

Interner Bericht
DESY F1-78/02
Dezember 1978

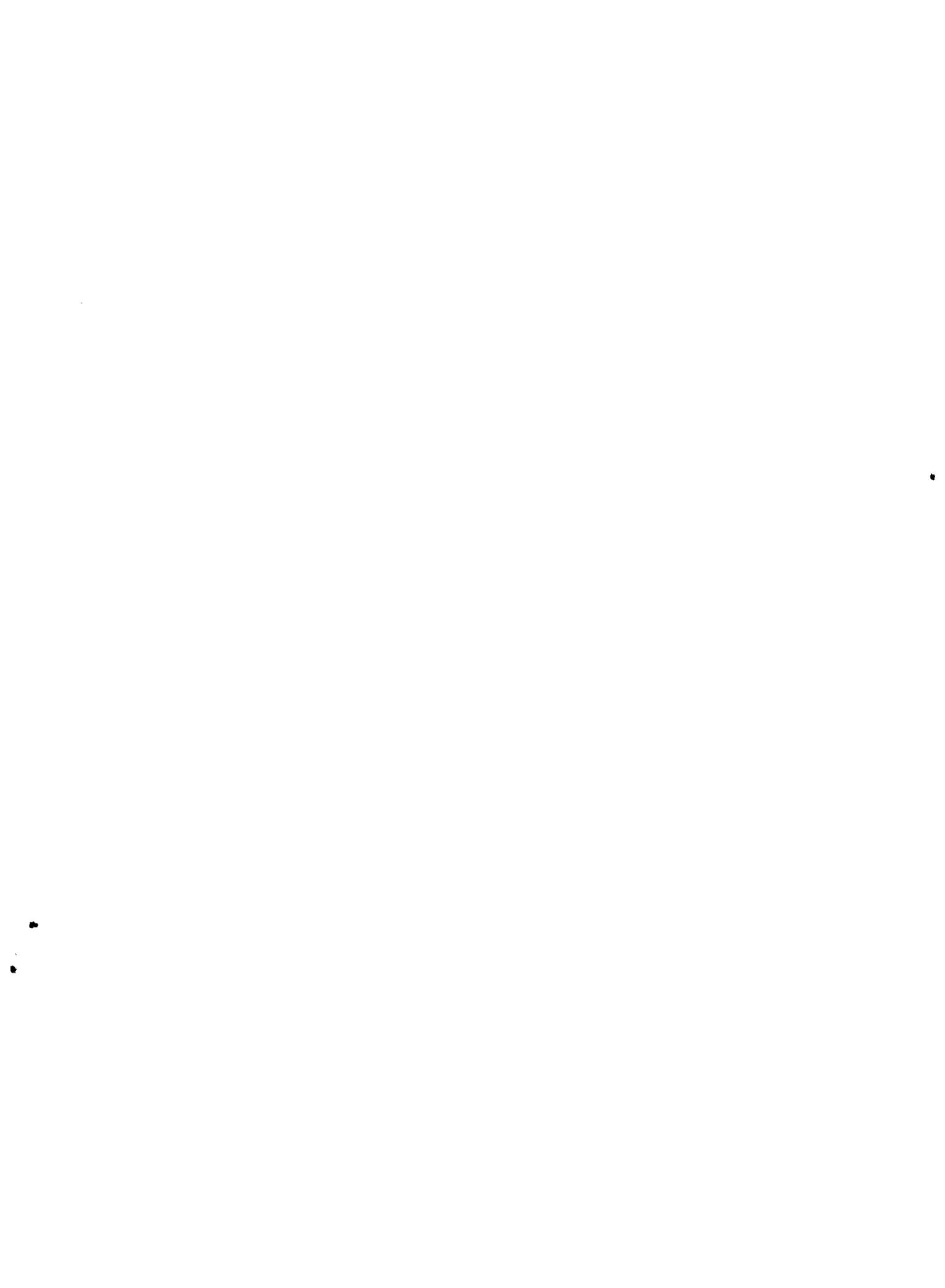
UNTERSUCHUNG DER MYONISCHEN ZERFALLE DES SCHWEREN LEPTONS τ
MIT DEM DOPPELARMSPEKTROMETER DASP

von

DESY-Bibliothek

7. JUNI 1979

Robert Rüsck



Untersuchung der myonischen Zerfälle des schweren Leptons τ
mit dem Doppelarmspektrometer DASP

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von
Robert Rüsçh
aus Cuxhaven

Hamburg
1978

Gutachter der Dissertation: Prof. Dr. P. Schmüser
Prof. Dr. H. Spitzer

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

Datum der Disputation : 29. September 1978

Prof. Dr. H.G. Danielmeyer
Vorsitzender des Promotionsausschusses
und Sprecher des Fachbereichs Physik

Übersicht

Mit dem Doppelarmspektrometer DASP am e^+e^- -Speicherring DORIS bei DESY wurde die inklusive Myon-Erzeugung bei der e^+e^- -Vernichtung im Schwerpunktsenergiebereich $3.6 \text{ GeV} \leq \sqrt{s} \leq 5.2 \text{ GeV}$ untersucht.

Nach Abzug konventioneller Untergrund-Prozesse verbleibt ein Überschuß an Myonen, der sich mit der Existenz des schweren Leptons τ erklären läßt.

Es werden Verzweigungsverhältnisse des τ in Myonen, Elektronen und Hadronen angegeben.

Das Verhältnis $B_\mu : B_e$ wird bestimmt und mit theoretischen Vorhersagen verglichen.

Mit Hilfe des Impulsspektrums der Myonen bei den sog. μe -Ereignissen wird die Kopplung des schwachen Stroms an das W-Boson am $\tau - \nu_\tau$ -Vertex untersucht.

Inhaltsverzeichnis

	Seite
I) Einleitung	1
II) Beschreibung des Experiments	5
1. Speicherring DORIS	5
2. Der Detektor DASP	7
2.1. Magnet	7
2.2. Innendetektor	3
2.3. Außendetektor	10
2.4. Luminositätsmonitor	13
2.5. Inklusivtrigger und Datennahme	14
3. Datenreduktion	16
III) Auswertung und Ergebnisse	19
1. Auswahlkriterien für den Außendetektor	24
1.1. Vorselektion	25
1.2. Hauptanalyse	26
2. Innendetektor-Durchmusterung	30
3. Ergebnisse	32
3.1. Akzeptanzen	34
3.1.1. Außendetektor	34
3.1.2. Innendetektor	36
3.2. Untergrund	38
3.2.1. Hadron-Misidentifikation	39
3.2.2. Prozesse der Quantenelektrodynamik	41
3.2.2.1. $e^+e^- \rightarrow \mu\mu\gamma$	41
3.2.2.2. $e^+e^- \rightarrow \mu\mu ee$ und $e^+e^- \rightarrow \mu\mu\gamma\gamma$	44
3.2.3. Semileptonische Zerfälle von Charm-Mesonen	47
3.3. $e^+e^- \rightarrow \mu + e + \text{"Nichts"}$	51
3.3.1. Impulsspektrum	52
3.3.2. Wirkungsquerschnitt und Verzweigungsverhältnisse	54
3.4. 2-Spur-Ereignisse mit einem nicht-schauenden Teilchen	56
3.4.1. Wirkungsquerschnitt und Verzweigungsverhältnis	58
3.4.2. Das Verhältnis $B_\mu : B_e$	61

3.5. Mehr-Spur-Ereignisse	62
3.5.1. Impulsspektrum und Wirkungsquerschnitt	63
3.5.2. Verzweigungsverhältnisse	63
3.6. Diskussion der Ergebnisse	65
4. Zusammenfassung	68
Anhang A1	70
Anhang A2	73
Anhang A3	71
Anhang A4	73
Anhang A5	76
Anhang A6	77
Literaturverzeichnis	81
Abbildungsverzeichnis	85
Danksagung	
Lebenslauf	

I) Einleitung

In den letzten Jahren hat es ein aufregendes Wechselspiel zwischen der Theorie der Elementarteilchen und den experimentellen Ergebnissen gegeben.

Ausgehend von der Eichinvarianz der Elektrodynamik entwickelte Schwinger 1957 /47/ mit Hilfe der Yang-Mills-Theorie (1950) die erste einheitliche Eichtheorie der schwachen und elektromagnetischen Wechselwirkungen. Der Nachteil dieser Theorie war die angenommene Masselosigkeit der Eichteilchen (intermediäre Vektorbosonen), da außer dem Photon (in der elektromagnetischen Wechselwirkung) kein masseloses Eichteilchen bekannt war.

Erst der Formalismus der spontanen Symmetriebrechung (Higgs-Mechanismus) um 1964 /48/ gab den von Lee und Yang 1960 eingeführten geladenen Vektorbosonen W^{\pm} und dem Z^0 eine Masse und führte zum Weinberg-Salan-Modell /49,50/.

Nach dieser Theorie wechselwirken die vier bis dahin bekannten Leptonen (ν_e, e, ν_{μ}, μ) in elektromagnetischen und schwachen Prozessen durch Austausch eines der vier Vektorbosonen γ, W^+, W^- und Z^0 bzw. einer Kombination von γ und Z^0 (z.B. bei dem Prozeß $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$).

Fünf Jahre später erfolgte die Ausweitung des Weinberg-Salan-Modells auf die Quarks. Bereits 1964 hatten Glashow und Bjorken /1/ die $SU(3)$ -Symmetrie der Quarks u, d, s auf ein viertes Quark erweitert, um die Symmetrie mit den vier bekannten Leptonen herzustellen. Die Eigenschaften dieses vierten Quarks wurden 1970 von Glashow, Iliopoulos und Maiani (GIM, /2/) aus der experimentellen Tatsache abgeleitet, daß es keine neutralen Ströme gibt, bei denen sich die Quantenzahl "Seltsamkeit" ändert, wie z.B. bei den Zerfällen

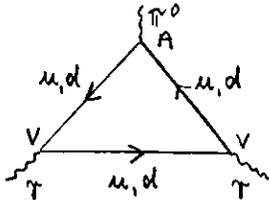
$$\begin{aligned} K_L^0 &\rightarrow \mu^+ \mu^- & (\text{B.R.} \lesssim 10^{-8}) \\ K^+ &\rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu} & (\text{B.R.} \lesssim 10^{-6}) . \end{aligned}$$

Die Übergänge der Quarks ineinander werden durch den Cabbibo-Winkel θ_c ($\theta_c \approx 13^\circ$) beschrieben. Das vierte Quark c ("Chara") geht "Cabbibo-bevorzugt" (d.h. die Übergangswahrscheinlichkeit ist proportional zu $\cos^2 \theta_c$) in das "Seltsamkeit"-tragende s -Quark über. Mit Hilfe der Cabbibo-Theorie der vier Quarks können die Zerfallsbreiten der o.g. Prozesse richtig

berechnet werden.

Eine Schwäche des GIM-Modells /2/ war die Tatsache, daß es auch in der auf die vier Quarks erweiterten Theorie der vereinigten schwachen und elektromagnetischen Wechselwirkung Graphen höherer Ordnung gab, die zu divergenten Wirkungsquerschnitten führten (Nichtrenormierbarkeit). Erst durch den Beweis G. t'Hoofts /3/, daß auch diese Graphen renormierbar sind, war die Theorie zufriedenstellend.

Die Renormierbarkeit führte allerdings auch zur Einführung eines weiteren Freiheitsgrades, der Quark-"Farbe": Bereits 1969 waren die sog. Adler-Bell-Jackiw-Anomalien bekannt /4/,/5/. Das sind Dreiecksgraphen, die zu divergenten Wirkungsquerschnitten führten, wie z.B. beim π^0 -Zerfall



V,A sind die Vektor- bzw. Axialvektorkopplungen, u,d sind Quarks

Um den richtigen Wirkungsquerschnitt zu erhalten, muß für die Ladungen aller beteiligten Quarks (und/oder Leptonen) gelten

$$\sum_i q_i = 0 \quad /6/.$$

Diese Bedingung läßt sich nur dann erfüllen, wenn folgendes gilt:

1. alle Quarks kommen in 3 Zuständen vor (Farbe)
2. es herrscht Quark-Lepton-Symmetrie.

Dieses Ergebnis führte zum sog. Standard-Modell. Danach gibt es vier Quarks in jeweils drei Farben und vier Leptonen, die in linkshändigen Dubletts und rechtshändigen Singulets zusammengefaßt werden und deren Wechselwirkung durch das Weinberg-Salam-Modell beschrieben wird.

Neben der Renormierbarkeit dieses Modells führte die Einführung der Farben ebenfalls zur richtigen Spin-Statistik der Nukleonen.

Das Standard-Modell ist, wie wir heute wissen, nicht vollständig:

1975 veröffentlichte die SLAC/LBL-Gruppe /7/ sog. anomale Leptonereignisse bei der e^+e^- -Vernichtung

$$e^+e^- \rightarrow \mu^+e^+ + \text{Neutrals},$$

die von Perl als Ergebnis des Zerfalls eines schweren Leptons gedeutet wurden. Da der SLAC/LBL-Detektor jedoch eine schlechte Photon-Nachweiswahrscheinlichkeit besaß, wurden die Messungen mit Skepsis beurteilt. Es ließ sich nämlich nicht ausschließen, daß die o.g. Ereignisse durch den semileptonischen Zerfall von c-Quarks zustande gekommen sind, wie z.B.

$$e^+e^- \rightarrow c \bar{c} \rightarrow e K_L^0$$

$$\downarrow \text{-----} \rightarrow \mu K_L^0 + \text{Hadronen},$$

wobei die Hadronen z.T. in Photonen zerfallen.

Der Detektor PLUTO am Speicherring DORIS war in der Lage, Photonen mit großer Wahrscheinlichkeit nachzuweisen. Die Datenmenge der inklusiven Myon-Ereignisse führte zur Evidenz des neuen schweren Leptons τ /8,9,10/ (nach Perl so genannt: τ (tau) = das Dritte).

Die SLAC/LBL- und PLUTO-Experimente ermittelten die τ -Masse zu

$$m_\tau = (1.9 \pm 0.1) \text{ GeV}.$$

1977 gelang es der DASP-Kollaboration /11/, die τ -Produktion bereits im Energiebereich der Ψ' -Resonanz (3.684 GeV) nachzuweisen /12/. Damit stand fest, daß die τ -Ereignisse nicht von Charm herrühren, da das Ψ' unter der Charm-Schwelle liegt. Aufgrund des Schwellenverhaltens des Produktionswirkungsquerschnittes konnten die Masse und der Spin des τ festgelegt werden:

$$m_\tau = (1.807 \pm 0.02) \text{ GeV}$$

$$J_\tau = 1/2.$$

Diese Ergebnisse haben weitreichende Konsequenzen für die Theorie.

Ist nämlich das τ ein sequentielles Lepton (d.h., es hat sein eigenes Neutrino und damit eine eigene Leptonenzahl), so müßten die Leptonen im Standard-Modell um ein Dublett erweitert werden. Den vier Quarks stünden 6 Leptonen gegenüber, was die Lepton-Quark-Symmetrie zerstört

Diese Symmetrie ist jedoch notwendig, um die Adler-Bell-Jackiw-Anomalien zu renormieren. Das bedeutet entweder die Forderung nach einem weiteren Quark-Dublett oder die Einführung neuartiger Ströme.

1977 entdeckten Ledermann et al. /13/ bei einer Schwerpunktsenergie von (9.54 ± 0.04) GeV eine neue Resonanz (τ), die sich mit der Annahme weiterer Quarks erklären läßt.

Zur Erweiterung der Quark-Lepton-Symmetrie müssen die Eigenschaften des schweren Leptons im Detail untersucht werden. Im Rahmen dieser Arbeit sollen daher folgende Fragen behandelt werden, die die Natur des τ betreffen:

1. existiert das τ und welchen Spin hat es?
2. hat es eine eigene Leptonenzahl?
3. ist es ein punktförmiges Fermion?
4. wie groß ist seine Masse?
5. wenn es ein eigenes Neutrino gibt, ist es massiv?
6. wie zerfällt das τ ?
7. wie ist die Kopplung des schwachen Stroms an das W ?

Zur Klärung dieser Fragen werden Daten ausgewertet, die zwischen 1975 und 1977 mit dem Doppelarmspektrometer DASP am e^+e^- -Speicherring DORIS bei DESY (Hamburg) gemessen wurden, von einer Gruppe von Physikern aus Aachen, Hamburg, München und Tokyo /11/.

Ein Teil der Ergebnisse ist bereits veröffentlicht /12,14/.

II) Beschreibung des Experiments

1. DORIS:

In Abb. 1 sind die Beschleunigeranlagen von DESY (zum Zeitpunkt dieser Arbeit) dargestellt.

Der e^+e^- -Doppel-Ring-Speicher DORIS besteht aus zwei übereinander angeordneten Ovalen, die sich in den geraden Stücken an zwei Wechselwirkungspunkten (W) unter 24 mrad kreuzen. Der Durchmesser der Halbkreise, sowie die Länge der geraden Stücke, in denen die Nachbeschleunigung der Teilchen stattfindet, die durch Synchrotronstrahlung Energie verlieren, betragen 55 m.

Elektronen erhalten im Linearbeschleuniger eine maximale Energie von 400 MeV. Die Positronen werden durch Streuung von Elektronen mit 200 MeV Energie an einem Kupfertarget erzeugt. Dabei können Bremsstrahlungsphotonen durch Paarbildung Positronen von maximal 200 MeV Energie erzeugen.

Elektronen und Positronen werden zeitlich getrennt in das Synchrotron injiziert, wo sie die gewünschte Energie erhalten, bevor sie in den Speicherring gelangen. Dort werden sie jeweils zu Paketen (bis zu 480 pro Strahl) von etwa 3 cm Länge zusammengefaßt; der zeitliche Abstand beträgt ≥ 2 ns.

Nach typischen Füllzeiten von 5 - 30 Minuten werden Strahlströme von maximal 300 mA erreicht. Durch Restgaswechselwirkung sinkt der Elektronenstrom schneller als der Positronenstrom. Nach 2 - 4 Stunden hatte die Luminosität, die ein Maß für die Ereignisrate ist (s.u.), soweit abgenommen, daß eine neue Füllung notwendig wurde (Abb. 2).

Alle in dieser Arbeit beschriebenen Messungen wurden bei Strahlenergien zwischen 1,8 und 2,6 GeV vorgenommen. Die durch das Feld der Ablenkmagnete festgelegte Strahlenergie wird mit zwei voneinander unabhängigen Meßmethoden, einer Hall-Sonde und einer Kernresonanz-Anordnung, ständig während des Experiments mit einer Genauigkeit von ≥ 0.5 MeV bei 1.5 GeV Strahlenergie gemessen.

