von Kaonen im Endzustand von Ereignissen oberhalb Schwerpunktsenergien von 4 GeV bei PLUTO / 97 /, DASP / 98 / und SLAC / 99 / zeigt, dass der für den schwachen Zerfall der Charm-Mesonen wirksame Strom durch den 'GIM-Mechanismus' (Kap II 1) beschrieben werden kann.

Das korrelierte Auftreten von Elektronen und Kaonen in Ereignissen oberhalb der Charm-Schwelle bei DASP (Kap VI.3 4), PLUTO / 100 / und SLAC / 101 / bestätigt dies deutlich.

Das Elektron-Impulsspektrum aus der Reaktion $e^+ + e^- \rightarrow e^+ + X$ ($N \geq 2$) im Schwerpunktsenergiebereich um 4.03 GeV kann durch die Kombination der 'Cabibbo-bevorzugten' Zerfälle $D \rightarrow K e \bar{\nu}$ und $D \rightarrow K^* e \bar{\nu}$ ausreichend erklärt werden. Der 'Cabibbo-unterdrückte' Zerfall $D \rightarrow \pi e \bar{\nu}$ und der rein leptonische Zerfall $D \rightarrow e \bar{\nu}$ sind in Übereinstimmung mit der theoretischen Erwartung (vgl. Kap. II.3) als wesentliche Zerfallskanäle durch die Daten ausgeschlossen.

Die Ergebnisse der SLAC-Experimente DELCO / 89 / und MARK I-LGW / 35 /, deren Messungen vorwiegend auf der Ψ'' (3.772)-Resonanz durchgeführt wurden, stimmen in diesen Punkten mit dem DASP-Ergebnis überein.

Für den Zerfall $D \rightarrow e \bar{\nu} K^{**}$ (1420), der ein sehr 'weiches' Elektron-Impulsspektrum liefern würde, gibt die DELCO-Gruppe folgende obere Grenze an:

$$\frac{\Gamma(D \rightarrow e \bar{\nu} K^{**} (1420))}{\Gamma(D \rightarrow e \bar{\nu} X)} < 0.1$$

Ein Vergleich des bei DASP gemessenen Elektron-Impulsspektrums mit den theoretisch erwarteten Zerfallsverteilungen nach Ali und Yang / 45 / liefert für den $D \rightarrow K^* e \bar{\nu}$ Zerfall eine bessere Anpassung ($\chi^2 = 2.1 / 10$ d.o.f.) als für den $D \rightarrow K e \bar{\nu}$ Zerfall ($\chi^2 = 8.2 / 10$ d.o.f.). Aufgrund der geringen Statistik kann jedoch keine signifikante Aussage über das Verhältnis der Einzelbeiträge gemacht werden. Die DELCO-Gruppe mit einer deutlich höheren Statistik als das DASP-Experiment hat eine Trennung der Einzelbeiträge zum semileptonischen D - Zerfall aus Messungen auf der Ψ'' -Resonanz versucht und erhält:

$$\Gamma(D \rightarrow K e \bar{\nu}) / \Gamma(D \rightarrow X e \bar{\nu}) = 0.37 \pm 0.20$$

$$\Gamma(D \rightarrow K^* e \bar{\nu}) / \Gamma(D \rightarrow X e \bar{\nu}) = 0.60 \pm 0.20$$

Dieser Trend zu einer Dominanz des $K^* e \bar{\nu}$ Kanals wird durch Ergebnisse des MARK I-LGW Experimentes bestätigt.

Alli und Yang / 45 / und Fakirou und Stech / 44 / kommen unter Berücksichtigung hadronischer Formfaktoren zu einem Verhältnis $(K^+ e \bar{\nu}) / (K^0 e \bar{\nu}) \leq 0.5$, was durch die Daten nicht bestätigt wird. Hinchliffe und Llewellyn-Smith / 48 / und Barger, Gottschalk und Phillips / 49 / berechnen das Verhältnis der Zerfallsraten unter einfachen Annahmen, die den Abschätzungen in Kap. II.3 äquivalent sind, zu $(K^+ e \bar{\nu}) / (K^0 e \bar{\nu}) \approx 1.3$.