Die Energiebreite des Strahls ergibt sich aus

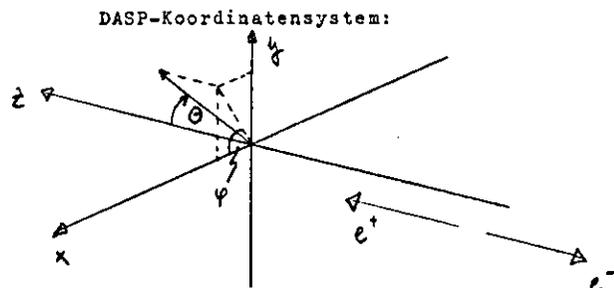
$$\frac{\Delta E}{\text{MeV}} = 0.24 \cdot E^2 / \text{GeV}^2 \quad E = \text{Strahlenergie}$$

zu $\Delta E = 0.54 \text{ MeV}$ bei $E = 1.5 \text{ GeV}$ und 1.5 MeV bei $E = 2.5 \text{ GeV}$.

Die mittlere Luminosität direkt nach der Füllung betrug $5 \times 10^{29} \text{ cm}^{-1} \text{ s}^{-1}$, entsprechend 1.8 nb^{-1} pro Stunde (die maximale Luminosität war $2 \cdot 10^{30} \text{ cm}^{-1} \text{ s}^{-1}$). Sie wird durch die Strahlströme und den Strahlquerschnitt festgelegt. Letzterer wird durch Ausmessen von Bhabha-Streuung mit den Proportionalkammern des Innendetektors (s.S.9) bestimmt.

Die Strahlausdehnung beträgt in der Senkrechten $\Delta y = 0.01 \text{ cm}$ und in der Waagerechten $\Delta x = 0.1 \text{ cm}$.

Das Koordinatensystem ist so festgelegt, daß die positive z-Achse im Richtungssinn der Positronen verläuft, die x-Achse zur Ringmitte und die y-Achse nach oben weist:



Die wichtigsten Speicherring-Parameter sind in Tabelle 1 zusammengefaßt worden.

Tabelle 1 : Speicherring-Parameter

Umfang	288 m
Durchmesser eines Halbkreises	55 m
Länge der geraden Stücke	55 m
Ablenkradius	12,2 m
Länge der Wechselwirkungszone	5 m
Schwerpunktenergien	$1 \leq E \leq 10 \text{ GeV}$
Kreuzungswinkel	24 mrad
Hochfrequenz	499.67 MHz
Zahl der Teilchenpakete/Strahl	max 480 (meistens 120)
Strom/Strahl	100 - 300 mA
Lebensdauer	einige Stunden
Strahlabmessungen am Wechselwirkungspunkt	$\Delta x = 0.1 \text{ cm} \quad \Delta y = 0.01 \text{ cm}$
Paketlänge	3 cm
Energieverlust pro Umlauf	$\Delta E = 89 \cdot 10^{-6} \frac{E^4 (\text{GeV})}{R (\text{m})}$
Energiebreite pro Strahl	$\frac{\Delta E}{E} = 0.24 E^2 (\text{GeV})$
Vakuum	einige 10^{-9} Torr

2. Doppelarmspektrometer DASP

Das Doppelarmspektrometer DASP besteht aus zwei identischen Magnetspektrometerarmen, die symmetrisch zum Wechselwirkungspunkt liegen (Außendetektor), sowie einen nichtmagnetischen Innendetektor, der zwischen den Spektrometerarmen am Strahlrohr eingebaut ist.

Der Innendetektor erlaubt die Trennung geladener Teilchen von Photonen und deren Richtungsmessung. Außerdem kann die Energie der Teilchen durch Schauermessungen bestimmt werden, so daß Elektronen und Photonen von minimalionisierenden Teilchen getrennt werden können.

Der Innendetektor besteht aus Szintillatorrhodoskopen, Proportionalkammern, Bleikonvertern, Proportionalrohrkammern und Schauerzählern. Er überdeckt ≈ 10 sr.

Der Außendetektor, dessen impulsabhängige Raumwinkelakzeptanz auf $\lesssim 0.9$ sr beschränkt ist, dient zur Identifikation geladener Teilchen und Photonen. Geladene Teilchen, die einen der beiden H-Magnete durchlaufen, werden durch Cerenkov-Zähler (vor den Magneten), Flugzeitzähler, Schauerzähler und einen Reichweitendetektor identifiziert.

Oberhalb 0.7 GeV/c können Myonen von Pionen durch den Hadron-Absorber getrennt werden. Elektronen können bei allen Impulsen identifiziert werden. Mit der Flugzeitinformation gelingt eine Abtrennung der Pionen von Kaonen bis 1.5 GeV/c und der Kaonen von Protonen bis 3.0 GeV/c.

Der Impuls der geladenen Teilchen wird mit Funkenkammern vor und hinter den Magneten bestimmt. Photonen werden durch ein Schauerzählersignal erkannt.

2.1. Der DASP-Magnet:

Der DASP-Magnet /15/ unterteilt das Spektrometer in Innen- und Außendetektor. Er ist aus zwei symmetrisch, unter 90° zum Strahlrohr angeordneten H-Magneten mit normalleitenden Spulen zusammengesetzt.

Eiserne Brücken im oberen und unteren Teil des Magneten führen einen Teil des magnetischen Flusses zurück.

Die vertikale Eintrittsöffnung (90 cm) legt die Ψ -Akzeptanz des Außendetektors auf $\pm 10^\circ$ fest, die horizontale Öffnung führt zu einem Polarwinkelbereich von $48^\circ \leq \theta \leq 132^\circ$.

Bei 1480 A Magnetstrom und 2.5 MW Leistung (maximale Erregung) wird eine integrierte magnetische Länge von 18kGm erreicht. Da beide H-Magnete entgegengesetzt gepolt sind, verschwindet das Magnetfeld am Wechselwirkungspunkt und längs der Strahlachse. Spiegelplatten an den Ein- und Austrittsöffnungen reduzieren Randfelder.

Aus Abb. 3 sind die Feldkomponenten als Funktion des Ortes ersichtlich. Sie wurden mit Hall-Sonden bei 1480 A und 300 A Magnetstrom ermittelt. Dabei hatten im Magnetbereich die Meßpunkte 5 cm, im Detektorbereich 20 cm Abstand.

Da die Felder beider Seiten auf besser als ± 10 G übereinstimmen, wird nur ein Viertel der Feldmatrix jeder Magneteneinheit abgespeichert. Bei der Impulsbestimmung wird zwischen den Mittelwerten aller vier gemessenen Teile quadratisch interpoliert.

Aus Tabelle 2 sind die gemessenen bzw. interpolierten Feldlängen und der Grad der Sättigung zu entnehmen.

Tabelle 2: Magnetfeld DASP

Felderregung (Strom) (A)	$\int B dx$ (kGm)	Sättigung ($^\circ/\infty$)
300	4.044	0
600	8.062	3
900	11.999	10
1200	15.643	32
1480	18.544	70

2.2. Innendetektor:

Der nichtmagnetische Innendetektor /16/ ist 350 cm lang, 150 cm breit und 300 cm hoch; er überdeckt fast 70% des Raumwinkels (Abb. 4).

Teilchen, die das Aluminium-Strahlrohr ($\emptyset = 20.6$ cm) mit einer Wandstärke von 0.017 Strahlungslängen durchdringen, treffen unmittelbar hinter der Wandung auf ein Ringzählerrhodoskop aus 22 konzentrisch angebrachten Szintillationszählern.

20 ebene Zähler (1S1 bis 1S20) überdecken jeweils einen Azimutwinkel Ψ von 15° , 2 Szintillationszähler (OS1 und OS2) haben eine Ψ -Akzeptanz von 30° und weisen geladene Teilchen nach, die in den Außendetektor gelangen. Mit Hilfe des Strahlrohrhodoskops werden geladene Teilchen von neutralen getrennt.

Die Teilchen durchlaufen dann 4 im Aufbau identische Anordnungen aus Szintillatormaterial, einer 5 mm dicken Bleischicht (0,89 Strahlungslängen) und einer Rohrkammer. Jede Rohrkammer besteht aus 3 Ebenen im oberen und unteren Teil des Innendetektors bzw. 2 oder 3 Ebenen in den Seitenteilen, deren Rohre um $0^\circ, 30^\circ$ bzw. 60° gegen die Senkrechte geneigt sind. Die Rohrdurchmesser betragen 10 mm in den Seitenteilen und 15 mm im oberen und unteren Bereich des Detektors. Die Szintillationszähler jeder Anordnung (2S bis 5S) sind alternierend senkrecht und waagrecht angebracht (Abb. 5).

Den Abschluß des Innendetektors bilden Schauerzähler (6S) hinter den letzten Rohrkammern. Sie enthalten 7 je 5 mm dicke Bleiplatten, die von Szintillationszählern getrennt werden.

Bei senkrechtem Einfall hat ein Teilchen im Innendetektor 11 Strahlungslängen zu durchqueren.

Jeweils 2 Proportionalkammern (P1 und P2) überdecken den größten Teil der Seitenteileakzeptanz. Sie enthalten je 3 gekreuzte Signaldrahtebenen ($0^\circ, 12.68^\circ$ und 90° zur Senkrechten); der Abstand der Signaldrähte ist 2 mm.

Unmittelbar hinter den OS-Zählern und auf der Höhe der 2S-Zähler -in dem von den Seitenteilen freigelassenen Raum- sind je zwei Szintillationszähler (OSS und OSM) eingebaut worden. Die OSS-Zähler vor den Proportionalkammern dienen als Startzähler für die Flugzeitmessung im Außendetektor. Sie werden zur besseren Lichtsammlung mit je 3 Fotovervielfachern angeschaut und erlauben so die Trennung von Teilchen mit verschiedener Geschwindigkeit bei gleichem Durchgangszeitpunkt. Die OSM-Zähler decken die Akzeptanz der Schwellen-Cerenkov-Zähler ab und trennen mit Hilfe ihrer Pulshöheninformation nichtschauernde Teilchen von Elektronen und Photonen.

Die Anordnung der Szintillationszähler ist in Abb. 6 schematisch dargestellt. Die Geometrie des Aufbaus legt die Einteilung in 8 Oktanten nahe: Oktant 1 und 5 weisen zum Außendetektor, Oktant 2,4,6 und 3 werden zum Teil von den Proportionalkammern überdeckt, Oktant 3 und 7 werden als "Oben"- bzw. "Unten"-Teil des Innendetektors bezeichnet.

Der Raumwinkelbereich des Innendetektors, in dem geladene Teilchen nachgewiesen werden können, beträgt maximal

$$\Delta \cos \Theta \Delta \Psi = 0.84 \cdot 4\pi \text{ sr.}$$

Photonen und geladene Teilchen können getrennt werden, wenn sie einen Winkel bilden, der größer als 7° für Hadronen und größer als 15° für schauernde Teilchen ist. Die Elektron-Hadron-Trennung wird in Kapitel III,2 beschrieben.

Die Energieauflösung für schauernde Teilchen ist

$$\frac{\sigma_E}{E} = 17.5\% / \sqrt{E} \quad E \text{ in GeV.}$$

2.3. Außendetektor:

Geladene Teilchen, die im Oktanten 1 oder 5 des Innendetektors nachgewiesen werden, erfahren im Magnetfeld eine Ablenkung und werden im Außendetektor gemessen (Abb. 7).

Zur Bahnrekonstruktion dienen Proportionalkammern und Drahtfunkenkammern mit magnetostriktiver Auslese /17/ vor (P3) und hinter den Magneten (I1 bis I5). Die letzteren überdecken eine Fläche von $5.6 \times 1.65 \text{ m}^2$. Jede Funkenkammer besitzt zwei Signalebenen, deren Drähte um 0° bzw. 6.98° gegen die Senkrechte geneigt sind. Der Drahtabstand ist 1 mm, die Ebenen sind 1 cm voneinander entfernt. Mit Hilfe der rekonstruierten Teilchenbahn wird der Impuls bestimmt.

Pionen, Kaonen und Protonen werden aufgrund der verschiedenen Laufzeiten vom OSS-Zähler zum Flugzeithodoskop hinter den Drahtfunkenkammern (Abstand vom Wechselwirkungspunkt $x = 4,75$ m) getrennt. Das Hodoskop besteht aus 31 vertikal angebrachten Szintillationszählern, die zusammen eine Fläche von $6,2 \times 1,72 \text{ m}^2$ überdecken. An beiden Enden eingebaute Fotovervielfacher sammeln das beim Teilchendurchgang entstandene Licht. Die Laufzeit kann mit einer Genauigkeit von $\pm 0,27$ ns bestimmt werden /17/.

Elektronen werden von den anderen geladenen Teilchen mit Hilfe der 11 Schauerzähler getrennt, die hinter dem Flugzeithodoskop senkrecht angebracht sind. Die Blei-Szintillator-Schauerzähler (Dicke entspricht 6,2 Strahlungslängen) überdecken zusammen $6,6 \times 1,86 \text{ m}^2$. Sie sind an beiden Enden mit jeweils 2 Fotovervielfachern bestückt.

Zur Verbesserung der Trennung von Elektronen und Pionen dienen Schwellen-Cerenkov-Zähler, die in dem Freiraum vor den Magneten eingebaut wurden (Abb. 3). Die Raumwinkelakzeptanz beträgt $48^\circ \leq \theta \leq 132^\circ$ und $-3,4^\circ \leq \varphi \leq 3,4^\circ$.

Die Cerenkov-Zähler sind mit Freon 114 bei Atmosphärendruck ($n = 1,0014$) gefüllt /18/. Die Impulsschwellen für den Nachweis von Elektronen liegen daher bei 9,6 MeV, für Myonen bei 2 GeV und für Pionen bei 2,6 GeV. Die Ansprechwahrscheinlichkeit ist 99,9%.

Den Abschluß des Außendetektors bildet der Reichweitedetektor zum Nachweis von Myonen:

Während Myonen nur elektromagnetisch mit Materie wechselwirken, führt die starke Wechselwirkung ($\pi\pi$ - und $p\pi$ -Streuung) oberhalb $\sim 1,3$ GeV/c Impuls zur exponentiellen Abnahme der Hadronenzahl mit der Absorberdicke. Diese Tatsache legt die Konzeption eines Reichweitedetektors in der Form eines Hadron-Absorbers nahe. Aus Kostengründen wurde Eisen mit einer Kollisionslänge von 12,9 cm gewählt.

Hinter drei Eisenplatten mit einer Gesamtdicke von 40 cm steht eine Drahtfunkenkammer (Reichweitekammer) vom oben beschriebenen Typ. Auf eine weitere 20 cm starke Eisenplatte folgen 9 vertikal stehende, 90 cm breite Szintillationszähler, die sich um 3,8 cm überlappen (Reichweitezähler R1 - R9). Hinter insgesamt 80 cm Eisen ist eine zweite Reichweitekammer aufgebaut.

Die Transmissionswahrscheinlichkeit für Pionen ist impulsabhängig. Sie steigt zwischen 0,7 GeV/c und 1 GeV/c von 2,5% auf 6,5% und ist im Impulsbereich von 1 GeV/c bis 1,5 GeV/c nahezu konstant 4,2% (s. Abb. 17) /19/.

In der Tabelle 3 sind die wichtigsten Eigenschaften des Außendetektors zusammengefaßt:

Tabelle 3: Eigenschaften des Außendetektors:

1. Teilchenidentifikation

Elektronen	mittels	Flugzeit für $p < 0,35$ GeV/c Schauerzähler- und Cerenkov-Zählersignal
Myonen	mittels	Reichweitekammer für $p < 0,9$ GeV/c und
	mittels	Reichweitezähler für $p \geq 0,9$ GeV/c
Pion-Kaon-Trennung	mittels	Flugzeit für $p \leq 1,5$ GeV/c
Pion-Kaon-Proton-Trennung	mittels	Flugzeit für $p \leq 3,0$ GeV/c

2. Raumwinkelakzeptanz

$$\Delta \cos \theta \Delta \varphi = 0,42 \text{ sr für Reichweitekammer}$$

$$= 0,63 \text{ sr für Reichweitezähler}$$

(beide Werte bei 300 A Magnetstrom)

3. Verluste bei der Spurerkennung

3 %

4. Impulsunschärfe

$$\frac{\sigma_p}{p} = 0,01 \text{ p in GeV/c}$$

bei 1000 A Magnetstrom

2.4 Luminositätsmonitor:

Die Luminosität L hängt mit der aus dem Wirkungsquerschnitt σ zu erwartenden Zählrate N einer Reaktion auf folgende Weise zusammen:

$$\sigma L = N \quad (1).$$

Bei Speicherringen gilt

$$L = \frac{N_1 \cdot N_2 \cdot n_b \cdot f}{A_{\text{eff}}} \quad (2)$$

N_1, N_2 = Anzahl der Teilchen je Paket

n_b = Zahl der Pakete pro Strahl

f = Umlauffrequenz

A_{eff} = effektiver Strahlquerschnitt.

Bei einer gaußförmigen Intensitätsverteilung im Strahl erhält man /51/

$$L = \frac{1}{4\pi e^2 f n_b} \frac{I_1 \cdot I_2}{\sigma_x (\sigma_y^2 + \sigma_z^2 \delta^2)^{1/2}} \quad (3)$$

wobei

I_1, I_2 = Strahlströme

$\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$ = Standardbreite, -höhe und -länge des Pakets am Wechselwirkungspunkt

2δ = Kreuzungswinkel der Strahlen sind.

Wegen der Unsicherheit in der Bestimmung der Paketabmessungen kann die Luminosität nach (3) nur sehr grob bestimmt werden. Ist jedoch der Wirkungsquerschnitt σ einer Reaktion bekannt, so läßt sich die Luminosität leicht durch Messung der Zählrate N nach (1) bestimmen.

Bei DASP /20/ wird die Kenntnis der Kleinwinkel-Bhabha-Streuung ($\Theta = 3^\circ$) ausgenutzt:



mit

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{2E^2} \left[\frac{1 + \cos^4 \Theta/2}{4 \sin^4 \Theta/2} - \frac{\cos^4 \Theta/2}{2 \sin^2 \Theta/2} + \frac{1 + \cos^2 \Theta}{8} \right] \quad (4).$$

Für kleine Winkel trägt nur der raumartige Term (der erste Term in (4)) zum differentiellen Wirkungsquerschnitt bei. Dieser ist so groß, daß in kurzer Zeit eine Zählrate mit genügender statistischer Genauigkeit erreicht wird.

Der Luminositätsmonitor (Abb. 9) besteht aus vier identischen Armen mit Szintillationszählern V_i, K_i und G_i und den Schauerzählern S_i ($i = 1, 4$). Im Strahlrohr eingelassene Fenster erlauben den Austritt kollinearere Elektron-Positron-Paare unter einem Streuwinkel $\langle \Theta \rangle = 8^\circ$. Die genaue Winkelakzeptanz wird durch die Szintillationszähler K_i festgelegt. Niederenergetischer Untergrund wird mit den Schauerzählern abgetrennt.