Aufgrund der geringen Statistik bisheriger Experimente kann keine Aussage über die Art der Kopplung (V-A oder U+A etc.) des hadronischen Stromes gemacht werden. Eine eindeutige Unterscheidung zwischen $D \rightarrow e \bar{\nu} K^+$ und $D \rightarrow e \bar{\nu} K^0$ würde hierbei helfen, da der erste Zerfall ein reiner Vektorübergang ist, der zweite jedoch über eine Mischung des Vektor- und Axialvektorstromes abläuft / 45 /

Rechnungen im Rahmen der Quantenchromodynamik von Alli und Pietarinen / 104 / zeigen, dass die Form des Elektron-Impulspektrums durch die Berücksichtigung von Gluon-Bremsstrahlungsgraphen kaum beeinflusst wird. Auf der anderen Seite ist jedoch die semileptonische Zerfallsrate stark abhängig von der Gluon-Bremsstrahlungskorrektur bzw. der Wahl der hadronischen Formfaktoren / 104, 45, 49 /.

Die in dieser Arbeit beschriebene Messung liefert - gemittelt über alle im Energiebereich zwischen 3.9 GeV und 5.2 GeV erzeugten Teilchensorten mit Charm - ein semileptonisches Verzweigungsverhältnis von $B_e = (7.5 \pm 2.0) \%$.

Die Begrenzung auf den Schwerpunktsenergiebereich zwischen 3.9 GeV und 4.08 GeV ($E_{cm} = 4.03$) gestattet die Untersuchung der D-Mesonen allein. Als mittleres Verzweigungsverhältnis der neutralen und geladenen D-Mesonen erhält man (bei einer Korrektur auf Verluste durch $D \bar{D}$ -Zweiprong-Ereignisse) $B_e = (8.5 \pm 2.2) \%$ (vgl. Kap. VI.3.1).

Die Ergebnisse aus den Messungen bei SLAC (DELCO, MARK I-LGW-Experimente) sind diesen Werten in Tab 13 gegenübergestellt. Für die Messungen auf der Ψ'' -Resonanz wird dabei ebenfalls ein mittleres Verzweigungsverhältnis für die D^0 und D^+ Mesonen angegeben, wobei durchaus das Verhältnis der erzeugten neutralen bzw. geladenen D-Mesonen auf der Ψ'' -Resonanz und im Bereich um 4.03 GeV verschieden sein können.

Tabelle 13

Semileptonisches Verzweigungsverhältnis B_e
(Vergleich mit anderen Experimenten)

Experiment	E [GeV] cm	B_e	Ref.
D A S P	3.9 - 4.08	8.5 ± 2.2	
DELCO	3.77	10 ± 2	/ 89 /
MARK I-LGW	3.77	7.2 ± 2.8	/ 106 /
D A S P	3.9 - 5.2	7.5 ± 2.0	
MARK I-LGW	3.9 - 7.38	8.2 ± 1.9	/ 107 /

Als 'Welt-Mittelwert' der e^+e^- -Experimente erhält man für das semileptonische Verzweigungsverhältnis der D-Mesonen $B_e = (8.7 \pm 1.4) \%$. (Das aus der Rate der Di-Myon-Ereignisse in Neutrino induzierten Reaktionen bestimmte semileptonische Verzweigungsverhältnis liegt, allerdings mit grossen statistischen Fehlern, zwischen 12 und 15 % / 111, 112 /.)

Mit der einfachen Annahme, dass das W-Boson in gleicher Stärke an Quarks und Leptonen koppelt und keine Endzustands-Wechselwirkung (Gluon-austausch etc.) auftritt, würde man für das semileptonische Verzweigungsverhältnis etwa $B_e = B_\mu \approx 20 \%$ erwarten (vgl. Kap. II.3), was durch den Messwert eindeutig ausgeschlossen ist.

Es muss also einen Mechanismus geben, der den semileptonischen Zerfall gegenüber dem nichtleptonischen Zerfall unterdrückt bzw. umgekehrt eine Erhöhung des nichtleptonischen Zerfalls bewirkt. Hier zeigt sich eine Analogie zum Zerfall von seltsamen Teilchen (Mesonen und Baryonen), für die speziell der nichtleptonische Zerfall mit $\Delta I = 1/2$ um ca. einen Faktor 20 gegenüber dem $\Delta I = 3/2$ -Teil der nichtleptonischen Zerfalls-Amplitude und dem semileptonischen Zerfall erhöht ist. (Eine Diskussion der experimentellen Daten dieser sogenannten $\Delta I = 1/2$ -Regel findet man im Anhang zu / 26 /.)

Detaillierte Untersuchungen zur Dynamik nichtleptonischer Zerfälle von seltsamen Mesonen und Charm-Mesonen sind von Einhorn und Quigg /102/ und Ellis, Gaillard und Nanopoulos / 52 / durchgeführt worden. Sie basieren auf der von Gaillard und Lee / 27 / und Altarelli und Malani / 50 / durchgeführten Analyse der Struktur des Hamiltonoperators der schwachen Wechselwirkung für hadronische Reaktionen.