Die Luminosität wird durch die Zählrate N_{sum} bestimmt:

$$N_{\text{sum}} = B_1 + B_2 + B_3 + B_4$$

mit

$$B_1 = K_1(V_1 G_1 S_1)(V_3 G_3 S_3)$$

$$B_2 = K_2(V_2 G_2 S_2)(V_4 G_4 S_4)$$

$$B_3 = K_3(V_3 G_3 S_3)(V_1 G_1 S_1)$$

$$B_4 = K_4(V_4 G_4 S_4)(V_2 G_2 S_2).$$

Damit erhält man

$$N_{\text{sum}} = L \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega$$

$$L = 0.002 \cdot E^2 \cdot N_{\text{sum}} \quad (L \text{ in nb}^{-1}, E \text{ in GeV}).$$

2.5 Inklusivtrigger und Datennahme:

Trigger:

Das Doppelarm-spektrometer DASP wurde konzipiert, um die gleichwertige Messung möglichst vieler Reaktionskanäle bei der e^+e^- -Vernichtung zu gewährleisten. Daher wird das Experiment von mehreren gleichberechtigten Auslösebedingungen ("Trigger") gesteuert /17/.

Für diese Arbeit interessieren nur die sog. inklusiven Messungen, bei denen mindestens ein geladenes Teilchen im Spektrometer nachgewiesen wird und keine weiteren Bedingungen an den Endzustand gestellt werden.

Ein INKLUSIV-Trigger liegt vor, wenn in einem Spektrometerarm mindestens ein Flugzeitzähler und ein Schauerzähler koinzident mit den entsprechenden Innendetektortriggerzählern in Oktant 1 bzw. 5 angesprochen haben (zur Schaltung s. Abb. 10). Das logische "UND" der Innendetektorsignale OS, OSS und OSM wird mit der Koinzidenz aus den Flugzeitzähler- und Schauerzähler signalen über ein weiteres "UND" zum INKLUSIV-Signal verknüpft.

Dabei sind die Außendetektorsignale F und S logische "ODER" aus den Einzelsignalen.

So ist z.B.

$$H_{inkl} = F_H \cdot S_H \cdot O_H \quad H: \text{Teilchen in } +x\text{-Richtung}$$

mit $F_H = F_1 + F_2 + \dots + F_{62}$
 $S_H = S_1 + S_2 + \dots + S_{44}$

$$O_H = (OS_1 + OS_2) \cdot OSM_H \cdot OSS_H.$$

Die Elektronik liefert außerdem Informationen über

- Pulshöhen der Schauerzähler (ADC)
- Flugzeiten (TDC)
- Zahl und Ort der angesprochenen Zähler (Binärregister).

Durch einen Experimenttrigger wird eine Ereigniskontrolleinheit gestartet. Sie erzeugt die Totzeitsignale für die Luminositätszähler und Koinzidenzen und liefert die Gate-signale für die Diskriminatoren, TDC's, ADC's und Digitalzähler. Außerdem erhalten Rohr- und Proportionalkammerelektronik Strobesignale; bei einem INKLUSIV-Trigger werden zusätzlich die Funkenkammern gezündet.

An die Kontrolleinheit ist ein Rechner vom Typ PDP11/45 angeschlossen, der alle Zählerinformationen aufnimmt.

Datennaame:

Die Daten werden in Meßläufen von 1-2 Stunden Dauer aufgezeichnet. Der Rechner hat dabei folgende Aufgaben:

- Starten und Beenden der Meßläufe
- Kontrolle und Steuerung der Datennahme

- Datentransfer zur IBM 370/168 des DESY-Rechenzentrums
- Erstellung eines Meßprotokolls (Laufzusammenfassung).

Der Datenfluß und die elektronische Steuerung sind aus Abb. 11 ersichtlich /17/.

Die Daten werden zuerst auf IBM-Platten gespeichert und später auf Magnetbänder geschrieben.

Mit einem zweiten Prozeßrechner (PDP11/40), der ebenfalls an die IBM angeschlossen ist, können die Rohdaten auf der Platte zu Kontrollzwecken abgerufen werden. Man erhält so unter anderem Wirkungsquerschnitte und Luminositätswerte.

Nach jedem Meßlauf werden die wichtigsten Zählraten mit den vorherigen verglichen, um Fehler in der Apparatur schnell ausfindig machen zu können.

3. Datenreduktion

Auf die sog. EXREDATA-Bänder werden alle verwertbaren Ereignisse der Rohdatenbänder geschrieben. Das sind:

- kosmische Teilchen (sie dienen zur Justierung der Proportional- und Funkenkammern, COSMIC-Trigger)
- Innendetektorereignisse ohne Außenspur (INNEN-Trigger)
- Inklusivereignisse mit mindestens einer Außenspur (INKLUSIV-Trigger)
- Paarereignisse (PAAR-Trigger).

Luminositätsereignisse werden gesondert ausgewertet. Jedem Meßlauf wird sein Luminositätswert zugeordnet.

Die Spursuche im Innendetektor (vgl. Anhang A3) liefert sog. Rohr-, Proportionalkammer- und Szintillatorspuren (6S).

Zur Spurerkennung im Außendetektor (vgl. Anhang A1) wird vorausgesetzt, daß mindestens 3 der 5 y- bzw. z-messenden Funkenkammererebenen angesprochen haben. Die gefundenen Spurstücke werden in die Magnetmitte extrapoliert. Ist der horizontale Abstand zwischen Innen- und Außenspur kleiner als 21 cm, werden Innen- und Außenspur als zusammengehörend definiert. Gibt es mehrere Innenspuren, die die o.g. Bedingung erfüllen, entscheidet der kleinste Vertikalabstand.

Da für die weitere Analyse nur Ereignisse mit mindestens einer Außenspur interessieren sollen, werden von den EXREDATA-Bändern nur solche Ereignisse ausgesucht, die entweder einen PAAR-Trigger oder mindestens eine rekonstruierte Außenspur aufweisen.

Mit Hilfe von Innen- und Außenspur läßt sich der Impuls des inklusiven Teilchens bestimmen:

$$p(\text{GeV}/c) = 3 \cdot B(\text{kG}) \cdot \rho \quad B: \text{Magnetfeldstärke.}$$

Der Krümmungsradius ρ läßt sich näherungsweise aus Magnetfeldlänge l und Ablenkwinkel α berechnen

$$\rho = l / \sin \alpha$$

Mit einem iterativen Verfahren wird eine genaue Impulsbestimmung (vgl. Anhang A2) durchgeführt:

Zunächst wird das DASP-Magnetfeld durch ein homogenes Rechteckfeld angenähert und damit mit dem in /21/ beschriebenen Verfahren der Startimpuls berechnet.

Mit diesem Startwert wird die neu berechnete Spur durch das gemessene Magnetfeld in den Innendetektor zurückgerechnet (Traceback-Spur) und der Impuls solange iterativ verändert, bis die Traceback-Spur bestmöglich mit der Innenspur übereinstimmt.

Nach der Impulsbestimmung kann aus der korrigierten Flugzeit τ und dem Flugweg s die Masse $M(\beta, p)$ des Teilchens bestimmt werden:

$$M^2(\beta, p) = p^2 \left(\frac{1}{\beta^2} - 1 \right) = p^2 \left(\frac{\tau^2 c^2}{s^2} - 1 \right).$$

Die Flugzeit muß auf elektronische Zeitverschiebungen und Lichtlaufzeiten in den 1,72 m langen Flugzeitzählern korrigiert werden. Kalibriert wird mit Myonen oberhalb 1.5 GeV/c Impuls.

Die Flugzeitmassenauflösung $\sigma(M^2)$ ist

$$\sigma(M^2) = p \sqrt{M^2 + p^2} \cdot (2c)/s \cdot \sigma(\tau).$$

$\sigma(\tau)$ wurde mit Hilfe der Massenauflösung bei Myonen /17/ berechnet

$$\sigma(\tau) = 0.27 \text{ ns} \quad \text{bei } s = 5 \text{ m.}$$

Gelingt die Impulsrekonstruktion, wird das Ereignis mit allen in Tabelle 4 angegebenen Spurinformatoren auf ein sog. TP-Band geschrieben. Gegenüber den EXREDATA-Bändern gelingt eine Reduktion auf $\sim 10\%$ der ursprünglichen Ereigniszahl.

Insgesamt stehen im Energiebereich $3.6 \text{ GeV} \leq \sqrt{s} \leq 5.2 \text{ GeV}$ 455933 Ereignisse auf dem TP-Band für die Datenauswertung zur Verfügung.

Tabelle 4: Spurinformatoren auf dem TP-Band

Vertex	x, y, z (cm)
Masse	$M(\beta, p)$ (GeV)
Impuls	p (GeV)
Streuwinkel	$\cos \theta, \varphi$ (rad)
Flugzeit	τ (s)
Geschwindigkeit	β
Schauerenergie	(GeV)
Flugzeitähler	F
spurnächster Funke in der Reichweitekammer	$\Delta z, \Delta v$ (cm)
Reichweitezähler	R
Ladung	0 oder 1
Cerenkovzähler	C

III) Auswertung und Ergebnisse

In dieser Arbeit sollen die Existenz des schweren Leptons τ bewiesen und dessen Eigenschaften beschrieben werden. Dafür stehen Daten im Schwerpunktsenergiebereich zwischen $\sqrt{s} = 3.6 \text{ GeV}$ und $\sqrt{s} = 5.2 \text{ GeV}$ zur Verfügung.

Andere Prozesse bei der e^+e^- -Vernichtung, die nicht zur Paarproduktion des τ führen, werden als Untergrundreaktionen betrachtet.

Um zu verstehen, welche Untergrundprozesse eine Rolle spielen, sollen zunächst die erwarteten Eigenschaften des τ beschrieben werden:

Unter der Annahme eines sequentiellen Leptons τ (d.h., das τ besitzt seine eigene Leptonenzahl) sind aufgrund der großen τ -Masse ($\approx 1.8 \text{ GeV, s.u.}$) neben rein leptonicen Zerfällen

$$\begin{aligned} \tau &\longrightarrow \mu \nu_\mu \nu_\tau \\ \tau &\longrightarrow e \nu_e \nu_\tau \end{aligned}$$

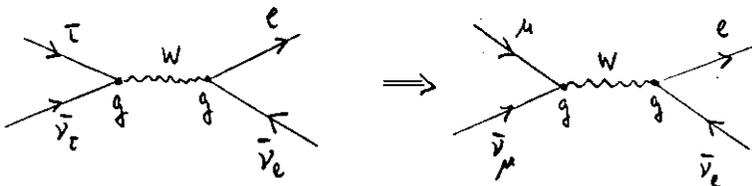
auch hadronische Zerfälle

$$\begin{aligned} \tau &\longrightarrow \pi \nu_\tau \\ \tau &\longrightarrow \rho \nu_\tau \\ \tau &\longrightarrow K \nu_\tau \\ \tau &\longrightarrow A_1 \nu_\tau \\ \tau &\longrightarrow \geq 3 h \nu_\tau \quad h = \text{Hadron} \end{aligned}$$

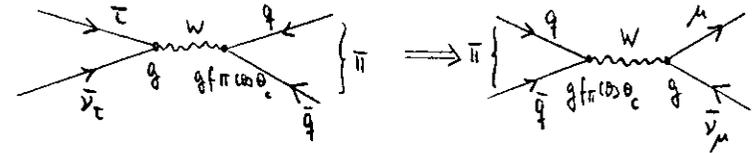
möglich, sofern die Masse des τ -Neutrinos genügend klein ist.

Die Zerfallsbreiten des τ können berechnet werden, wenn man annimmt, daß die Zerfälle mit der üblichen Theorie der schwachen Wechselwirkung beschrieben werden können [22,23].

So wird z.B. der τ -Zerfall in Leptonen berechnet wie der μ -Zerfall in Elektronen ($\mu - e - \tau$ -Universalität):



Das Verzweigungsverhältnis in Pionen bestimmt man aus der Lebensdauer der Pionen, indem man den zeitlich umgekehrten Graphen des Pion-Zerfalls in Myonen mit der τ -Masse berechnet:

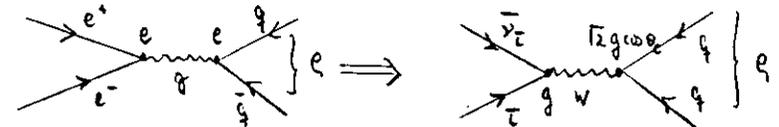


mit g : Kopplungskonstante

$$\begin{aligned} f_\pi &= 0.137 M_p & M_p &: \text{Protonmasse} \\ \theta_c &\approx 13^\circ & & \text{Cabbibo-Winkel.} \end{aligned}$$

Analog läßt sich die Zerfallsbreite des τ in Kaonen bestimmen.

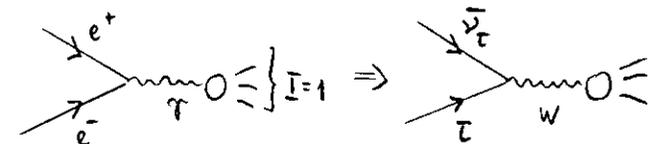
Der τ -Zerfall in das ρ kann mit Hilfe der Hypothese vom erhaltenen Vektorstrom (CVC) aus der e^+e^- -Vernichtung in das ρ berechnet werden, in dem die $\tau\rho$ -Kopplungskonstante durch die $W\rho$ -Kopplungskonstante $[2 \cdot g \cdot \cos \theta_c]$ ersetzt wird:



Die Zerfallsbreite in das Hadronkontinuum (≥ 3 Hadronen) kann mit der CVC-Hypothese aus der e^+e^- -Vernichtung in Hadronen bestimmt werden. In das Verzweigungsverhältnis geht dabei der totale Wirkungsquerschnitt

$$\sigma(e^+e^- \longrightarrow \text{Hadronen mit Gesamtisospin } 1) / 22/$$

ein:



In der Tabelle 5 sind die Vorhersagen für die einzelnen Zerfallskanäle angegeben. Daraus ergibt sich, daß $\approx 74\%$ aller Zerfälle des $\tau\bar{\tau}$ -Paares 2 geladene Teilchen in Endzustand aufweisen.

Während die Berechnung von Verzweigungsverhältnissen unabhängig von der Kopplung der geladenen Ströme am $\tau\text{-}\nu_\tau$ -Vertex ist, wird diese relevant, wenn man Vorhersagen über Wirkungsquerschnitte und inklusive Impulsspektren bestimmter Zerfallskanäle /24,25/ mit dem Experiment vergleicht. So ist z.B. für leptonische Zerfälle eine mögliche Lagrangedichte L gegeben durch

$$L = \frac{g}{\sqrt{2}} \cdot \bar{\tau} \gamma^\mu [\lambda_1 \alpha (1 - \gamma_5) + (\lambda_2 \alpha (1 + \gamma_5))] \nu_\tau \bar{\nu}_\tau \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \ell + h.c.$$

mit $G = 1.02 \times 10^{-5} / M_P^2$ $g/\sqrt{2} = g^2 / M_W^2$

M_P = Protonmasse M_W = Masse des W-Bosons.

α ist der "Mischungswinkel" zwischen Vektor- und Axialvektorkopplung:

$$\begin{aligned} V + A & \quad \alpha = 0 \\ V - A & \quad \alpha = \frac{\pi}{2} \end{aligned}$$

Im Anhang A4 sind die aus verschiedenen L entwickelten Formeln von Pi und Sanda /24/ und von Fujikawa und Kawamoto /25/ angegeben.

Außer von der Kopplungsart des schwachen Stroms j_τ an das W hängt das Impulsspektrum der inklusiven Leptonen noch von folgenden Parametern ab:

- der Masse des τ
- der Masse des τ -Neutrinos
- der Energie des τ ($E(\tau)$ =halbe Schwerpunktsenergie)

Abb. 12 zeigt die Abhängigkeit des Leptonenspektrums von den vier genannten Parametern. Alle Spektren zeigen die typische Form, die beim Dreikörperzerfall eines punktförmigen Fermions entsteht.

Zusammengefaßt hat man bei der Suche nach τ -Zerfällen auf folgende Eigenschaften zu achten:

- a) bei $\sim 74\%$ aller Zerfälle werden im Endzustand nicht mehr als 2 geladene Teilchen erwartet
- b) das Impulsspektrum der Leptonen zeigt die Form, die dem Dreikörperzerfall eines punktförmigen Fermions entspricht.

Tabelle 5: Theoretische Vorhersagen für die Verzweigungsverhältnisse

Kanal	Verzweigungsverhältnis
$\tau \rightarrow e \nu_e \nu_\tau$	0.186
$\tau \rightarrow \mu \nu_\mu \nu_\tau$	0.181
$\tau \rightarrow \pi \nu_\tau$	0.102
$\tau \rightarrow K \nu_\tau$	0.004
$\tau \rightarrow K^* \nu_\tau$	0.011
$\tau \rightarrow \rho \nu_\tau$	0.223
$\tau \rightarrow A_1 \nu_\tau$	0.082
$\tau \rightarrow \nu_\tau$ Hadronkontinuum	0.212

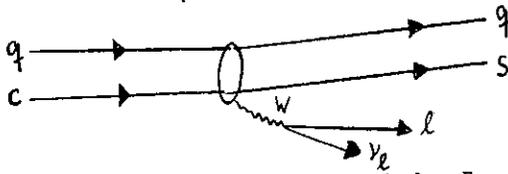
Diese Zahlen sind Vorhersagen von N.Kawamoto /52/ unter Berücksichtigung des großen totalen e^+e^- -Annihilations-Wirkungsquerschnitts unterhalb 2 GeV Schwerpunktsenergie. Frühere Berechnungen lieferten einen kleineren Wert für das Hadron-Kontinuum.

Diese beiden Eigenschaften werden ausgenutzt, um die übrigen Reaktionen, die bei der e^+e^- -Vernichtung auftreten und als Untergrund betrachtet werden, abzutrennen.

Folgende Untergrundprozesse müssen abgetrennt werden:

1. Zerfälle von Mesonen, die die Quantenzahl "Charm" tragen
2. Quantenelektrodynamische Prozesse
3. e^+e^- -Vernichtung in Hadronen.

1. "Charm"-Zerfälle: Semileptonische Zerfälle von Charm-Mesonen verlaufen über folgenden Graphen (Cabbibo-erlaubt):



Die Kopplung an das W wird u. a. durch den Formfaktor

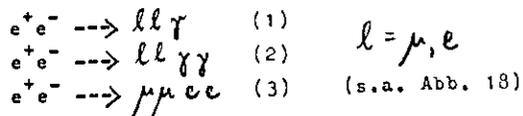
$$F(q^2) = \frac{1}{q^2 - m^2}$$

$$q^2 = (\text{Impulsübertrag})^2 \quad m = M_{PW} = 2.1 \text{ GeV} \quad /26/$$

beschrieben. Durch diesen Formfaktor werden große Impulsüberträge unterdrückt, so daß das Impulsspektrum der Leptonen "weicher" ist als beim Dreikörperzerfall eines punktförmigen Teilchens. Oberhalb 1 GeV/c Lepton-Impuls sind nur wenige Ereignisse aus dem semileptonischen Zerfall von Mesonen mit Charm zu erwarten.

Der zweite entscheidende Unterschied zu den Eigenschaften der \bar{c} -Zerfälle ist die geladene und neutrale Multiplizität (Anzahl der Teilchen) im Endzustand. Semileptonische Zerfälle von Charm-Mesonen führen i.a. zu einer geladenen Multiplizität von $N_{\text{gel}} \geq 4$.

2. Quantenelektrodynamische Prozesse: Wegen der eingeschränkten Akzeptanz des Experiments können folgende Q.E.D.-Reaktionen den leptonischen Zerfall des \bar{c} vortäuschen:



Wird im Prozeß (1) das Photon im Anfangszustand abgestrahlt, so sind die Leptonen koplanar mit den Primärstrahlen. Diese Eigenschaft wird bei der Abtrennung der $ll\gamma$ -Ereignisse von \bar{c} -Zerfällen ausgenutzt. Wird dagegen das Photon im Endzustand abgestrahlt, wird ein Koplanaritätsschnitt nicht alle $ll\gamma$ -Ereignisse verwerfen. Daher muß bei allen 2-Spur-Ereignissen mit 0 oder 1 Photon durch Berechnung der Kinematik sichergestellt werden, daß sie mit $ll\gamma$ -Ereignissen unverträglich sind.

Der Untergrundbeitrag durch die Prozesse (2) und (3) wird durch Monte-Carlo-Simulation dieser Ereignisse in der Detektorakzeptanz ermittelt.

3. Hadron-Untergrund: Hadronen aus der e^+e^- -Vernichtung können in allen Zerfallskanälen des \bar{c} ein Signal erzeugen. Bei den Zerfällen des \bar{c} in Hadronen kann dieser Untergrund durch Impuls- und Multiplizitätsschnitte verworfen werden. Für die leptonischen Zerfälle müssen die Wahrscheinlichkeiten für Hadronen, ein Lepton vorzutauschen, berechnet werden.

τ -Zerfälle in Myonen

Im Rahmen dieser Arbeit wird der Prozeß

$$e^+ e^- \longrightarrow \mu^+ + X$$

untersucht. Das Motiv ist die Suche nach leptonischen und semileptonischen τ -Zerfällen:

$$e^+ e^- \longrightarrow \tau^+ \tau^- \longrightarrow X'$$

$$\tau^- \longrightarrow \mu \nu_\mu \bar{\nu}_\tau$$

Dabei wird folgendermaßen vorgegangen:

Zunächst werden mit einem Rechnerprogramm Ereignisse gesucht, bei denen mindestens ein Teilchen im Reichweitendetektor nachgewiesen wird. Bei einer anschließenden Durchsicht dieser Ereignisse werden nur solche weiter verwertet, bei denen es mindestens ein zweites Teilchen gibt, dessen Spur im Innendetektor gewisse Kriterien erfüllt. Da Ereignisse aus dem Zerfall von Mesonen mit der Quantenzahl "Charm" an dem Impulsspektrum und der Multiplizität erkennbar sind, werden auf die verwertbaren μ -inklusive-Ereignisse entsprechende Schnitte angewandt. Nach der Berechnung des zu erwartenden Untergrunds und der experimentellen Akzeptanzen werden Wirkungsquerschnitte und Verzweigungsverhältnisse der verschiedenen Reaktionskanäle berechnet.

1. Auswahlkriterien für den Außendetektor

Die 455938 auswertbaren Ereignisse, für eine integrierte Luminosität $L = 8950 \text{ nb}^{-1}$, verteilen sich auf folgende Energiebereiche:

- 622 nb^{-1} bei $\sqrt{s} = 3.6 \text{ GeV}$
- 1349 nb^{-1} im ψ^1 -Bereich (3.684 GeV)
- 6979 nb^{-1} im Bereich $3.99 \text{ GeV} \leq \sqrt{s} \leq 5.2 \text{ GeV}$.

Aus Abb. 13 ist ersichtlich, daß die Luminosität nicht gleichmäßig über die Strahlenergie verteilt ist.

Wegen der großen Datenmenge wird die Datenreduktion in zwei Schritten durchgeführt:

In einer Vorselektion werden Ereignisse ausgewählt, bei denen mindestens ein Teilchen im Reichweitendetektor nachgewiesen wird. Damit werden fast alle Elektronen, Pionen,

Kaonen und Protonen abgetrennt. Die losen Schnitte der Vorauswahl reduzieren die Datenmenge auf 2.3% der ursprünglichen Ereigniszahl. Die vorselektierten Daten werden dann den schärferen Schnitten der Hauptanalyse ausgesetzt.

1.1 Vorselektion:

Bei der Vorauswahl werden Ereignisse gesucht, die mindestens eine "gute" geladene Spur in einem Spektrometerarm besitzen. "Gut" bedeutet, daß die Rückverfolgung der Außenspur durch den Magneten innerhalb der Toleranz auf die zugehörige Innenspur führt (vgl. Kapitel II,3).

Ist (1.) für diese Außenspur die Flugzeitmessung fehlerfrei gelungen, so wird (2.) geprüft, ob die Teilchengeschwindigkeit $\beta = v/c$ im Bereich $0.001 \leq \beta \leq 1.2$ liegt. Kosmische Teilchen werden zum größten Teil dadurch erkannt, daß das berechnete β negativ oder $\gg 1$ ist.

Ein weiterer Schnitt (3.) gegen kosmischen Untergrund gelingt mit der Impulsbeschränkung $0.1 \leq p \leq (E+0.2) \text{ GeV}$ (E ist die Strahlenergie). Die untere Grenze berücksichtigt die Tatsache, daß bei minimalen Magnetstrom (300 A) Teilchen mit Impulsen kleiner als 0.1 GeV/c den Magneten nicht mehr durchqueren können.

Anschließend wird (4.) geprüft, ob die Spur auf den Wechselwirkungspunkt zeigt. Damit wird Strahl-Gas-Untergrund ($e^+p \rightarrow e^+ + X$) unterdrückt. Die Lage des Wechselwirkungspunktes in Strahlrichtung (z) wird aus Bhabha-Ereignissen bestimmt und über mehrere Meßläufe gemittelt.

Die Spur wird akzeptiert, wenn für die z-Koordinate gilt

$$|z - z_{WPP}| < 5 \Delta z_{WPP}$$

wobei Δz_{WPP} die z-Streuung ist; Δz_{WPP} ist typischerweise 1 cm.

Zum Abschluß wird (5.) der Reichweitendetektor untersucht. Ist ein Reichweitezähler gesetzt, so wird das Ereignis akzeptiert. Teilchen mit Impulsen unterhalb 0.9 GeV/c werden gewöhnlich im Hadronfilter absorbiert und gelangen nicht zum Reichweitezähler.

Für Impulse unterhalb 0.9 GeV/c werden Myonen mit Hilfe der Reichweitekammer (nach 40 cm Eisen) erkannt. Dabei muß der spurnächste Funke weniger als 50 cm von der projizierten Spur entfernt sein. Die projizierte Spur erhält man durch Verlängerung der Geraden im Funkenkammerbereich in das Eisen, ohne Berücksichtigung von Vielfachstreuung.

Erwartungsgemäß gehen mit dem letzten Schnitt die meisten Ereignisse verloren. In Tabelle 6 sind noch einmal die einzelnen Bedingungen und ihre Wirkungen auf die Datenreduktion dargestellt.

1.2. Hauptanalyse:

Bei der Vorselektion werden Ereignisse akzeptiert, wenn eine Spur die o.g. losen Schnitte übersteht. Die vorselektierten Daten stammen im wesentlichen aus Q.E.D.-Prozessen mit Ein- und Zwei-Photon-Austausch. Diese Beiträge werden in der Hauptanalyse durch weitere Auswahlbedingungen unterdrückt. Dazu werden alle Außenspuren eines Ereignisses härteren Schnitten ausgesetzt. Erfüllt dann mindestens eine Außenspur alle Kriterien, wird das Ereignis akzeptiert.

Zuerst wird für jedes Ereignis nach Q.E.D.-Prozessen und Resonanzzerfällen gesucht:

- a) Hat ein Teilchen einen Reichweitezähler gesetzt oder hat die projizierte Spur eines Teilchens weniger als 30 cm Abstand in z von dem Rand einer Reichweitezählerfläche (Vielfachstreuung), wird geprüft, ob ein Myon-Paar-Ereignis vorliegt. Da gleichzeitig mit einem Ereignis kosmische Teilchen den Detektor durchqueren können, werden alle Kombinationen der o.g. Spur mit den entgegengesetzt geladenen Teilchen im Außendetektor gebildet, die zugehörige invariante Masse jeder Kombination bestimmt und der Akoplanaritätswinkel θ_{ac} nach folgender Formel berechnet:

$$\cos \theta_{ac} = \frac{(\vec{p}_e \times \vec{p}_i) \cdot \vec{p}_k}{|(\vec{p}_e \times \vec{p}_i) \cdot \vec{p}_k|}$$

\vec{p}_e = Dreiervektor
des Strahl-
Positrons

i, k sind Spurindizes.

Tabelle 6: Wirkung der Schnitte bei der Vorselektion

Anzahl der "guten" Spuren: 462480

Schnitt	Anzahl der Spuren danach	Verlust
Flugzeitmessung fehlerlos	434953	6%
β -Schnitt	420708	3.3%
Impulsschnitte		
a) $p > 0.1$ GeV/c	415347	1.3%
b) $p < (E + 0.2)$ GeV/c	393655	5.2%
z-Schnitt	232296	41.0%
Reichweitezähler gesetzt oder $ z_{\text{Funke}} - z_{\text{Proj}} < 50$ cm	10429	95.5%

Von den 455988 Ereignissen verbleiben 10429, das sind 2.3% der ursprünglichen Anzahl.

b) Das Ereignis gilt als Resonanzzerfall, wenn die durch den Strahlungsschwanz verschmierte invariante Masse im J/Ψ - oder Ψ' -Bereich liegt:

$$\begin{aligned} 2.9 \text{ GeV} &\leq M_{\text{inv}} \leq 3.25 \text{ GeV} \\ 3.6 \text{ GeV} &\leq M_{\text{inv}} \leq 3.8 \text{ GeV} \end{aligned}$$

und es wird als Q.E.D.-Ereignis bezeichnet, wenn

$$\cos \Theta_{ac} > 0.06 \text{ ist.}$$

c) Ist die Schauerenergie eines Elektron-Kandidaten größer als 250 MeV und wird kein Reichweitezähler gesetzt, so wird, wie oben beschrieben, auf Elektron-Paar-Ereignis geprüft.

Im Anschluß an diese Untersuchung werden alle Außenspuren eines Ereignisses den folgenden Bedingungen ausgesetzt:

1. Vertex-Schnitt:

Die Spur muß innerhalb $|y| < 1$ cm und $|z| < 15$ cm auf den Wechselwirkungspunkt zeigen.

2. β -Schnitt:

Es wird gefordert, daß $0.0001 \leq \beta \leq 3$ ist.

Die Schnitte (1) und (2) sind nur dann relevant, wenn es bei einem Ereignis neben der "Myon"-Spur weitere Außenspuren gibt.

3. Loser Akzeptanz-Schnitt:

Für Teilchen mit Impulsen kleiner als 0.9 GeV/c sind mindestens 40 cm Eisen zu durchdringen (bei senkrechtem Einfall). Sie müssen daher zum Nachweis auf die Reichweitekammer eines Spektrometerarmes zeigen.

Oberhalb 0.9 GeV/c wird verlangt, daß die Spur auf die Reichweitezähler weist.

4. Schauerenergie-Schnitt:

Es soll gewährleistet werden, daß das Teilchen minimalionisierend ist. Daher werden solche Teilchen verworfen, deren deponierte Energie in den Schauerzählern 160 MeV überschreitet. Durch diesen Schnitt gehen fast 20% der Außendetektorspuren verloren (vgl. Tabelle 7).

Nach diesen vier Schnitten wird die Analyse abgebrochen, wenn das Ereignis als Myon- oder Elektron-Paar klassifiziert wurde.

Sind jedoch die Bedingungen a - c nicht erfüllt, wird -abhängig von der Strahlenergie- der Impuls des Teilchens beschränkt:

5. Impulsschnitt:

Strahl-Energie (GeV)	geforderter Impulsbereich (GeV/c)
1.53 - 1.56	0.7 - 1.4
1.6 - 1.83	0.7 - 1.7
1.83 - 1.85	0.7 - 1.7
1.9 - 2.1	0.7 - 2.0
2.19 - 2.6	0.7 - 2.0

Durch die Impulsbegrenzung nach oben werden Q.E.D.- und Resonanzereignisse weiter unterdrückt; die untere Grenze ist der Minimalimpuls für Myonen, die 40 cm Eisen durchdringen können.

6. Cerenkov-Schnitt:

Elektronen können bis zu Impulsen von 2 GeV/c mit dem Cerenkov-Zähler ausgeschlossen werden. Daher wird verlangt, daß der Cerenkov-Zähler nicht angesprochen hat.

7. Massen-Schnitt:

Mit Hilfe der Flugzeit kann die Masse des Teilchens auf ΔM genau bestimmt werden. Die Massenauflösung ΔM ist impulsabhängig

$$\Delta M^2 = 2 \cdot p \cdot E \cdot 0.018 \quad E = \sqrt{M^2 + p^2}$$

Typische Werte sind für Myonen

p (GeV/c)	ΔM	ΔM^2
0.7	0.133 GeV	0.0178 GeV ²
1.0	0.19 GeV	0.036 GeV ²
1.5	0.28 GeV	0.078 GeV ²
2.0	0.38 GeV	0.144 GeV ²

Der Faktor 0.018 berücksichtigt die Flugzeitauflösung $\Delta t = 0.27$ ns und den Flugweg s. Es ist in diesem Experiment $c \Delta t/s = 0.018$.

Eine Spur wird verworfen, wenn für die Masse $M(\beta, p)$ (vgl. Kapitel II,3) gilt

$$|M(\beta, p)^2 - M_\mu^2| > 3 \Delta M^2 \quad M_\mu = \text{Myon-Masse.}$$

8. Koplanaritätschnitt:

Der Koplanaritätswinkel Θ_c ist definiert durch die Beziehung

$$\sin \Theta_c = \cos \Theta_{qc} = \frac{(\vec{p}_e \times \vec{p}_i) \cdot \vec{p}_k}{|(\vec{p}_e \times \vec{p}_i) \cdot \vec{p}_k|}$$

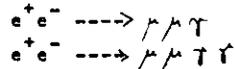
Θ_c gibt also an, um wieviel Grad der Impulsvektor der einen Spur aus der Ebene herausragt, die vom Strahlpositron und der zweiten Spur aufgespannt wird.

Bei den Schnitten a - c wurden Q.E.D.-Paar-Ereignisse mit

$$\Theta_c \leq 13.5^\circ$$

verworfen.

An dieser Stelle sollen auch Q.E.D.-Prozesse höherer Ordnung, wie



verworfen werden.

Die untere Grenze für den Koplanaritätswinkel wird daher auf 15° erniedrigt, indem gefordert wird, daß der der Außenspur gegenüberliegende OS-Zähler nicht angesprochen hat.

9. Akzeptanz-Schnitt:

Nachdem ein Teilchen im Außendetektor die Kriterien 1 - 8 erfüllt hat, wird für die Teilchen, deren Impuls unterhalb 0.9 GeV/c liegt, eine schärfere Akzeptanzbedingung gestellt (vgl. Schnitt 3 und Vorselektion):

Diese müssen in der Reichweitekammer einen Funken erzeugen, der in einer der beiden Drahtebenen (z- oder v-Koordinate) von der Koordinate der projizierten Spur weniger als 15 cm entfernt ist. Die Grenze von 15 cm berücksichtigt die Vielfachstreuung im Eisen bei kleinen Impulsen.

Nach allen Schnitten verbleiben von den 10429 vorselektierten Ereignissen 649. Die Verluste durch die einzelnen Kriterien sind in Tabelle 7 angegeben.

Tabelle 7: Wirkung der Schnitte bei der Hauptanalyse

Anzahl der "guten" Spuren: 15721

Schnitt	Zahl der verbleibenden Spuren	Verlust
Vertex-Schnitt	14664	6.7%
Flugzeitmessung fehlerlos	14310	2.4%
β -Schnitt	14112	1.4%
Spur in Richtung RWK und $p < 0.9$ GeV/c	13901	1.5%
Spur in Richtung RZ und $p > 0.9$ GeV/c	13548	2.5%
Schauer-Schnitt	10853	19.8%
Keine $e^+ e^-$ -Ereignisse	10816	0.4%
Keine $\mu^+ \mu^-$ -Ereignisse	5569	48.5%
Impuls-Schnitt	3054	45.2%
Cerenkov-Schnitt	3000	1.3%
$M^2(\beta, p)$ -Schnitt	2558	14.7%
Koplanaritäts-Schnitt	1093	57.3%
Akzeptanz-Schnitt	649	40.5%

Von 10429 verbleiben 649 Ereignisse, das sind 6.2% der ursprünglichen Anzahl.

2. Innendetektor-Durchmusterung

Nachdem mit Hilfe des Analyse-Programms die Zahl der Ereignisse mit mindestens einem Myon-Kandidaten im Außen-detektor auf 649 reduziert werden konnte, wird jetzt für jedes Ereignis die Anzahl der geladenen und neutralen Teilchen (Multiplizität) festgestellt. Dafür werden für jedes Ereignis mit dem Rechner entwickelte Bilder mit den im Innen- und Außendetektor registrierten Informationen wie Funken, angesprochene Zähler, Pulshöhen u.s.w. hergestellt. Diese werden von Physikern durchgemustert und die Ereignisse entsprechend ihrer Multiplizität in verschiedene Klassen eingeteilt.

Die Spurrekonstruktion im Außendetektor ist im Anhang A1 erläutert. Für die Rekonstruktion der Spuren im Innen-detektor standen zwei unabhängige Programme zur Verfügung, die von S. Yamada und D. Kreinick sowie von A. Petersen entwickelt worden sind (vgl. Anhang A3).

Der Innendetektor erlaubt, wie bereits erwähnt, den Nachweis von geladenen Teilchen und von Photonen. Geladene Teilchen werden je nach ihrer Flugrichtung durch verschiedene Signale erkannt:

- geht das Teilchen in den Außendetektor, müssen ein OS-Zähler und die Proportionalkammern angesprochen haben,
- gelangt das Teilchen in die Proportionalkammerakzeptanz, ohne den Außendetektor zu erreichen, wird neben den Kammer signalen das Ansprechen eines 1S-Zählers gefordert
- im "Oben"- bzw. "Unten"-Teil des Innendetektors müssen hintereinanderliegende 1S- und 2S-Zähler ein Signal liefern.

Photonen dürfen weder die 1S-Zähler noch die OS-Zähler setzen. Sie werden ebenfalls erkannt, wenn sie nur einen Schauer in einem 6S-Zähler erzeugen.

Die Aufgaben beim Mustern sind:

- Feststellung der durch Mehrfachinterpretationen verfälschten wahren Multiplizität jedes Ereignisses. Dabei muß auch der Außendetektor angesehen werden, um festzustellen, wieviele Photonen und geladene Teilchen außer der vom Analyse-Programm gefundenen in den Außendetektor gegangen sind.