Danach ergibt sich folgendes Bild:

Rein hadronische Prozesse werden beschrieben durch die Strom-Strom-Wechselwirkung $J_H^+ J_H^-$ wobei J_H den geladenen hadronischen Strom gemäss Gl. (7) beschreibt. Der für die hadronischen Zerfälle wirksame Teil des Strom-Strom-Produktes transformiert unter SU(4) wie die Summe einer 20-dimensionalen (20) und einer 84-dimensionalen (84) - Darstellung. Der SU(3)-Inhalt dieser Darstellungen ist in der folgenden Tabelle gezeigt:

SU(4)	SU(3)		
	C = 0	C = +1	C = -1
20	$\underline{8}$ ($\Delta I=1/2$)	$\underline{8}$	$\overline{\underline{6}}$
84	$\underline{8}, \underline{27}$ ($\Delta I=3/2$)	$\underline{15}$	$\overline{\underline{15}}$

Die gruppentheoretische Interpretation der $\Delta I=1/2$ - Regel als 'Oktett-Dominanz' würde danach in einer exakten SU(4)-Symmetrie einer '20-plet-Dominanz' entsprechen. Wie man aus obiger Tabelle sieht, wäre dies verbunden mit einer 'Sextett-Dominanz' der Zerfälle von Teilchen mit Charm ($C = \pm 1$) / 102 /. Übernimmt man den aus Zerfällen seltsamer Teilchen bestimmten 'Oktett-Erhöpfungsfaktor' für eine äquivalente 'Sextett-Erhöpfung' des nichtleptonischen Zerfalls von Charm-Teilchen, wäre das semileptonische Verzweigungsverhältnis $B_e = B_{\mu} \approx (1 - 3) \times / 52 /$, was ebenfalls im Widerspruch zum experimentellen Ergebnis steht.

Rechnungen im Rahmen der Quantenchromodynamik (QCD) haben gezeigt, dass der Renormierungsfaktor für die Berücksichtigung der starken Wechselwirkung (über den Austausch von Gluonen) für den Zerfall von Hadronen mit Charm geringer ist als für den Zerfall seltsamer Teilchen. Eine wesentliche Ursache liegt dabei in dem höheren mittleren Impulsübertrag bei Reaktionen, an denen das schwere Charm-Quark beteiligt ist.

Ein Ansatz für die Berechnung des semileptonischen Charm-Verzweigungsverhältnisses im Rahmen der QCD wird von Ellis et al. / 52 / und Cabibbo und Malani /103/ gegeben. Der Hamiltonoperator für den schwachen

nichtleptonischen 'Cabibbo-bevorzugten' Zerfall von Mesonen mit Charm lautet danach mit der Notation (3):

$$H_w = \frac{G}{\sqrt{2}} \cos^2 \theta \cdot \frac{1}{2} \left[(c_+ + c_-) (\bar{s} c) (\bar{u} d) + (c_+ - c_-) (\bar{u} c) (\bar{s} d) \right]$$

Die Koeffizienten c_+ und c_- beinhalten die QCD-Korrekturen (Renormierungsgraphen mit Gluonenaustausch) zu den 20-plet bzw 84-plet Anteilen des Hamiltonoperators und sind berechnet worden zu / 52 /:

$$c_- = \left[1 + \frac{33 - 2 \cdot F}{12} \cdot \alpha_s(m_c) \cdot \ln \frac{M_W^2}{m_c^2} \right] \frac{12}{33 - 2F}$$

$$c_+ = \frac{1}{\sqrt{c_-}}$$

- Mit $F = 6$: effektive Zahl der Teilchenfamilien (flavours)
- $\alpha_s(m_c) = 0.77$: Energie-abhängige Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung bei der Masse des Charm-Quarks / 104 /
- $M_W = 84 \text{ GeV}/c$: Masse des W^+ - Bosons / 105 /
- $m_c = 1.6 \text{ GeV}/c$: Masse des Charm-Quarks

erhält man

$$c_- = 2.33$$

$$c_+ = 0.655$$

und für das semileptonische Verzweigungsverhältnis / 103 /:

$$B_e = B_{\mu} = \frac{\Gamma(D(F) \rightarrow e \bar{\nu} + \text{Hadronen})}{\Gamma(D(F) \rightarrow \text{alles})} = \frac{1}{2 + 2 c_+^2 + c_-^2} = 0.12$$

Der so berechnete Wert kommt dem experimentell gemessenen semileptonischen Charm-Verzweigungsverhältnis damit näher als die zuvor gemachten einfachen Abschätzungen ($1 - 3 \times$ bzw. $20 \times$).