- Klassifizierung der geladenen Teilchen im Innendetektor.

Dabei unterscheidet man zwei Arten:

1. Nichtschauernde, geladene Teilchen (NS) sind solche, die die folgenden Kriterien erfüllen:
 - a) In mindestens einer Projektion haben alle vier Rohrlagen mindestens einen Funken; d.h., das Teilchen stoppt nicht vor der letzten Rohrkammer.
 - b) Verläuft die Teilchenbahn in den Seitenteilen des Innendetektors (Oktanten 2,4,6 oder 8), so müssen mindestens 7 der 9 Rohrlagen einen Funken haben; geht das Teilchen in Oktant 3 oder 7 (O/U), so werden Funken für 9 der 12 Lagen verlangt.
 - c) Von nichtschauern den Teilchen wird erwartet, daß sie bei senkrechtem Einfall jeweils nur einen Funken pro Rohrlage erzeugen. Bei schrägem Einfall ist es jedoch möglich, daß zwei oder mehr benachbarte Rohre einer Lage ansprechen. Dieser rein geometrische Effekt erlaubt die mittlere Funkenzahl

$$ASPN = \frac{\text{Anzahl der angesprochenen Rohre}}{\text{Anzahl der angesprochenen Ebenen}}$$

und kann dazu führen, daß ein Schauer vorgetäuscht wird. Daher wird mit Hilfe der berechneten Spurrichtung die sog. erwartete, mittlere Funkenzahl XSPN bestimmt und diese mit der gemessenen Funkenzahl verglichen. Ein Teilchen ist nichtschauern d, wenn

$$|ASPN - XSPN| < 1.25 \text{ ist.}$$

2. Schauernde, geladene Teilchen (SC) müssen folgende Bedingungen erfüllen:

- a) In mindestens 4 der 12 bzw. 9 Rohrlagen hat das Teilchen mindestens 2 Funken erzeugt. Dabei ist es unwesentlich, ob diese 4 Lagen in einer Projektion liegen.
- b) Die totale, im Innendetektor deponierte Energie muß 150 MeV überschreiten.
- c) Die Differenz der erwarteten und der gemessenen mittleren Funkenzahl ist größer als 0.5

$$|ASPN - XSPN| > 0.5.$$

Alle Ereignisse, bei denen es nicht mindestens eine Rohrspur gibt, die die Kriterien einer nichtschauernden oder schauernden, geladenen Spur erfüllt, werden beim Mustern verworfen.

Zusammen mit der Myon-Außenspур ergeben sich nach dem Mustern die folgenden Topologien:

1. 2-Spur-Ereignisse ohne Photonen, mit
 - a) einer schauernden, geladenen Innenspур
 - b) einer nichtschauernden, geladenen Innenspур,
2. 2-Spur-Ereignisse mit beliebig vielen Photonen, wobei die Innenspур nichtschauernd, geladen ist,
3. Mehr-Spur-Ereignisse mit beliebig vielen Photonen und mindestens einer nichtschauernden, geladenen Innenspур.

3. Ergebnisse

Aufgrund der Luminositätsverteilung werden drei Energiebereiche untersucht:

- a) der 3.6-GeV-Bereich
- b) der Ψ' -Bereich
- c) der Bereich oberhalb der Charm-Schwelle:
 $3.99 \text{ GeV} \leq \sqrt{s} \leq 5.2 \text{ GeV}$.

In den Tabellen 8 bis 10 sind die unkorrigierten geladenen Multiplizitäten als Funktion der Photonenzahl aufgetragen:

Tabelle 8
 $\sqrt{s} = 3.6$

$\frac{N_{\text{gel}}}{N_{\text{T}}}$	2	3	4	5
0	0	1	0	0
1	5	0	0	0
2	1	0	0	0
3	0	0	0	0
4	0	0	1	0
5	0	0	0	0

$L = 622 \text{ nb}^{-1}$

Tabelle 9
 $\sqrt{s} = 3.7$

$\frac{N_{\text{gel}}}{N_{\text{T}}}$	2
0	3
1	31
2	24
3	14
4	5
5	0

$L = 1349 \text{ nb}^{-1}$

Tabelle 10
 $\sqrt{s} \geq 3.99$

$\frac{N_{\text{gel}}}{N_{\text{T}}}$	2	3	4	5	6
0	38	9	2	3	1
	(13)				
1	34	5	2	4	0
2	8	4	3	1	0
3	3	1	0	1	0
4	0	1	0	0	0
5	0	0	0	0	0

$L = 6979 \text{ nb}^{-1}$

Für den Ψ' -Bereich sind nur die 2-Spur-Ereignisse angegeben, da der Untergrund aus Kaskaden- und Strahlungszersfällen des Ψ' in das J/Ψ zu groß ist, um Aussagen über Mehr-Spur-Ereignisse aus dem τ -Zerfall machen zu können. Man erhält folgende Ergebnisse:

1. Im 3.6-GeV-Bereich gibt es 8 Ereignisse, von denen 6 in der 2-Spur-Klasse liegen. Man erhält kein Signal bei 2-Spur-Ereignissen ohne Photonen.
2. Im Ψ' -Bereich erhält man 3 Ereignisse ohne Photonen von insgesamt 77 2-Spur-Ereignissen. Ein Vergleich mit Mehr-Spur-Ereignissen ist nicht möglich.
3. Oberhalb 4 GeV Schwerpunktsenergie erkennt man eine deutliche Anhäufung von Ereignissen in der 2-Spur-Klasse (70% der 120 Ereignisse). Von den 38 2-Spur-Ereignissen ohne Photonen gibt es 13, deren 2. Spur schauernd ist. Die Multiplizitätsverteilung oberhalb 4 GeV Schwerpunktsenergie zeigt also ein deutliches Signal, das nicht allein mit dem Zerfall von "Charm"-Mesonen oder Multihadron-Ereignissen erklärt werden kann.

Will man den Versuch unternehmen, das 2-Spur-Signal mit der Produktion und dem anschließenden Zerfall eines $\tau\bar{\tau}$ -Paares zu erklären und Wirkungsquerschnitte und Verzweigungsverhältnisse zu berechnen, so muß berücksichtigt werden, daß das Signal

1. durch die beschränkte Akzeptanz des Experiments und
 2. durch Untergrund-Prozesse
- beeinflusst wird. Daher werden zunächst die o.g. Punkte (Akzeptanz und Untergrund) behandelt, bevor die verschiedenen Zerfallsklassen untersucht werden.

3.1 Akzeptanzen:

3.1.1. Außendetektor

Wie bereits erwähnt, muß unterhalb 0,9 GeV/c Impuls das Myon in einer der beiden Reichweitekammern einen Funken erzeugen, der von dem Durchgangspunkt der projizierten Spur weniger als 15 cm entfernt ist; oberhalb 0,9 GeV muß ein Reichweitezähler angesprochen haben. Daher sind je nach Impuls verschiedene Detektorkomponenten akzeptanzbestimmend:

Die Reichweitekammer eines Spektrometerarms umfaßt im DASP-Koordinatensystem bei $|x| = 644,5$ cm eine Fläche von

$$\begin{aligned} -70 \text{ cm} \leq y \leq 95 \text{ cm} \\ |z| \leq 270 \text{ cm.} \end{aligned}$$

Dieses entspricht, unter Berücksichtigung beider Arme, einem Raumwinkel

$$\Delta \cos \Theta \Delta \varphi = (2 \times 0,21) \text{ sr bei minimalen Magnetstrom (300 A).}$$

Die beiden Reichweitezählerwände stehen bei $|x| = 681$ cm und schließen eine Fläche von

$$\begin{aligned} |y| \leq 125 \text{ cm} \\ |z| \leq 390 \text{ cm ein, entsprechend} \\ \Delta \cos \Theta \Delta \varphi = (2 \times 0,315) \text{ sr bei 300 A.} \end{aligned}$$

Also stehen die Raumwinkelbereiche von Reichweitekammer und Reichweitezähler im Verhältnis $\frac{\Delta \Omega_{RWK}}{\Delta \Omega_{ZT}} = 0,666$.

Als zweiter Faktor geht die Nachweiswahrscheinlichkeit η_{μ} der beiden Komponenten in die Akzeptanz ein. Diese wird mit einem Monte-Carlo-Programm berechnet, das Myonen vom Wechselwirkungspunkt aus durch den Außendetektor verfolgt.

Liegt die projizierte Spur innerhalb der Reichweitekammer, so wird die Vielfachstreuung bis zum Flugzeitzähler, im Schauerzähler und im Eisen simuliert und dann geprüft, ob

der "Funke" in der Reichweitekammer weniger als 15 cm von der projizierten Spur entfernt ist. Myonen, die außerhalb der Reichweitekammerakzeptanz liegen und durch Vielfachstreuung in die Kammer gelangen, werden nicht berücksichtigt (vgl. Schnitt 3 der Hauptanalyse).

Auf diese Weise wird die "geometrische" Nachweiswahrscheinlichkeit der Reichweitekammer ermittelt. In gleicher Weise werden Myonen zum Reichweitezähler verfolgt. Liegt die Spur innerhalb der Fläche

$$\begin{aligned} |y| < 125 \text{ cm} \\ |z| < 345 \text{ cm} \end{aligned}$$

d.h. in Richtung der Reichweitezähler, so wird geprüft, welcher Reichweitezähler getroffen worden ist. Die Reduzierung der Breite der beiden Randzähler um die Hälfte soll Randeffekte unterdrücken.

Ist ein Reichweitezähler getroffen worden, wird zur Unterdrückung von zu großer Vielfachstreuung verlangt, daß die z-Koordinate der projizierten Spur weniger als 30 cm von den Rändern des jeweils getroffenen Reichweitezählers entfernt ist.

In Abb. 14 und 15 sind die "geometrischen" Nachweiswahrscheinlichkeiten in Abhängigkeit von Impuls und Magnetstrom aufgetragen.

Das elektronische Ansprechvermögen ϵ_{μ} der Reichweitekammer wird mit Myonen, die einen Reichweitezähler setzen und durch die Reichweitekammer gehen, zu $\epsilon_{\mu} = 99\%$ ermittelt. Auch für die Reichweitezähler erhält man $\epsilon_{\mu} = 99,9\% / 15/$. Aus Tabelle 11 sind die Akzeptanzfaktoren

$$A_{\mu} = \frac{(\Delta \cos \Theta \Delta \varphi)}{4 \pi \text{ sr}} \eta_{\mu} \epsilon_{\mu}$$

als Funktion des Myon-Impulses ersichtlich.

Tabelle 11: Akzeptanzfaktoren für minimalen und maximalen Magnetstrom

Impuls (GeV/c)	A für 300 A	A für 1480 A
0.7 - 0.8	0.0412	0.0119
0.8 - 0.9	0.0435	0.0194
0.9 - 1.0	0.0170	0.0095
1.0 - 1.1	0.0425	0.0278
1.1 - 1.2	0.0440	0.030
1.2 - 1.3	0.0445	0.032
1.3 - 1.4	0.0445	0.0335
1.4 - 1.5	0.0450	0.0347
1.5 - 1.6	0.0455	0.0358
1.6 - 1.7	0.0455	0.0373
1.7 - 1.8	0.0460	0.0337
1.8 - 1.9	0.0465	0.0396
1.9 - 2.0	0.0470	0.0410

3.1.2. Innendetektor

Im Innendetektor wird nach zwei Teilchenklassen gesucht

- schauernde, geladene Teilchen (Elektronen)
- nichtschauernde, geladene Teilchen (Hadronen und Myonen).

Aufgrund der verschiedenen Auswahlkriterien (vgl. III,2) sind auch die Akzeptanzen, die sich aus dem Produkt der Nachweiswahrscheinlichkeit und der Raumwinkelakzeptanz berechnen, von unterschiedlicher Größe.

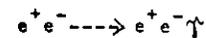
a) Akzeptanz für Elektronen (SG):

Mit einem Monte-Carlo-Programm /27/ werden 300000 Ereignisse gewürfelt, die im Phasenraum gleichverteilt sind. Dann wird geprüft, ob die Elektronen die Kriterien eines schauernden, geladenen Teilchens erfüllen und das zugehörige $(\cos\Theta, \varphi)$ -Dublett gespeichert. Damit ergibt sich für Innendetektorelektronen der Raumwinkel

$$\Delta\cos\Theta \Delta\varphi = (0.6231 \pm 0.0009) \times 4\pi \text{ sr.}$$

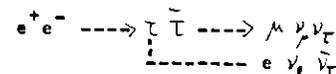
Die Reduzierung des Raumwinkels rührt daher, daß es zwischen den einzelnen Oktanten Akzeptanzlücken im φ -Winkel gibt, da Elektronen an den Oktantenrändern nicht vollständig aufschauern können (vgl. Abb. 16 a).

Die impulsabhängigen Nachweiswahrscheinlichkeit η wird mit Bremsstrahlungsprozessen bei der Bhabha-Streuung



bestimmt /28/, indem auf die Elektronen die o.g. Kriterien angewandt werden. Abb. 16 b zeigt den Verlauf der Nachweiswahrscheinlichkeit mit dem Elektronenimpuls $p_e = \sqrt{E^2 - m_e^2}$. (E ist die deponierte Energie).

Zur Berechnung der mittleren Nachweiswahrscheinlichkeit muß das unbekannte Impulsspektrum der Elektronen für den Prozeß



berücksichtigt werden:

$$\langle \eta_c \rangle = \frac{\int_p \eta_c(p) \frac{d\sigma}{dp} dp}{\int_p \frac{d\sigma}{dp} dp}$$

Bisherige theoretische und experimentelle Ergebnisse /7,8,9,12,46/ lassen die Hypothese zu, daß sich der leptonische Vertex des τ -Zerfalls durch V+A- oder V-A-Kopplung beschreiben läßt. Daher werden mit einem Monte-Carlo-Programm /29/ (vgl. a. III,3.3) -unter Berücksichtigung der Raumwinkelakzeptanz des Innendetektors- die Impulsspektren der Elektronen bei V+A- bzw. V-A-Kopplung berechnet /24/.

Es ergibt sich

$$\begin{aligned} \langle \eta_c \rangle_{V+A} &= 0.76 \\ \langle \eta_c \rangle_{V-A} &= 0.77, \end{aligned}$$

d.h. die Unterschiede sind geringfügig.

Damit erhält man für die mittlere Akzeptanz für Innendetektorelektronen

$$A_e = \eta_c \frac{(\Delta \cos \Theta \Delta \Psi)}{4\pi \text{ sr}} = 0.477 \pm 0.003.$$

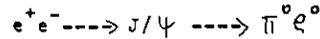
b) Akzeptanz für nichtschauende, geladene Teilchen (NS):

Die Raumwinkelakzeptanz wird wie oben durch ein Monte-Carlo-Verfahren ermittelt, wobei die phasenraumverteilten Teilchen jetzt die Kriterien eines nichtschauenden, geladenen Teilchens erfüllen müssen.

Man erhält

$$\Delta \cos \Theta \Delta \Psi = (0.5633 \pm 0.0009) 4\pi \text{ sr}.$$

Die Nachweiswahrscheinlichkeit η_{NS} wird mit Hilfe von Ereignissen des Typs



ermittelt /30/.

Nachdem mit einer kinematischen Anpassung festgestellt wurde, daß im Innendetektor ein $\pi^0 \rho^0$ -Ereignis nachgewiesen wird, wird geprüft, ob die geladenen Pionen aus dem ρ^0 -Zerfall die Kriterien eines nichtschauenden, geladenen Teilchens erfüllen.

Daraus ergibt sich

$$\eta_{NS} = 0.89.$$

Die gesamte Akzeptanz für Hadronen bzw. Myonen im Innendetektor ist somit

$$A_{NS} = 0.501 \pm 0.001.$$

3.2 Untergrund

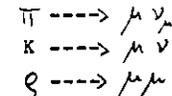
Zur Berechnung von Wirkungsquerschnitten für die τ -Produktion und dem anschließenden τ -Zerfall ist nicht nur die Kenntnis der experimentellen Akzeptanzen erforderlich. Es muß auch bekannt sein, wie groß die Verseuchung der in Kapitel III,3 ermittelten 205 Ereignisse durch unerwünschte Prozesse ("Untergrund") ist.

Wie bereits erwähnt (s.S. 22 ff), können zum Untergrund folgende Prozesse beitragen:

1. Hadronen, die fälschlich als Myonen erkannt werden (Hadronmisidentifikation):

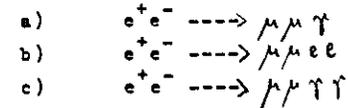
Dabei können

- a) Hadronen das Eisen überwinden und den Reichweitendetektor (Kammer oder Zähler) setzen ("punch through")
- b) Hadronen im Flug zerfallen, wie bei den Prozessen



- c) Hadronen im Innendetektor ein Elektron vortäuschen.

2. Q.E.D.-Prozesse höherer Ordnung, wie



3. Zerfälle von Mesonen, die die Quantenzahl "Charm" tragen. Diese Zerfälle unterscheiden sich von denen des τ (vgl. S. 22) durch die Multiplizität und durch das Impulsspektrum des inklusiv nachgewiesenen Teilchens. Oberhalb 0.7 GeV/c Teilchenimpuls sind nur wenige Ereignisse zu erwarten. Daher können diese Mesonen-Zerfälle als Untergrund betrachtet werden.

3.2.1. Hadronmisidentifikation:

Myonen werden im wesentlichen dadurch erkannt, daß sie 40 cm bzw. 60 cm Eisen mit geringer Wechselwirkung durchdringen. Es besteht jedoch eine gewisse Wahrscheinlichkeit, daß auch Pionen das Eisen überwinden oder im Flug in Myonen zerfallen und ein Myon-Signal im Außendetektor vortäuschen. Auch für den Innendetektor gibt es eine endliche Wahrscheinlichkeit, daß Pionen die Kriterien eines schauernden, geladenen Teilchens erfüllen.

a) Transmissionwahrscheinlichkeit für Pionen im Außendetektor

Zur Bestimmung der Transmissionswahrscheinlichkeit werden Multihadron-Ereignisse auf der J/ψ -Resonanz verwandt, da das J/ψ sowohl unterhalb der Charm- als auch unterhalb der τ -Schwelle liegt. Daher erwartet man hier keine Ereignisse mit einem einzelnen Myon.

Zur Auswahl der Multihadron-Ereignisse bei $\sqrt{s} = 3.1$ GeV werden folgende Kriterien angewandt:

- es gibt genau eine Außenspür mit einem Teilchenimpuls größer als 400 MeV/c
- die Anzahl der rekonstruierten Innendetektorspuren muß ≥ 5 sein
- nachdem mit Impuls- und Kollinearitätsschnitten Q.E.D.-Ereignisse erster Ordnung zum Teil verworfen wurden, wird geprüft, ob die durch die Flugzeit bestimmte Masse des Außendetektorteilchens im Pion-Massenbereich

$$-0.2 \text{ GeV}^2 \leq M^2 \leq 0.16 \text{ GeV}^2 \quad (M_{\tau}^2 = 0.0195)$$

liegt und ob das Teilchen die Akzeptanzbedingungen eines Myons erfüllt.