Zusammenfassend kann also gesagt werden, dass die experimentellen Ergebnisse eine Unterdrückung der semileptonischen Zerfallsrate von Teilchen mit Charm zeigen. Die 'Erhöhung' der Zerfallsrate nichtleptonischer Zerfälle von Mesonen mit Charm ist dabei jedoch schwächer als dies beim Zerfall von seltsamen Teilchen beobachtet wird. Der sogenannte 'nichtleptonische Erhöhungsfaktor' kann, wie Rechnungen verschiedener Autoren zeigen, im Rahmen der QCD zum Teil durch den Austausch von harten Gluonen im hadronischen Endzustand erklärt werden.

VIII. Zusammenfassung

Der semileptonische Zerfall von Charm-Mesonen, die in e^+e^- - Reaktionen oberhalb 4 GeV Schwerpunktennergien erzeugt werden, wurde mit dem DASP-Detektor untersucht.

Durch die Auswahl von Ereignissen mit einem Elektron und mindestens 2 weiteren geladenen Teilchen (≥ 1 Hadron) können die semileptonischen Zerfälle von Mesonen mit Charm weitgehend von Zerfällen des schweren Leptons τ isoliert werden.

Das Impulsspektrum der Elektronen schliesst grosse Beiträge des rein leptonischen Zerfalls $D \rightarrow e \bar{\nu}$ und des Cabibbo-unterdrückten Zerfalls $D \rightarrow e \bar{\nu} \pi$ aus, ist jedoch verträglich mit den Zerfällen $D \rightarrow e \bar{\nu} K$ und $D \rightarrow e \bar{\nu} K^*(892)$ bzw. einer Mischung beider.

Das semileptonische Verzweigungsverhältnis neutraler und geladener D-Mesonen wird durch einen Vergleich des inklusiven Elektron-Wirkungsquerschnittes mit dem totalen hadronischen - zur Produktion von Charm-Hadronen beitragenden- Wirkungsquerschnitt bestimmt zu $B_e = (8.5 \pm 2.2) \%$.

Für das mittlere semileptonische Verzweigungsverhältnis aller zum Wirkungsquerschnitt beitragenden Charm-Hadronen im Schwerpunktennergiebereich von 3.9 GeV bis 5.2 GeV erhält man $B_e = (7.5 \pm 2.0) \%$.

Die Bestimmung des semileptonischen Verzweigungsverhältnisses aus dem Anteil der Elektron-Hadron-Ereignisse mit 2 Elektronen im Endzustand liefert $B_e = (13 \pm 5) \%$.

Der semileptonische Zerfall ist damit relativ zum nichtleptonischen Zerfall von Charm-Hadronen unterdrückt, das semileptonische Verzweigungsverhältnis ist jedoch grösser, als eine Analogie zum Zerfall von seltsamen Teilchen erwarten lässt.

Literaturverzeichnis

/ 1 / J.J. Aubert et al.
Phys.Rev.Lett 33 (1974) ,1404

/ 2 / J.E. Augustin et al.
Phys.Rev.Lett 33 (1974) ,1406

/ 3 / G.S. Abrams et al.
Phys.Rev.Lett 33 (1974) ,1453

/ 4 / W.Braunschweig et al.
Phys.Lett. 57B (1975) ,407

/ 5 / G.J. Feldman et al.
Phys.Rev.Lett 35 (1975) ,821

/ 6 / T. Appelquist et al.
Phys.Rev.Lett 34 (1975) ,43
C.G. Callan et al.
Phys.Rev.Lett 34 (1975) ,52
E. Eichten et al.
Phys.Rev.Lett 34 (1975) ,369

/ 7 / H. Schopper
'The Properties of Charmonium and Charm Particles'
DESY-Report 77/79, Dezember 1977

/ 8 / W. Braunschweig et al.
DESY - Proposal Nr.123, 1973
Nr.139, 1976

/ 9 / Vorschlag zum Bau eines 3 GeV-Doppelspeicherringes für das
Deutsche Elektronen-Synchrotron, Hamburg, September 1967
und:
K. Steffen
Z. Kerntechnik 12, S36 (1970)

/ 10 / O. Römer
Diplomarbeit Universität Marburg 1976
DESY F35 - 76/07 Interner Bericht 1976

/ 11 / W. Braunschweig et al.
Phys.Lett. 63B (1976) ,471

/ 12 / G. Goldhaber et al.
Phys.Rev.Lett 37 (1976) ,255
I. Peruzzi et al.
Phys.Rev.Lett 37 (1976) ,569

/ 13 / R. Brandelik et al.
Phys.Lett. 70B (1978) ,132
Phys.Lett. 80B (1978) ,412

/ 14 / M.L. Perl et al.
Phys.Rev.Lett. 35 (1975) ,1489
M.L. Perl et al.
Phys.Rev.Lett. 70B (1977) ,487

/ 15 / J. Ringel (Dissertation)
DESY F35 - 78/02 Interner Bericht 1978

- / 16 / Mitglieder der DASP-Kollaboration (1977)
 I. Physikalisches Institut der RWTH, Aachen :
 R. Brandelik, W. Braunschweig, H.-U. Martyn, H. G. Sander, D. Schmitz,
 W. Sturm und H. Wallraff
 Deutsches Elektronen-Synchrotron DESY, Hamburg:
 D. Cords, R. Feist, R. Fries, E. Gadermann, H. Hultschig, P. Joos, W. Koch,
 U. Kötz, H. Krehbiel, D. Kreinick, H. L. Lynch, W. A. McNeely, G. Mikenberg,
 K. C. Moirer, D. Notz, R. Röscher, M. Schliwa, B. H. Wik und G. Wolf
 II. Institut für Experimentalphysik der Universität, Hamburg :
 G. Grindhammer, J. Ludwig, K. H. Mess, A. Petersen, G. Poelz, J. Ringel,
 D. Römer, K. Sauerberg und P. Schmäser
 Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik, München :
 W. deBoer, G. Buschhorn, W. Fues, Ch. v. Gagern, B. Gurderson, R. Kotthaus,
 H. Lierl und H. Oberlack
 Universität Tokyo :
 S. Orito, T. Suda, Y. Totsuka und S. Yamada
- / 17 / R. Brandelik et al.
 Phys. Lett. 70B (1977) ,125

 R. Brandelik et al.
 Phys. Lett. 70B (1977) ,387
- / 18 / M. Gell-Mann
 Phys. Lett. 8 (1964) ,214

 G. Zweig
 CERN-Report TH401 u. TH412 , 1964

 Die Bezeichnung 'Quark' stammt aus :
 James Joyce
 'Finnegans Wake'
 (The Viking Press, New York, 1959) S. 383
- / 19 / J. D. Bjorken, S. L. Glashow
 Phys. Lett. 11 (1964) ,255
- / 20 / S. L. Glashow, I. Iliopoulos, L. Maiani
 Phys. Rev. D2 (1970) ,1285
- / 21 / C. Bouchiat, I. Iliopoulos, Ph. Meyer
 Phys. Lett. 38B (1972) ,518

 D. Gross, R. Jackiw
 Phys. Rev. D6 (1972) ,477
- / 22 / S. L. Adler,
 Phys. Rev. 177 (1969) ,2426

 J. S. Bell, R. Jackiw
 Nuovo Cimento S1 (1969),47
- / 23 / S. Weinberg
 Phys. Rev. Lett. 19 (1967) ,1264

 A. Salam
 Elementary Particle Physics:
 Relativistic Groups and Analyticity (Nobel Symp. No. 8)
 Herausgeber: N. Satholm, Stockholm 1968 (Almqvist & Wiksell)
- / 24 / N. Cabibbo
 Phys. Rev. Lett. 10 (1963) ,531
- / 25 / K. Kleinknecht
 Proc. of the 17th International Conference on
 High-Energy Physics, London 1974
- / 26 / Particle Data Group
 'Review of Particle Properties'
 Phys. Lett. 75B, No.1, April 1978
- / 27 / M. K. Gaillard, B. L. Lee
 Phys. Rev. Lett. 33 (1974) ,108
- / 28 / M. Kobayashi, K. Maskara
 Prog. Theor. Phys. 49 (1973) ,652
- / 29 / S. W. Herb et al.
 Phys. Rev. Lett. 39 (1977) ,252