Um leptonische Paar-Zerfälle weiter zu unterdrücken, werden folgende Bedingungen gestellt:

- liegt die Außenspür in der Raumwinkelakzeptanz des Cerenkov-Zählers und des Reichweitedetektors, werden solche Innendetektorspuren als zur Außenspür gehörend verworfen,

für die

$$|\cos \Theta_{\text{außen}} - \cos \Theta_{\text{innen}}| < 0.03$$

$$|\varphi_{\text{außen}} - \varphi_{\text{innen}}| < 0.03 \text{ ist.}$$

- Ereignisse mit einer zur Außenspür kollinearen Innendetektorspür, für die also gilt

$$|\cos \Theta_{\text{außen}} + \cos \Theta_{\text{innen}}| < 0.03$$

$$|\varphi_{\text{außen}} + \varphi_{\text{innen}} - \pi| < 0.03 ,$$

werden nicht akzeptiert.

Die Zahl der so definierten Multihadron-Ereignisse mit einem Pion im Außendetektor, das entweder einen Reichweitezähler setzt oder in einer Reichweitekammer einen Funken innerhalb der Vielfachstreuungstoleranz (15 cm) erzeugt, dividiert durch die Gesamtzahl der Multihadron-Ereignisse, definiert die Transmissionswahrscheinlichkeit.

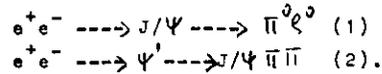
Abb. 17 zeigt, daß sie unterhalb 0.9 GeV/c Teilchenimpuls linear mit p von 2.5% auf 6.5% steigt, oberhalb 1.0 GeV/c liegt sie nahezu konstant bei 4.2%. Dieses Ergebnis stimmt überein mit Testmessungen am Reichweitedetektor /31/.

Der Anteil der Kaonen, die ein Myon vortäuschen, kann aus zwei Gründen vernachlässigt werden:

1. Myonen aus den K-Zerfällen erhalten einen großen Transversalimpuls, so daß sich die Myon-Spür nicht mehr mit der Innendetektorspür (Kaon) zusammenführen läßt. Solche Ereignisse werden schon in der Hauptanalyse verworfen.
2. Aus den Inklusiv-Messungen bei DASP /32/ ist bekannt, daß das Verhältnis erzeugter Pionen zu erzeugten Kaonen 10:1 bis 15:1 ist.

b) Hadron-Misidentifikation im Innendetektor:

Zur Bestimmung der Wahrscheinlichkeit $P(h \rightarrow e)$, daß ein Hadron (Pion) die Kriterien eines schauernden Teilchens erfüllt, werden die bereits erwähnten $\pi^0 \ell^0$ -Ereignisse und $\pi\pi$ -Ereignisse aus den Kaskadenzerfällen der Ψ' -Resonanz analysiert:



Während man aus der Reaktion (1) hochenergetische Pionen im Innendetektor erhält, sind die Pionen der Reaktion (2) langsam.

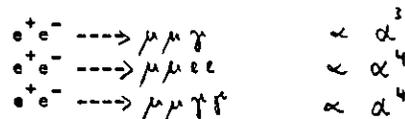
Von insgesamt 350 Ereignissen verbleiben 7, die die Kriterien eines Elektrons im Innendetektor erfüllen.

Damit erhält man

$$P(h \rightarrow e) = (2. \pm 0.4)\%.$$

3.2.2. Quantenelektrodynamik

Der zweite wesentliche Untergrundbeitrag wird von den quantenelektrodynamischen (Q.E.D.) Prozessen 3. und 4. Ordnung in α bei der e^+e^- -Vernichtung geliefert, der im gesamten Energiebereich (3.6 - 5.2 GeV) vorherrscht. Folgende Reaktionen können leptoniche Zerfälle des Υ vortauschen:



In Abb. 18 sind die verschiedenen Graphen dargestellt /33/.

3.2.2.1. $e^+e^- \longrightarrow \mu\mu\eta$

Dieser häufigste Q.E.D.-Prozeß 3. Ordnung liefert Beiträge in der 2-Spur-Klasse mit einem Photon und in der 2-Spur-Klasse ohne Photon, wenn das abgestrahlte η -Teilchen außerhalb der Detektorakzeptanz liegt.

Daher werden alle 2-Spur-Ereignisse mit $N_{\Upsilon} \leq 1$ und einem nichtschauernden Teilchen auf Verträglichkeit mit $\mu\mu$ -Prozessen untersucht. Dazu werden die Richtungen der beiden geladenen Teilchen mit Hilfe der gemessenen Winkel (Θ, φ) berechnet

$$\begin{aligned} x_i &= \sin\Theta_i \cos\varphi_i \\ y_i &= \sin\Theta_i \sin\varphi_i & i = \mu, \text{geladen} \\ z_i &= \cos\Theta_i. \end{aligned}$$

Dabei werden die folgenden experimentellen Fehler angenommen:

$$\begin{aligned} \Delta p_{\mu} &= 3\% p_{\mu} \\ \Delta\Theta_{\mu} &= \Delta\varphi_{\mu} = 6 \text{ mrad} \\ \Delta\Theta_{\eta} &= \Delta\varphi_{\eta} = 35 \text{ mrad}. \end{aligned}$$

Der Winkel α zwischen den beiden Spuren ist gegeben durch

$$\cos\alpha = x_{\mu} x_{\text{gel}} + y_{\mu} y_{\text{gel}} + z_{\mu} z_{\text{gel}}.$$

Der Impuls des nichtschauernden Teilchens ergibt sich dann bei Vernachlässigung der Massen ($\beta_{\mu} = 0,99$ für $p_{\mu} = 0,7 \text{ GeV}/c$) zu

$$p_{\text{gel}} = \frac{\frac{W}{2} - p_{\mu}}{1 - \frac{p_{\mu}}{W}(1 - \cos\alpha)} \quad W = 2 E_{\text{Strahl}}.$$

Daraus erhält man den Photonimpuls

$$p_{\Upsilon} = W - p_{\mu} - p_{\text{gel}}$$

mit

$$p_{\Upsilon}^i = -p_{\mu} i_{\mu} - p_{\text{gel}} i_{\text{gel}} \quad i = x, y, z.$$

Das Photon wird dann bei

$$\cos\Theta_{\Upsilon} = p_{\Upsilon}^z / p_{\Upsilon} \quad \tan\varphi_{\Upsilon} = p_{\Upsilon}^y / p_{\Upsilon}^x \quad \text{erwartet.}$$

Bei einer anschließenden Durchsicht der 2-Spur-Ereignisse wird geprüft, ob innerhalb des dreifachen Fehlerbetrages (maximal 15° in φ) um die berechnete Spur ein Photon nachgewiesen wurde.

Tabelle 12 zeigt das Ergebnis dieser Musterung für die verschiedenen Energiebereiche:

Tabelle 12:

Klasse	2-Spur+0 γ	davon $\mu\mu\gamma$	2-Spur+1 γ	davon $\mu\mu\gamma$
Energie				
3.6	0	0	5	4
3.684	3	2	31	17
3.99 - 5.2	25	10	34	25

Bei den 12 $\mu\mu\gamma$ -Ereignissen in der 2-Spur-Klasse ohne Photon zeigt das berechnete Photon in einen Raumwinkelbereich, der nicht vom Detektor abgedeckt wird.

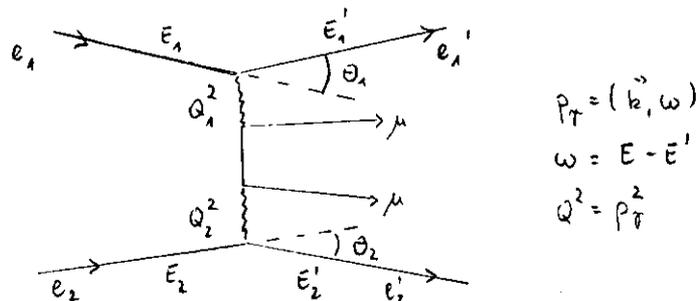
μe -Ereignisse können ebenfalls durch $\mu\mu\gamma$ -Prozesse erzeugt werden, wenn das zweite Myon außerhalb der Akzeptanz liegt und das Photon im Strahlrohr konvertiert. Das so erzeugte e^+e^- -Paar hat einen kleinen Öffnungswinkel und wird in Innendetektor i.a. als Elektron nachgewiesen.

Oberhalb 4 GeV Schwerpunktsenergie werden 25 $\mu\mu\gamma$ -Ereignisse nachgewiesen, bei denen das Photon innerhalb der Akzeptanz liegt. Die Wahrscheinlichkeit, das Myon im Innendetektor nicht nachzuweisen, ist $(1 - A_{ns}) = 0.5$. Die Konversionswahrscheinlichkeit im Strahlrohr ergibt sich zu 1.3%. Also ist die Zahl der $\mu\mu\gamma$ -Ereignisse, die ein sog. μe -Ereignis vortäuschen können, gegeben durch

$$N_{\mu e}^{(\mu\mu\gamma)} = 25 \cdot \frac{1 - A_{ns}}{A_{ns}} \cdot 1.3\% = 0.25.$$

3.2.2.2. $e^+e^- \rightarrow \mu\mu e e$ und $e^+e^- \rightarrow \mu\mu\gamma\gamma$:

Kessler et al /33/ haben mit ihren Rechnungen gezeigt, daß bei dem 2 γ -Prozeß $e^+e^- \rightarrow \mu\mu e e$ im wesentlichen der folgende Graph beiträgt:



Nach Kessler läßt sich der Wirkungsquerschnitt folgendermaßen schreiben:

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta_1 d\cos\theta_2} = \int \frac{d\omega_1}{\omega_1} N(\omega_1, \theta_1) \frac{d\omega_2}{\omega_2} N(\omega_2, \theta_2) \Gamma_{\gamma\gamma \rightarrow \mu\mu}$$

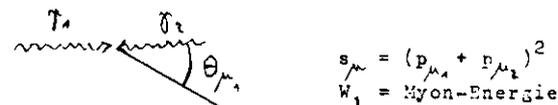
dabei ist

$$N(\omega, \theta) = \frac{\alpha}{\pi} \frac{2\omega^2 E'}{E} \left(\frac{1}{Q^2} \right)^2 \left\{ -\frac{1}{2} Q^2 + \frac{E^2 E'^2}{\lambda E^2} \ln \frac{2E'}{E+E'} \right\}$$

$$\text{und } N(\omega) \equiv \int N(\omega, \theta) d\cos\theta =$$

$$= \frac{\alpha}{\pi} \left\{ \frac{E^2 + E'^2}{E^2} \ln \left| \frac{E}{m_e} - \frac{1}{2} \right| + \frac{\omega^2}{\lambda E^2} \ln \left(\frac{2E'}{\omega} + 1 \right) + \frac{(E+E')^2}{\lambda E^2} \ln \left(\frac{2E'}{E+E'} \right) \right\}$$

Betrachtet man das $\gamma\gamma$ -Schwerpunktsystem, so kann $\Gamma_{\gamma\gamma \rightarrow \mu\mu}$ berechnet werden:



$$s_\mu = (p_{\mu_1} + p_{\mu_2})^2$$

$W_1 = \text{Myon-Energie}$

$$\frac{d\Gamma_{\gamma\gamma \rightarrow \mu\mu}}{d\Omega_1} = \frac{\alpha^2}{\lambda s_\mu} \left[1 - \frac{4m_\mu^2}{s_\mu} \right]^{1/2} G_\mu(W_1, \theta_\mu)$$

mit der Winkelverteilung

$$G_{\mu}(W_1, \Theta_{\mu}) = 2 + 4 \left(1 - \frac{m_{\mu}^2}{W_1^2}\right) \cdot \frac{\left(1 - \frac{m_{\mu}^2}{W_1^2}\right) \sin^2 \Theta_{\mu} \cos^2 \Theta_{\mu} + \frac{m_{\mu}^2}{W_1^2}}{\left[1 - \left(1 - \frac{m_{\mu}^2}{W_1^2}\right) \cos^2 \Theta_{\mu}\right]} + \frac{\frac{S_{\mu}}{W_1^2} - 4}{\left[1 - \left(1 - \frac{m_{\mu}^2}{W_1^2}\right) \cos^2 \Theta_{\mu}\right]}$$

$m_{\mu} = \text{Myon-Masse.}$

Im Speicherring verschwindet wegen

$$s_{\mu} = M_{pp} \quad \text{und} \quad W_1 = M_{pp}/2$$

der letzte Term.

Mit einem Monte-Carlo-Programm (vgl. Anhang A5) werden solche 2γ -Prozesse im DASP-Detektor simuliert. Dabei wird bei jedem Ereignis gefordert, daß ein Myon im Außendetektor und ein Elektron im Innendetektor nachgewiesen wird. Die beiden anderen Teilchen liegen außerhalb der Akzeptanz. Auf diese Weise kann das Impulsspektrum $\frac{d\sigma}{dp_{\mu}}$ bestimmt werden. Man erhält

Impulsbereich	sichtbar $\sigma(\mu^+e^+e^-e^- \rightarrow \mu e)$
$0.7 < p < 0.9 \text{ GeV}/c$	0.032 pb
$0.9 < p < 1.0 \text{ GeV}/c$	0.004 pb
$p > 1.0 \text{ GeV}/c$	0.032 pb.

Damit erhält man für den Untergrund oberhalb 4 GeV Schwerpunktsenergie

$$N_{\frac{\mu^+e^+e^-e^-}{e\mu}}(\mu^+e^+e^-e^-) = 0.068 \text{ pb} \cdot L \cdot \langle \eta_e \rangle \cdot k_f$$

$L = \text{Luminosität in pb}^{-1}$
 $\langle \eta_e \rangle = \text{mittlere Nachweiswahrscheinlichkeit für Elektronen}$
 $k_f = \text{Korrekturfaktor.}$

Der Korrekturfaktor k_f berücksichtigt Verluste bei der Spur-rekonstruktion ($F1 = 1.03$), elektronische Verluste ($F2 = 1.05$) und Verluste durch ausgefallene Reichweitezähler ($F3 = 1.0045$).

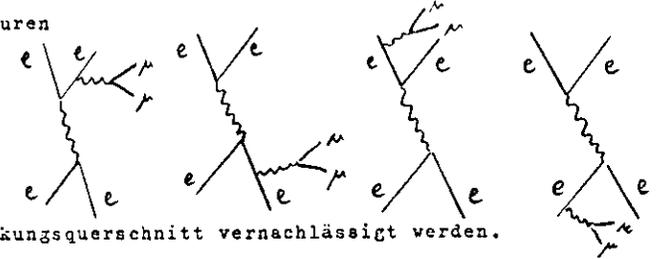
Es ergibt sich

$$k_f = \frac{1}{F1 F2 F3} = 0.92.$$

Damit erhält man folgenden Untergrund

$$N_{\frac{\mu^+e^+e^-e^-}{e\mu}} = 0.068 \cdot 6.979 \cdot 0.765 \cdot 0.92 = 0.33.$$

Nach Kessler können die Beiträge der Bremsstrahlungs-korrekturen



zum Wirkungsquerschnitt vernachlässigt werden.

Der Prozeß $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-e^+e^-$ liefert auch Untergrund bei 2-Spur-Ereignissen ohne Photon mit einem nichtschauenden Teilchen, falls keines der beiden Elektronen nachgewiesen wird. Dieser Anteil wird mit dem gleichen Monte-Carlo-Verfahren bestimmt.

Die Rechnung ergibt für $\sqrt{s} \geq 4 \text{ GeV}$ und $p_{\mu} \geq 1 \text{ GeV}/c$

$$N_{\frac{\mu^+\mu^-e^+e^-}{\mu\mu}} = 1.64.$$

Ein anderer Untergrundprozeß für die letztere Klasse ist die Q.E.D.-Reaktion

$$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma\gamma$$

wobei keines der beiden Photonen nachgewiesen wird.

Der Wirkungsquerschnitt für diesen Prozeß ist in $\alpha = 1/137$ um eine Ordnung kleiner als der $\mu\mu\gamma\gamma$ -Querschnitt:

$$\sigma_{\mu\mu\gamma\gamma} \sim \alpha^3 \quad \sigma_{\mu\mu\gamma\gamma} \sim \alpha^4.$$

Es werden im Detektor 58 $\mu\mu\gamma\gamma$ -Ereignisse nachgewiesen. Damit ergibt sich als Abschätzung

$$N_{\frac{\mu\mu\gamma\gamma}{\mu\mu}} = 58/137 = 0.4 \text{ Ereignisse.}$$

3.2.3. Semileptonische Zerfälle von Charm-Mesonen:

Oberhalb der sog. Charm-Schwelle ($\sqrt{s} = 3.73 \text{ GeV}$) werden Mesonen, die die Quantenzahl "Charm" tragen, erzeugt. Daher können semileptonische Zerfälle

$$c \rightarrow \mu \nu X$$

zu den inklusiven Myon-Ereignissen beitragen.

Nach dem Standard-Modell /1,2/ stehen den 4 bis dahin bekannten 4 Leptonen 4 Quarks gegenüber, die in linksständigen Dubletts zusammengefaßt werden:

$$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L$$

d' und s' sind Linearkombinationen der d - und s -Quarks:

$$\begin{aligned} d' &= d \cos \theta_c + s \sin \theta_c \\ s' &= -d \sin \theta_c + s \cos \theta_c \end{aligned}$$

Der Cabbibo-Winkel θ_c ($\theta_c \approx 13^\circ$) beschreibt die Übergangswahrscheinlichkeit der Quarks ineinander. Cabbibo-erlaubte Übergänge enthalten $\cos \theta_c$ in der relativen Wahrscheinlichkeitsamplitude. Bei diesen Übergängen gelten für die Hadronen folgende Erhaltungssätze bezüglich der Ladung Q , der Charmquantenzahl C , der Seltsamkeit S und des Isospins I :

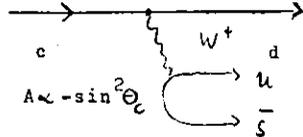
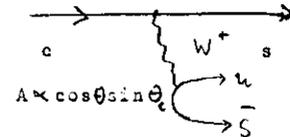
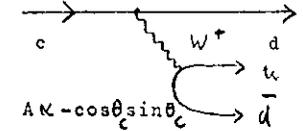
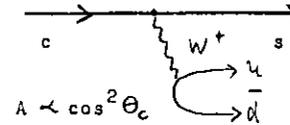
$$\Delta Q = \Delta C = \Delta S, \quad \Delta I = 0.$$

Bei Cabbibo-unterdrückten Übergängen ($\sin \theta_c$ in der Amplitude) gilt: $\Delta Q = \Delta C, \Delta S = 0, \Delta I = 1/2$.