 W. R. Innes et al.
 Phys. Rev. Lett. 39 (1977) ,1240
- / 30 / Ch. Berger et al.
 Phys. Lett. 76B (1978) ,243

 C. W. Darden et al.
 Phys. Lett. 76B (1978) ,246

 J. K. Bienlein et al.
 Phys. Lett. 78B (1978) ,360

 C. W. Darden et al.
 Phys. Lett. 78B (1978) ,364
- / 31 / S. Okubo
 Phys. Lett. 5 (1963) ,165

 G. Zweig
 CERN-Report TH 401 (1964)

 J. Iizuka et al.
 Prog. Theor. Phys. 35 (1966) ,1061
- / 32 / P. Rapidis et al.
 Phys. Rev. Lett. 39 (1977) ,526

 J. Kirkby
 Proc. of the 1977 Intern. Symposium on Lepton and Photon
 Interactions at High Energies, S. 3, Hamburg 1977
- / 33 / J. L. Rosner
 Vortrag Orbis Scientia - 1977, Coral Gables, Fla.
 COO-2220-102 (1977)
 und:
 C. Quigg und J. L. Rosner
 Phys. Rev. D17 (1978) ,239
- / 34 / D. Lüke
 Proc. of the 1977 Meeting of the Division of
 Particle and Fields, Argonne 1977, S. 441
- / 35 / A. Barbero-Galderi
 'Production and Decay of Charmed Particles in
 e⁺e⁻-Collisions', Erice-School 1978, LBL-8537
- / 36 / E. G. Cazzoli et al.
 Phys. Rev. Lett. 34 (1975) ,1125

 B. Knapp et al.
 Phys. Rev. Lett. 37 (1976) ,882

 A. M. Cnops et al.
 Phys. Rev. Lett. 42 (1979) ,197

 C. Baltay et al.
 Phys. Rev. Lett. 42 (1979) ,1721
- / 37 / M. Piccolo et al.
 Phys. Rev. Lett. 39 (1977) ,1503

 G. S. Abrams et al.
 SLAC-PUB-2340, Mai 1979

- / 38 / R. Brandelik et al.
Nucl. Phys. B 148 (1979), 189
- / 39 / A. Petersen (Dissertation)
DESY F22 - 78/06 Interner Bericht 1978
und:
R. Brandelik et al.
Phys. Lett. 76B (1978), 361
- / 40 / U. Willemin et al.
Phys. Rev. Lett. 41 (1978), 1149
- I. Peruzzi et al.
LBL-Report-7935 (1978)
- P.A. Rapidis et al.
SLAC-Pub 2184 und LBL-8143
- G.J. Feldman
SLAC-Pub-2000 (1977)
- / 40a / G.J. Feldman et al.
SLAC-Pub-2311 (1979)
- / 41 / R.F. Schwitters
Proc. 1975 Int. Symposium on Lepton Photon Interactions
at High Energies, Stanford, California, S.355 (1975)
- J. Siegrist et al.
Phys. Rev. Lett. 36 (1976), 700
- / 42 / J.D. Jackson
'Elementary Particle Physics and Fields'
Brandeis Summer Institute 1962
Herausgeber: K.W.Ford, W.A.Benjamin, N.Y. (1963)
- G.Källén
'Elementary Particle Physics'
Addison-Wesley 1964
- / 43 / M.K. Gaillard, B.W. Lee, J.L. Rosner
Rev of Mod. Phys. 47 (1975), 277
- / 44 / D. Fakirou, B. Stech
Nucl. Phys. B 133 (1978), 315
- / 45 / A. Ali und T.C. Yang
Phys. Lett. 65B (1976), 275
- A. Ali
Z. Physik C, Particle and Fields 1 (1979), 25
- A. Ali
pers. Mitteilung
- / 46 / A. Ali und T.C. Yang
Nuov. Cim. 21 (1978), 213
- / 46a / Ch. von Gagern
Dissertation, Univ. Hamburg, Oktober 1978
- / 47 / T. Walsh
Proc. of the 1977 Intern. Symposium on Lepton and Photon
Interactions at High Energies, S.211, Hamburg 1977
- / 48 / I. Hinchliffe, C.H. Llewellyn-Smith
Nucl. Phys. B114 (1976), 45
- / 49 / U. Barger, T. Gottschalk, R.J.N. Phillips
Phys. Rev. D16 (1977), 246
- / 50 / G. Altarelli, L. Maiani
Phys. Lett. 52B (1974), 351
- / 51 / G. Altarelli, N. Cabibbo, L. Maiani
Nucl. Phys. B 88 (1975), 285
- / 52 / J. Ellis, M.K. Gaillard, D.U. Nanopoulos
Nucl. Phys. B 100 (1975), 313
- / 53 / H. Wiedemann
Einführung in die Physik der Elektron-Positron Speicherringe.
Herbstschule für Hochenergiephysik - Maria Laach 1973
DESY-Interner Bericht
- / 54 / E. Gadermann
DESY F22 - 74/1 Interner Bericht 1974
- K. Sauerberg
DESY F22 - 74/2 Interner Bericht 1974
- / 55 / K. Sauerberg (Dissertation)
DESY F22 - 79/01 Interner Bericht 1979
- / 56 / Spezifikation des Magneten für das Doppelarmespektrometer Typ 2H90
DESY-Bericht B2 (1972) 372
- / 57 / H. Lierl (Dissertation)
MPI-PAE/Exp. El. 65, München 1977
- / 58 / J. Ludwig (Dissertation)
DESY F35 - 76/01 Interner Bericht 1977
- / 59 / S. Diekmann
Diplomarbeit, Universität Hamburg 1975
- / 60 / H. Braunschweig et al.
HEP 75/11 I. Phys. Inst. RWTH Aachen 1975
- / 61 / W. Sturm (Dissertation)
HEP 77/08 I. Phys. Inst. RWTH Aachen 1977
- / 62 / H.G. Sander (Diplomarbeit)
HEP 74/07 I. Phys. Inst. RWTH Aachen 1974
- / 63 / R. Rüsck (Dissertation)
DESY F1 - 78/02 Interner Bericht 1978
- / 64 / W.H. Barkas und M.J. Berger
in 'Tables of Energy Losses and Ranges of Heavy
Charged Particles'
NASA - SP - 3013 (1964)
- / 65 / M. Plath
DESY F35 - 77/07 Interner Bericht 1977
- / 66 / M. Schliwa
DASP-Notiz Nr. 114, 1977
- / 67 / M. Schliwa
Diplomarbeit Universität Hamburg 1973
- / 68 / M. Schliwa (Dissertation)
DESY F1 - 79/01 Interner Bericht 1979
- / 69 / R. Fries (Dissertation)
DESY F1 - 78/01 Interner Bericht 1978
- / 70 / E. Gadermann (Dissertation)
DESY F22 - 78/05 Interner Bericht 1978
und: DASP-Notiz Nr. 34, 1975/1976
- / 71 / O. Römer
DASP-Notiz Nr. 119, 1977
- / 72 / B. Rossi
High Energy Particles, Prentice Hall 1962, Kap. 2.3.
- / 73 / K. Sauerberg
pers. Mitteilung (Auswertprogramm für $\mu\mu$ -Paare)
- / 74 / D.L. Kreinick
DASP-Notiz Nr. 120, 1977
DASP-Notiz Nr. 111, 1977

/ 75 / J. Ringel
DASP-Notiz Nr.118 ,1977

/ 76 / R. Brandelik et al.
Phys.Lett. 73B (1978),109

/ 77 / M. Schliwa
DASP-Notiz Nr.105 ,1977

/ 78 / K. Sauerberg
pers. Mitteilung

/ 79 / J. Burmester et al.
Phys.Lett. 68B (1977),297

/ 80 / G.J. Feldman
SLAC-Pub 2068 ,1977

/ 81 / P. Kessler et al.
Nuovo Cim. 4 (1970) ,933
Phys. Rev. D3 (1971) ,1569

/ 82 / F. Gutbrod u. Z.J. Rek
DESY-Report 77/45 ,Juli 1977

F. Gutbrod
pers. Mitteilung

L. Camilleri et al.
in: CERN 76-18 ,1976,S.169

/ 83 / G. Wolf
pers. Mitteilung

/ 84 / S. Yamada
pers. Mitteilung

/ 85 / G. Knies
Desy-Report 77/74 ,1977
und:
Proc. of the 1977 Intern. Symposium on Lepton and Photon
Interactions at High Energies, S.93, Hamburg 1977

/ 86 / G. Goldhaber, J.E. Wiss et al.
Phys.Lett. 69B (1977), 503

/ 87 / E. Gadenmann
pers.Mitteilung

/ 88 / G. Bonneau und F.Martin
Nucl.Phys. B27 (1971) ,381

/ 89 / J. Kirkby
SLAC-Pub-2231 (1978)

/ 90 / K. Gottfried
Proc. of the 1977 Intern. Symposium on Lepton and Photon
Interactions at High Energies, S.667, Hamburg 1977

/ 91 / F. Bietzacker, H.T. Nieh und A. Soni
Stony Brook Preprint ITP-SB-76-62

/ 92 / K. Kajantie
Phys.Rev.Lett. 65B (1976) ,69

/ 93 / M. Gronau, C.H. Llewellyn-Smith, T.F. Walsh, S. Wolfram
und T.C. Yang
Nucl.Phys. B123 (1977) ,47

/ 94 / K. Fujikawa, N. Kawamoto
DESY-Report 76/01 (1976)