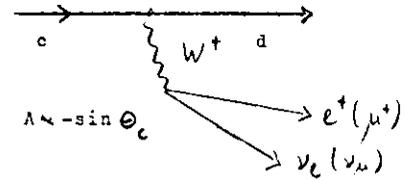
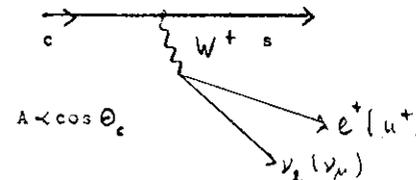
Da Charm in der elektromagnetischen und starken Wechselwirkung erhalten bleibt (s. z.B. die lange Lebensdauer des J/ψ), kann das c -Quark nur schwach zerfallen, unter Emission eines intermediären Vektorbosons W .

Die folgenden Graphen zeigen Übergänge des c -Quarks in andere und ihre relativen Wahrscheinlichkeitsamplituden (A):

a) hadronische Zerfälle:



b) semileptonische Zerfälle:



Für die Untergrundbetrachtung sind nur die semileptonischen Zerfälle des c -Quarks von Bedeutung.

Neueste Ergebnisse der DASP-Kollaboration /36/ führen zu dem semileptonischen Verzweigungsverhältnis

$$B.R.(c \rightarrow \mu \nu X) = \frac{\Gamma(c \rightarrow \mu \nu X)}{\Gamma(c \rightarrow \text{hadron})} = (7.2 \pm 2.0)\%$$

Da $\sin \theta_c / \cos \theta_c \approx 0.23$ ist, sind die Beiträge ohne s -Quark um den Faktor $\tan^2 \theta_c \approx 0.05$ unterdrückt, so daß im folgenden nur noch Beiträge aus dem Zerfall $c \rightarrow s \mu \nu$ und dem ladungskonjugierten Prozeß betrachtet werden.

Man erhält oberhalb 3.73 GeV Schwerpunktsenergie folgende Prozesse, die zum Untergrund beitragen können:

Produktionsprozess	Endzustand (ohne ν)
$e^+e^- \rightarrow D^0 D^0$	$\mu e K \bar{K} (n \pi^0)^\circ \quad n \geq 0$
$\rightarrow D^0 \bar{D}^0$	$\mu \mu K \bar{K} (n \pi^0)^\circ \quad n \geq 0$
$\rightarrow D^+ D^-$	$\mu e K \bar{K} (n \pi^\pm)^\circ \quad n \geq 2$
$\rightarrow D^+ \bar{D}^-$	$\mu \mu K \bar{K} (n \pi^\pm)^\circ \quad n \geq 2$
$\rightarrow F^+ F^-$	$\mu e K \bar{K} (n \pi^\pm)^\circ \quad n \geq 2$
$\rightarrow F^+ \bar{F}^-$	$\mu \mu K \bar{K} (n \pi^\pm)^\circ \quad n \geq 2$
$\rightarrow F^+ \pi^-$	$\mu e \gamma \gamma$
$\rightarrow F^+ \pi^0$	$\mu \mu \gamma \gamma$
$\rightarrow F^+ \eta$	$\mu e \gamma' \gamma'$
$\rightarrow F^+ \eta'$	$\mu \mu \gamma' \gamma'$
$\rightarrow c \bar{c}$	$\mu K + \text{Hadronen}$

Hierbei bedeutet $c = D^0, D^+, F^+$
 $K = K_L^0, K_S^0, K^+, K^*$
 $(n\pi)^\circ = \text{Multiplionenzustand mit Gesamtladung } 0.$

Die gleichen Zerfallskanäle ergeben sich für die angeregten Zustände D^{0*}, D^{+*} und F^{+*} , wobei sich durch Kaskadenzerfälle die geladene und neutrale Multiplizität noch erhöhen kann.

Die Messungen semileptonischer Zerfälle von Charm-Mesonen bei DASP /10,34,35,36/ führen u.a. zu folgenden Ergebnissen:

- Ereignisse, die durch die Paarbildung von Charm-Mesonen und anschließendem Zerfall entstehen, zeigen i.a. eine hohe Multiplizität geladener und neutraler Teilchen (Abb. 19 a)
- das inklusive Leptonenspektrum ist weich, d.h., die Ereignisse häufen sich bei Leptonimpulsen von 400 bis 600 MeV/c, abhängig von der Schwerpunktsenergie (Abb. 19 b).

Diese Ergebnisse führen zu folgenden Schlüssen bezüglich des Untergrundbeitrages:

1. Durch die eingeschränkte Akzeptanz des DASP-Detektors können Photonen und geladene Teilchen verloren gehen, so daß Ereignisse hoher Multiplizität im Detektor mit geringerer Multiplizität beobachtet werden ("Runterfüttern").

2. Oberhalb 1.0 GeV/c Leptonimpuls werden keine Ereignisse aus Charm-Zerfällen auftreten.

Die einfachste Methode zur Unterdrückung des Charm-Untergrundes ist der Impulsschnitt für die Myonen bei 1 GeV/c. Während man bei der 2-Spur-Klasse mit einer nichtschauenden Spur $\approx 30\%$ (10 von 35) der Ereignisse verliert, haben bei den μe -Ereignissen fast die Hälfte (6 von 13) der Myonen Impulse unterhalb 1 GeV/c.

Aus diesem Grund werden im folgenden für die verschiedenen Ereignisklassen unterschiedliche Impulsschnitte für das Myon angewandt:

- a) μe -Ereignisse: $p_\mu \geq 0.7 \text{ GeV/c}$
- b) 2-Spur-Ereignisse mit einer nichtschauenden Spur: $p_\mu \geq 1.0 \text{ GeV/c}$ (s.a. Kapitel 3.4.1)
- c) Mehr-Spur-Ereignisse mit mindestens einer nichtschauenden Spur: $p_\mu \geq 1.0 \text{ GeV/c}$.

Während in den letzten beiden Fällen Charm-Untergrund vernachlässigbar ist, muß im Fall a) der Anteil der Charm-Zerfälle untersucht werden, der durch Runterfüttern μe -Ereignisse vortäuscht. Im Anhang A5 ist das Verfahren dazu beschrieben.

Es werden folgende Kanäle betrachtet:

Kanal	$(N_{\text{gel}}, N_{\pi^0})$
$e^+e^- \rightarrow \mu e K_L^0 \bar{K}_L^0$	(2,0)
$e^+e^- \rightarrow \mu e K_S^0 \bar{K}_S^0$	$1/9(2,3) + 4/9(4,4) + 4/9(6,0)$
$e^+e^- \rightarrow \mu e K_S^0 \bar{K}_L^0$	$1/3(2,4) + 2/3(4,0)$

Die relativen Amplituden (1/3, 2/3, 1/9, 4/9) berücksichtigen die Zerfallswahrscheinlichkeiten des K_S^0 in $\pi^+ \pi^-$ bzw. $\pi^0 \pi^0$.

Von 100 Ereignissen des Typs

$$e^+e^- \rightarrow D \bar{D} \rightarrow e K^0 \nu_e + \mu K^0 \nu_\mu$$

erwartet man

- 25 $e \mu K_L^0 \bar{K}_L^0$
- 50 $e \mu K_L^0 K_S^0$
- 25 $e \mu K_S^0 \bar{K}_S^0$

Durch Runterfüttern erhält man:

Anzahl der	μe	$\mu e T^+$	$\mu e H \gamma$	$\mu e T^+ H \gamma$
von 100	27.7	13.35	11.33	5.1
normiert auf				
13 Gesehene	13	6.3	5.56	2.4
experimentell	13	2	0	1

Unter der Annahme, daß alle 13 μe -Ereignisse aus dem $D\bar{D}$ -Zerfall stammen, erwartet man zusätzlich 14.3 μe -Ereignisse mit weiteren geladenen Teilchen und Photonen. Experimentell erhält man 3 Ereignisse (~ 5 Standardabweichungen). Aus diesem Grund wird der Charm-Zerfall bei den μe -Ereignissen als wichtiger Untergrund-Beitrag ausgeschlossen.

Mit Hilfe der 3 Mehr-Spur-Ereignisse erhält man als obere Grenze für den Charm-Untergrund $\leq (0.4 + 0.3)$ Ereignisse. Da diese Abschätzung mit einem großen Fehler behaftet ist, wird diese kleine Korrektur im folgenden nicht berücksichtigt.

3.3 $e^+e^- \rightarrow \mu^+e^- + \text{Neutrale}$

Ein wichtiges Argument für die Hypothese des neuen Leptons T ist die Existenz der sog. μe -Ereignisse in der e^+e^- -Vernichtung:

$$e^+e^- \rightarrow \mu^+e^- + (\text{keine weiteren geladenen Teilchen oder Photonen}).$$

Verbleibt nach Abzug der Konkurrenzprozesse

- a) semileptonische Charm-Zerfälle
- b) Q.E.D. höherer Ordnung

noch ein Signal, so ergibt sich als einfachste Erklärung die Paarproduktion und der anschließende Zerfall eines neuen Leptons T mit eigener Leptonenzahl:

$$e^+e^- \rightarrow T \bar{T} \rightarrow e^- + \nu_e + \nu_T$$

$$L \rightarrow \mu^+ + \bar{\nu}_\mu + \bar{\nu}_T.$$

Bei DASP wurden 13 Ereignisse der o.g. Klasse oberhalb 4 GeV Schwerpunktsenergie gefunden (Unterhalb 4 GeV gibt es kein Ereignis), wobei das Myon im Außendetektor, das Elektron im Innendetektor nachgewiesen wird (vgl. Kapitel III,2 zur Elektrondefinition).

3.3.1. Impulsspektrum

Abb. 20 zeigt die 13 Ereignisse als Funktion des Myon-Impulses. Die 4 Myonen unterhalb 0.9 GeV/c werden mit der Reichweitekammer nachgewiesen, die übrigen haben einen Reichweitezähler gesetzt. Der apparativ bedingte Impulsschnitt liegt bei $p_\mu \geq 0.7$ GeV/c.

Abb. 21 a zeigt die Verteilung der mittleren Funkenzahl ASPN der Innendetektor-Spur, Abb. 21 b die auf den Einfallswinkel korrigierte Funkenzahl DSPN = $|ASPN - XSPN|$. Die im Innendetektor deponierte Energie (Abb. 22) liegt wesentlich oberhalb des für ein Elektron geforderten Wertes ($E > 150$ MeV).

Zur Bestimmung des Impulsspektrums müssen, wie bereits erwähnt, Korrekturfaktoren berücksichtigt und der Untergrund abgezogen werden:

Korrekturfaktoren:

Sie umfassen

Geometrische Verluste	F1 = 1.03	(vgl. Anhang A2)
Elektronische Verluste	F2 = 1.05	
Verluste durch ausgefallene Reichweitezähler	F3 = 1.0045.	

Normiert auf die Luminosität $L = 6979 \text{ nb}^{-1}$ erhält man

$$GW = \frac{F1 \cdot F2 \cdot F3}{L} = 0.000155 \text{ nb}.$$

Der Akzeptanzfaktor G1 ergibt sich aus der Reichweitezählerakzeptanz zu (alle Ereignisse wurden bei $I = 300 \text{ A}$ gemessen):

$$G1 = \frac{4 \bar{\eta}}{\Delta \cos \theta \Delta \varphi} = \frac{1}{0.0502} = 20.$$

Für den Innendetektor erhält man

$$G_2 = 1/A_e = 2.096 \pm 0.013.$$

Damit ist der gesamte Korrekturfaktor für die μe -Ereignisse:

$$k_e = G_1 \cdot G_2 = (0.00649 \pm 0.00004) \text{ nb}.$$

Untergrund:

1. Q.E.D.:

- $\mu\mu\gamma$ -Ereignisse, bei denen ein Myon nicht gemessen wird und das Photon konvertiert, ergeben 0.25 Ereignisse
- $\mu\mu e e$ -Ereignisse, bei denen ein Myon und ein Elektron nicht nachgewiesen werden, ergeben 0.33 Ereignisse

2. Hadronfalschidentifikation im Außendetektor:

Zur Bestimmung der Anzahl der Pionen, die den Reichweitendetektor setzen, werden die Daten der inklusiven Pion-Ereignisse /37/ herangezogen. Bei dieser Analyse werden ein Pion im Außendetektor und ein Elektron (bzw. ein nichtschauernes Teilchen) im Innendetektor gefordert.

Die Zahl der $\pi^- e$ -Ereignisse wird in jedem Impulsintervall mit der entsprechenden Transmissionswahrscheinlichkeit multipliziert. Unter der Annahme, daß alle πe -Ereignisse zur Misidentifikation führen, erhält man 0.48 Untergrundereignisse.

3. Hadronmisidentifikation im Innendetektor:

Die Wahrscheinlichkeit, daß ein Pion im Innendetektor ein Elektron vortäuscht, wurde zu $(2. \pm 0.4)\%$ bestimmt. Unter der konservativen Annahme, daß sich alle 15 2-Spur-Ereignisse oberhalb 4 GeV mit einer nichtschauernen Spur in 9 μh -Ereignisse und 6 $\mu\mu$ -Ereignisse aufteilen, erhält man

$$9 \cdot (2. \pm 0.4)\% = (0.18 \pm 0.04)$$

Ereignisse aus der Hadron-Misidentifikation.

Insgesamt erhält man 1.24 ± 0.04 Untergrundereignisse.

Die Untergrundkonstante

$$C_{B.G.} = \frac{N - N_{B.G.}}{N} \quad (N = 13)$$

ist somit

$$C_{B.G.} = 0.905 \pm 0.003.$$

Das Impulsspektrum ergibt sich aus

$$\frac{d\sigma}{dp_i} = C_{B.G.} \cdot k_e \cdot \frac{1}{\eta_i} N_i$$

mit

- η_i = Ansprechwahrscheinlichkeit des Reichweitendetektors im jeweiligen Impulsintervall ($\eta_i = \eta_i(\text{Reichweitekammer} \times 0.66 \text{ für } p_\mu \leq 0.9 \text{ GeV/c}$)
- N_i = Anzahl der μe -Ereignisse im jeweiligen Impulsintervall.

Abb. 23 zeigt das Impulsspektrum $\frac{d\sigma}{dp_\mu}$. Ebenfalls eingezeichnet ist der für V-A- bzw. V+A-Kopplung erwartete Verlauf. Aufgrund der großen statistischen Fehler läßt sich keine Entscheidung über die Kopplungsart fällen.

3.3.2. Wirkungsquerschnitt und Verzweigungsverhältnisse

Der totale sichtbare Wirkungsquerschnitt ist

$$\sigma_{vis} = \int_{p \geq 0.7} \frac{d\sigma}{dp} dp = (0.121 \pm 0.033) \text{ nb}.$$

σ_{vis} gibt den Wirkungsquerschnitt für den Anteil der μe -Ereignisse an, deren Myonen einen Impuls größer als 0.7 GeV/c haben:

$$\xi = \frac{\sigma_{vis}}{\sigma_{tot}} = \frac{\int_{p \geq 0.7}^{p_{max}} \frac{d\sigma}{dp} dp}{\int_0^{p_{max}} \frac{d\sigma}{dp} dp}.$$

Zur Bestimmung der Größe ξ müssen theoretischen Annahmen über die Impulsverteilung gemacht werden. Die bisherigen Ergebnisse lassen sowohl V-A- als auch V+A-Kopplung zu.

Nach Pi und Sanda wird das Impulsspektrum (vgl. Anhang A4) der Myonen im DASP-Detektor für V-A- und V+A-Wechselwirkung mit einem Monte-Carlo-Verfahren berechnet /29/. Man erhält

Kopplung	Impulsschnitt	ξ
V - A	$p \geq 0.7 \text{ GeV/c}$	0.527
	$p \geq 1.0 \text{ GeV/c}$	0.271
V + A	$p \geq 0.7 \text{ GeV/c}$	0.406
	$p \geq 1.0 \text{ GeV/c}$	0.117

Dabei wurde vorausgesetzt, daß

$$m_{\tau} = 1.78 \text{ GeV}$$

$$m_{\nu_{\tau}} = 0 \text{ ist (vgl. /12/).}$$

Somit erhält man

$$\sigma_{\text{tot}}^{V-A}(e^+e^- \rightarrow \mu e) = (0.229 \pm 0.06) \text{ nb}$$

$$\sigma_{\text{tot}}^{V+A}(e^+e^- \rightarrow \mu e) = (0.298 \pm 0.08) \text{ nb.}$$

In /12/ wird mit Hilfe des Verlaufs des τ -Erzeugungswirkungsquerschnitts $\sigma_{\tau\tau}$ mit der Energie gezeigt, daß das τ ein punktförmiges Fermion ist.

$\sigma_{\tau\tau}$ ist gegeben durch

$$\sigma_{\tau\tau} = \sigma_{\mu\mu} \cdot \frac{\beta(3-\beta^2)}{2}$$

Dabei ist $\sigma_{\mu\mu} = \frac{86.6}{s} \text{ nb}$ der Paarwirkungsquerschnitt für Myonen, β die Geschwindigkeit des τ im Laborsystem und $s = 4 E^2$ (E = Strahlenergie). Gemäß der Luminositätsverteilung über \sqrt{s} ergibt sich als mittlerer $\tau\tau$ -Wirkungsquerschnitt

$$\langle \sigma_{\tau\tau} \rangle = \frac{\int L \sigma_{\tau\tau} dE}{\int L dE} = 3.51 \text{ nb,}$$

mit $E = \sqrt{s}/2$, $m_{\tau} = 1.78 \text{ GeV}$ und $m_{\nu_{\tau}} = 0$.

Es gilt die Beziehung

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu e) = 2 B_e \cdot B_{\mu} \cdot \langle \sigma_{\tau\tau} \rangle.$$

B_e und B_{μ} sind die Verzweigungsverhältnisse des τ in ein Elektron bzw. Myon:

$$B_l = \frac{\Gamma(\tau \rightarrow l \nu_l \nu_{\tau})}{\Gamma(\tau \rightarrow \text{alles})} \quad 1 = \mu, e$$

Γ = Zerfallsbreite.

Damit erhält man

$$B_e \cdot B_{\mu} = \begin{cases} 0.0326 \pm 0.009 & \text{für V-A-Kopplung} \\ 0.0424 \pm 0.011 & \text{für V+A-Kopplung.} \end{cases}$$

Unter der Annahme der μe -Universalität ($B_e \approx B_{\mu}$) (vgl. Kap. 3.4) ergibt sich

$$B_e = B_{\mu} = \begin{cases} 0.181 \pm 0.025 & \text{für V-A-Kopplung} \\ 0.206 \pm 0.027 & \text{für V+A-Kopplung.} \end{cases}$$

Dieses Ergebnis wurde u.a. in /12/ veröffentlicht.