/ 95 / A. DeRujula, H. Georgi und S.L. Glashow
Phys.Rev.Lett 37 (1976) ,398

K. Lane und E. Eichten
Phys.Rev.Lett 37 (1976) ,477

/ 96 / P. Fayet
Nucl.Phys. B78 (1974) ,14

R.L. Kingsley, S.B. Treiman, F. Wilczek und A. Zee
Phys.Rev. D 11 (1975) ,1919

R.L. Kingsley
Phys.Lett. 63B (1976) ,329

/ 97 / J. Burmester et al.
Phys.Lett. 67B (1977) ,367

/ 98 / R. Brandelik et al.
Phys.Lett. 67B (1977) ,363

/ 99 / U. Lüth et al.
Phys.Lett. 70B (1977) ,132

/ 100 / R. Burmester et al.
DESY-Report 76/53 (1976)

/ 101 / J.M. Feller (Ph.D.Thesis)
LBL-Report-9017

/ 102 / M.B. Einhorn, C.Quigg
Phys.Rev. D12 (1975) ,2015

/ 103 / N.Cabibbo, L.Maiani
Phys.Lett. 73B (1978) ,418

/ 104 / A. Ali, E.Pietarinen
DESY-Report 79/12 (1979)
und
A. Ali
persönliche Mitteilung

/ 105 / J. Ellis, M.K.Gaillard
LEP Summer Study/ 1-14
CERN-Report 79-01

/ 106 / J.M.Feller et al.
Phys.Rev. 40 (1978) ,274

/ 107 / J.M.Feller et al.
Phys.Rev. 40 (1978) ,1677

/ 108 / Eine Übersicht über die Produktion von Teilchen mit CHARM in
Neutrino-Experimenten gibt z.B.
K. Kleinknecht
in 'Proc. of the 1978 CERN School of Physics'
Austerlitz-Zeist,Niederlande, Juni 1978

/ 109 / M. Boratav
CERN/EP 79-40, April 1979

/ 110 / C. Baltay et al.
Phys.Rev.Lett. 41 (1978) ,73

J. Blitschau et al.
CERN/EP 79-60, Juni 1979

/ 111 / A. Benvenuti et al.
Phys.Rev.Lett. 34 (1975) ,419
Phys.Rev.Lett. 35 (1975) ,1199,1203,1249

M. Holder et al.
Phys.Lett 69B (1977) ,377

B.C.Barish et al.
Phys.Rev.Lett. 39 (1977) ,981

/ 112 / M. Suzuki
Phys.Lett. 68B (1977) ,164

Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand in Rahmen des Experimentes der DASP-Kollaboration.

Allen Mitgliedern der Kollaboration danke ich für die vielfältigen Hilfen während der Durchführung der Messungen und der Auswertungen.

Insbesondere danke ich den Herren Prof. Dr. P. Schmäuser und Dr. B. H. Wiik für die Ermöglichung und Förderung dieser Arbeit.

Dem DESY-Direktorium danke ich für die Gewährung eines Stipendiums von Mai 1976 bis Februar 1977.

Für zahlreiche Diskussionen und die Überlassung von Auswertprogrammen danke ich den Herren Dr. D. L. Kreinick und Dr. J. Ringel.

Herrn Dr. P. Koehler gebührt mein Dank für die Durchsicht des Manuskriptes.

Frau E. Dinges und Frau B. Lücke danke ich für die Hilfe bei der Fertigstellung eines Teils der Zeichnungen.

Lebenslauf Oswald Römer

16. Juni 1949 geboren in Königshagen (Haldeck/Hessen) als Sohn des Landwirts Johannes Römer und seiner Ehefrau Elisabeth, geb. Böttcher
- 1955-1960 Besuch der Volksschule in Königshagen
- 1960-1968 Besuch des Gustav Stresemann-Gymnasiums in Bad Wildungen
- Juni 1968 Abitur
- Juli 1968 Wehrdienst
- Okt. 1969
- WS 69/70 Beginn des Physikstudiums an der Universität Marburg
- Okt. 1971 Vordiplomprüfung
- 1974-1976 Diplomarbeit: Entwurf und Bau von Gas-Schwellen-Cerenkouzählern mit sehr grosser Winkelakzeptanz für das Doppellarmspektrometer DASP der DESY-Speicherringe DORIS
- Mai 1976 Diplom-Hauptprüfung an der Universität Marburg
- Mai 1976 Doktoranden-Stipendium bei DESY, Mitarbeit am Doppellarmspektrometer DASP
- Feb. 1977
- ab Feb. 1977 wissenschaftlicher Angestellter am II. Institut für Experimentalphysik der Universität Hamburg, Mitarbeit beim Entwurf und Bau der Cerenkouzähler für den PETRA-Detektor TASSO
- Juni 1977 Heirat mit Studienrätin Birgit Wojtacki
- Juni 1978 Geburt unserer Tochter Inga Claudia