3.4. 2-Spur-Ereignisse mit einem nichtschauernden Teilchen

Als zweiter 2-Spur-Kanal wird der Prozeß

$$e^+e^- \rightarrow \mu^{\pm} T^{\pm} N \gamma \quad N \geq 0$$

untersucht, wobei T ein nichtschauerndes, geladenes Teilchen ist. Folgende τ -Zerfallskanäle können zu diesem Endzustand führen:

$e^+e^- \rightarrow \tau\tau \rightarrow$	N
$(\mu \nu_{\mu} \nu_{\tau}) + (\mu \nu_{\mu} \nu_{\tau})$	0
$(\mu \nu_{\mu} \nu_{\tau}) + (\pi^{\pm} \nu_{\tau})$	0
$(\mu \nu_{\mu} \nu_{\tau}) + (K^{\pm} \nu_{\tau})$	0
$(\mu \nu_{\mu} \nu_{\tau}) + (\rho^{\pm} \nu_{\tau})$	2
$(\mu \nu_{\mu} \nu_{\tau}) + (K^{*+} \nu_{\tau})$	2
$(\mu \nu_{\mu} \nu_{\tau}) + (A_1^{\pm} \nu_{\tau})$	4

Nach Abzug der $\mu\mu\gamma$ -Ereignisse ergeben sich folgende Photon-Multiplizitäten für die 2-Spur-Ereignisse:

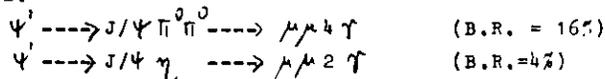
$\sqrt{s} = 3.6 \text{ GeV}$ $\sqrt{s} = 3.7 \text{ GeV}$ $\sqrt{s} \geq 3.99 \text{ GeV}$
 $L = 622 \text{ nb}^{-1}$ $L = 1349 \text{ nb}^{-1}$ $L = 6979 \text{ nb}^{-1}$

N_{γ}	Ereigniszahl	Ereigniszahl	Ereigniszahl
0	0	1	15
1	1	14	9
2	1	24	8
3	0	14	3
4	0	5	0

Anhand dieser Verteilungen ist folgendes ersichtlich:

- Obwohl die genomene Luminosität oberhalb 4 GeV Schwerpunktsenergie um den Faktor 5 größer ist als im Ψ' -Bereich, gibt es im Ψ' -Bereich signifikant mehr Ereignisse mit Photonen
- aufgrund des Faktors 5 würde man im Ψ' -Bereich 3 ± 1.7 2-Spur-Ereignisse ohne Photonen erwarten.

Die hohe Photon-Multiplizität bei $\sqrt{s} = 3.7 \text{ GeV}$ weist darauf hin, daß bei der Analyse nicht alle Kaskadenzerfälle des Ψ' , wie z.B.



herausgefiltert werden.

Da eine Abschätzung dieser Untergrundprozesse sehr schwierig ist, werden in folgenden auf die 1349 nb^{-1} bei Ψ' verzichtet, um einen sauberen Datensatz zu gewährleisten.

Abb. 24 zeigt die 2-Spur-Ereignisse als Funktion des Myonimpulses. Abb. 25 a und 25 b zeigen einen Vergleich der Impulsverteilungen der Ereignisse mit einem Photon bzw. der $\mu\mu\gamma$ -Ereignisse.

3.4.1. Wirkungsquerschnitte und Verzweigungsverhältnisse:

Der effektive Wirkungsquerschnitt ist gegeben durch

$$\sigma_{\text{eff}} = \frac{N}{2 L A_{\mu}} F_1 \cdot F_2 \cdot F_3 = \sqrt{\frac{B_{\mu}}{B_{ns}}} \frac{A_{ns}}{A_{\mu}}$$

mit

- F_i als schon erwähnte Korrekturfaktoren,
- N ist die auf den Untergrund korrigierte Ereigniszahl,
- A_{μ} steht für die Myon-Akzeptanz und
- A_{ns} für die Akzeptanz für ein nichtschauerndes Teilchen,
- L ist die genomene Luminosität und
- B_{μ}, B_{ns} sind die Verzweigungsverhältnisse in Myonen bzw. nichtschauernde Teilchen.

Untergrund:

Bei der Untergrundbestimmung werden zwei Impulsbereiche unterschieden (vgl. Bemerkungen über Charm in Kap. 3.2.3):

- a) $0.7 \text{ GeV}/c \leq p \leq 1.0 \text{ GeV}/c$:

Von den gemessenen 10 Ereignissen müssen folgende

Untergrundereignisse subtrahiert werden:

Hadronmisidentifikation im Außendetektor	2.5
(diese Zahl wurde mit den inklusiven Pion-Ereignissen mit einer zusätzlichen nichtschauernden Spur gewonnen /37/)	
$\mu\mu ee$ -Ereignisse	3.9
Charm-Zerfälle	1.0 ± 0.5

Insgesamt hat man also 7.5 ± 0.5 Untergrundereignisse.

Das Signal (2 ± 0.5) führt zu großen statistischen Fehlern. Aus diesem Grund wird bei der Analyse der 2-Spur- und Mehr-Spur-Ereignisse bei $1 \text{ GeV}/c$ Impuls geschnitten. Der Charm-Untergrund ist oberhalb $1 \text{ GeV}/c$ vernachlässigbar, der $\mu\mu ee$ -Wirkungsquerschnitt nimmt stark ab und die Transmissionswahrscheinlichkeit für Pionen wird -relativ gesehen- auch geringer.

- b) $p \geq 1 \text{ GeV}/c$:

Die Untergrundraten sind hier

Hadronmisidentifikation im Außendetektor	1.65
$\mu\mu ee$ -Prozesse	1.64
$\mu\mu\gamma\gamma$ -Prozesse	0.4

Insgesamt ist die Ereignisrate

$$N = 25 - 3.69 = 21.3 \pm 5.$$

Der effektive Wirkungsquerschnitt für $p_\mu \geq 1 \text{ GeV/c}$ ergibt sich zu

$$\sigma_{\text{eff}} = (37 \pm 7) \text{ pb.}$$

Zum Vergleich mit $\sigma_{e\mu}$ müssen zwei Korrekturen angebracht werden:

Den Wirkungsquerschnitt für $p_\mu \geq 1 \text{ GeV/c}$ erhält man aus

$$\sigma_{\text{vis}}(e^+e^- \rightarrow \mu^+T^-N) = 2 \sigma_{\text{eff}}/A_{\text{ns}} = (148 \pm 14) \text{ pb.}$$

Den totalen Wirkungsquerschnitt erhält man, wenn auf den Impulschnitt korrigiert wird:

$$\sigma_{\text{total}} = \begin{cases} (0.546 \pm 0.05) \text{ nb} & \text{für V-A} \\ (0.836 \pm 0.08) \text{ nb} & \text{für V+A} \end{cases}$$

Der totale Wirkungsquerschnitt für die Myon-Produktion aus dem τ -Zerfall mit einem nichtschauenden Teilchen ist um den Faktor (2.4 ± 0.6) bzw. (2.8 ± 0.9) größer als der μe -Wirkungsquerschnitt.

Wegen der Beziehungen

$$\text{und} \quad \begin{aligned} \sigma_{\mu e} &= 2 \sigma_{\tau\tau} B_e B_\mu \\ \sigma_{\mu\text{ns}} &= 2 \sigma_{\tau\tau} B_{\text{ns}} B_\mu \end{aligned} \quad \text{folgt daraus}$$

$$\frac{B_{\text{ns}}}{B_e} = \begin{cases} (2.4 \pm 0.6) & \text{für V-A-Kopplung} \\ (2.8 \pm 0.9) & \text{für V+A-Kopplung} \end{cases}$$

Unter der Annahme der μe -Universalität (d.h. $B_e \approx B_\mu$) erhält man

$$B_{\text{ns}} = \begin{cases} 0.43 \pm 0.12 & \text{für V-A} \\ 0.58 \pm 0.20 & \text{für V+A} \end{cases}$$

Mit Hilfe von B_{ns} kann das Verzweungsverhältnis des τ in ein Hadron berechnet werden

$$B_{1h} = \frac{\Gamma(\tau \rightarrow h^+ + \nu_\tau + N \bar{\nu})}{\Gamma(\tau \rightarrow \text{alles})}$$

Es gilt

$$B_{1h} = B_{\text{ns}} - B_\mu$$

Also erhält man

$$B_{1h} = \begin{cases} 0.25 \pm 0.12 & \text{für V-A-Wechselwirkung} \\ 0.37 \pm 0.20 & \text{für V+A-Kopplung} \end{cases}$$

Unter der Annahme der μe -Universalität ergibt sich daraus das Verzweungsverhältnis in 3 (und mehr) Hadronen aus der Beziehung

$$\begin{aligned} B_\mu + B_e + B_{1h} + B_{3h} &= 1 \\ B_{3h} &= \begin{cases} 0.39 \pm 0.13 & \text{für V-A} \\ 0.22 \pm 0.20 & \text{für V+A} \end{cases} \end{aligned}$$

In der folgenden Tabelle 13 sind die Verzweungsverhältnisse aus der 2-Spur-Analyse noch einmal angegeben. Sie werden verglichen mit den Werten aus der Analyse der inklusiven Elektron-Daten /12/.

Tabelle 13:

Methode	theoretische Annahme	B_{1h}	B_{3h}
μ - inklusiv	V - A	0.25 ± 0.12	0.39 ± 0.13
	V + A	0.37 ± 0.20	0.22 ± 0.20
e - inklusiv	V - A	0.29 ± 0.11	0.35 ± 0.11
	V + A	0.21 ± 0.10	0.38 ± 0.11

Die unterschiedlichen Werte und Fehler kommen durch das unterschiedliche Vorgehen zustande.

Bei der Elektron-inklusive-Analyse wird B_{ns} aus der Anpassung des theoretischen Verlaufs des τ -Wirkungsquerschnitts mit der Energie an die experimentellen Daten gewonnen:

$$\sigma_{e,\text{ns}} = 2 \sigma_{\tau\tau} B_{\text{ns}} B_e$$

Bei der Myon-inklusive-Analyse ist das wegen der zu geringen Statistik nicht möglich, so daß der oben beschriebene Weg eingeschlagen wurde. B_{1h} und B_{3h} hängen jedoch empfindlich von B_{ns} ab.

Innerhalb der Fehler besteht gute Übereinstimmung.

3.4.2. Das Verhältnis $B_\mu : B_e$

Die Ereignisrate $N_{\mu,ns}$ ist gegeben durch

$$N_{\mu,ns} = 2 \sqrt{\tau} B_\mu B_{ns} A_\mu A_{ns}$$

Analog erhält man für die inklusiven Elektronen

$$N_{e,ns} = 2 \sqrt{\tau} B_e B_{ns} A_e A_{ns}$$

Das heißt

$$\frac{B_\mu}{B_e} = \frac{A_e N_{\mu,ns}}{A_\mu N_{e,ns}}$$

Die in /12 / beschriebene Analyse liefert für die Elektron-Daten

$$N_{e,ns} = 18.5 \pm 4.6 \quad \text{mit } A_e = 0.036$$

Für die Myonen erhält man $(21,3 \pm 5)$ Ereignisse mit einer mittleren Myon-Akzeptanz $\langle A_\mu \rangle = 0.045$.

Daraus ergibt sich

$$B_\mu : B_e = 0.92 \pm 0.32$$

Der systematische Fehler ist 0.07, d.h. wesentlich kleiner als der statistische.

Dieses Ergebnis ist mit der These der μ e-Universalität verträglich, die besagt, daß Myon und Elektron mit gleicher Stärke an das W koppeln.

Unter Berücksichtigung der Massendifferenz zum Elektron ergibt sich als theoretischer Wert

$$B_\mu : B_e = 0.97$$

Aufgrund des gemessenen Verhältnisses können Schlüsse bezüglich der Natur des τ gezogen werden:

Es gibt 3 Möglichkeiten, dem τ eine Leptonenzahl zuzuordnen.

Man bezeichnet das τ als

1. sequentielles Lepton, wenn es eine eigene Leptonenzahl hat,

2. Ortholepton, wenn das τ^- die selbe Leptonenzahl hat wie das e^- oder μ^- ,

3. Paralepton, wenn das τ^- die selbe Leptonenzahl hat wie das e^+ oder μ^+ .

Während für die Zerfälle des sequentiellen und Ortholeptons theoretisch μ e-Universalität gefordert wird, würde für ein Paraelektron oder Paramyon das Verhältnis $B_\mu : B_e$ im einfachsten Fall 1/2 bzw. 2 sein /38/.

Die Paralepton-Hypothese erscheint für das τ unwahrscheinlich zu sein.

Das Ergebnis ist unabhängig davon, ob die Kopplung V-A oder V+A ist, da es sich aus experimentellen Daten ohne Annahmen über die Form des Impulsspektrums direkt bestimmen läßt.

3.5 Mehr-Spur-Ereignisse

Eine weitere Methode zur Bestimmung der τ -Verzweigungsverhältnisse in ein bzw. drei und mehr Hadronen liefert die Analyse der Mehr-Spur-Ereignisse:

$$e^+e^- \rightarrow \mu^\pm + \geq 2 T^\mp + N \eta$$

mit $N_T \geq 0$ und mindestens einem geladenen, nichtschauernden Teilchen T.

Berechnet man nämlich den effektiven Wirkungsquerschnitt

$$\sigma_{\text{eff}} = \sqrt{\tau} B_\mu B_{3h} A_{3h}$$

mit

B_{3h} : Verzweigungsverhältnis in ≥ 3 Hadronen
(die Ladungserhaltung fordert insgesamt ≥ 4 geladene Teilchen im Endzustand)

A_{3h} : Akzeptanz für 3 geladene Teilchen im Innendetektor

so erhält man mit den 2-Spur-Ereignissen das Verhältnis

$$\frac{\sigma_{\text{eff}}^{4\text{-Sp}}}{\sigma_{\text{eff}}^{2\text{-Sp}}} = \frac{\sqrt{\Gamma} B_{\mu} B_{3h} A_{3h}}{\sqrt{\Gamma} B_{\mu} B_{ns} A_{ns}} = \frac{A_{3h} B_{3h}}{(B_{\mu} + B_{1h}) A_{ns}}$$

Ist dieses Verhältnis bekannt, können mit der Beziehung

$$B_{1h} + B_{3h} + B_e + B_{\mu} = 1$$

die Verzweungsverhältnisse B_{1h} und B_{3h} bestimmt werden.

3.5.1. Impulsspektrum und Wirkungsquerschnitt:

Abb. 26 zeigt die Mehr-Spur-Ereignisse als Funktion des Myon-Impulses. Oberhalb des schon erwähnten Impulsschnittes bei $p_{\mu} = 1$ GeV/c sind rechtsschraffiert die Ereignisse ohne Photonen und linksschraffiert die Ereignisse mit einem Photon angegeben.

Untergrund:

Oberhalb 1 GeV/c Teilchenimpuls ist der Untergrund durch Charm-Zerfälle und Q.E.D.-Prozesse bei Mehr-Spur-Ereignissen vernachlässigbar.

Die Hadron-Misidentifikation im Außendetektor liefert 9,7 von 16 Ereignissen. Dieser Untergrund wurde mit den Mehr-Spur-Ereignissen der Pion-inklusiv-Analyse bestimmt.

Daraus ergibt sich der effektive Wirkungsquerschnitt

zu

$$\sigma_{\text{eff}} = \frac{N}{2 L A_{\mu}} F_1 F_2 F_3 = (11 \pm 3) \text{ pb} .$$

3.5.2. Verzweungsverhältnisse:

Unter der Annahme, daß alle verbleibenden 6,3 Ereignisse oberhalb 1 GeV/c Myon-Impuls aus dem τ -Zerfall stammen, erhält man somit

$$\frac{\sigma_{\text{eff}}^{4\text{-Sp}}}{\sigma_{\text{eff}}^{2\text{-Sp}}} = \frac{B_{3h} A_{3h}}{(B_{\mu} + B_{1h}) A_{ns}} = 0,3 \pm 0,1 .$$

Nach /39/ ist die Akzeptanz für 3 geladene Teilchen

$$A_{3h} = 0,73 .$$

und für ein nichtschauernes Teilchen ergibt sich

$$A_{ns} = 0,501 \pm 0,001 \quad (\text{vgl. Kap. 3.1.2}).$$

Damit erhält man

$$\frac{B_{3h}}{B_{\mu} + B_{1h}} = 0,21 \pm 0,07$$

und mit $B_{1h} + B_{3h} + 2 B_{\mu} = 1$ ergibt sich

$$B_{1h} = \frac{1 - 2 B_{\mu} - (0,21 \pm 0,07) B_{\mu}}{1 + (0,21 \pm 0,07)}$$

Da für das Verzweungsverhältnis B_{μ} Annahmen über die Kopplung gemacht werden müssen, erhält man auch hier unterschiedliche Werte:

a) V - A: Es gilt $B_{\mu} = (0,181 \pm 0,025)$.

Daraus erhält man

$$B_{1h} = (0,5 \pm 0,05)$$

$$B_{3h} = (0,14 \pm 0,07) .$$

b) V + A: Hier ist $B_{\mu} = (0,206 \pm 0,027)$

und es ergibt sich

$$B_{1h} = (0,45 \pm 0,05)$$

$$B_{3h} = (0,14 \pm 0,07).$$

In Tabelle 14 sind die Werte aus beiden Analysen (2-Spur- bzw. Mehr-Spur-Analyse) noch einmal angegeben. Zum Vergleich sind die Verzweungsverhältnisse aus anderen Experimenten ebenfalls aufgeführt:

Tabelle 14:

Experiment	Methode	Kopplung	B _{1h}	B _{3h}
DASP	μ-inklusiv	V - A	0.25 ± 0.12	0.39 ± 0.13
		V + A	0.37 ± 0.20	0.22 ± 0.20
	Mehr-Spur	V - A	0.50 ± 0.05	0.14 ± 0.07
		V + A	0.45 ± 0.05	0.14 ± 0.07
DASP	e-inklusiv	V - A	0.29 ± 0.11	0.35 ± 0.11
		V + A	0.21 ± 0.10	0.38 ± 0.11
PLUTO	μ-inklusiv		0.3 - 0.4	0.3 ± 0.1

*)

Innerhalb der Fehlergrenzen sind alle Messungen bei der 2-Spur-Analyse miteinander verträglich.

Wegen der starken Korrelation der Verzweigungsverhältnisse B_{1h}, B_{3h} und B_μ werden die Fehler in der Mehrspur-Analyse so klein, daß die Ergebnisse trotz geringer Statistik nicht in die Wertebereiche der 2-Spur-Analyse fallen.

3.6 Diskussion der Ergebnisse:

Am Doppelarmspektrometer DASP sind neben den oben untersuchten Endzuständen

$$e^+ e^- \rightarrow \mu^\pm + X$$

ebenfalls Reaktionen des Typs

$$e^+ e^- \rightarrow e^\pm + X$$

beobachtet worden (s. dazu /12/).

+) Neuere Ergebnisse des DELCO-Experiments /53/ liefern

$$B_{3h} = (0.32 \pm 0.03).$$

Aus den Daten der Elektron-Inklusiv-Analyse können folgende Ergebnisse abgeleitet werden:

1. Das Elektronenspektrum, das bis zu einem Abschneideimpuls von p₀ = 0.2 GeV/c herunterreicht, ist weder mit dem "weichen" Spektrum aus den Zerfällen von Charm-Mesonen, noch mit dem "harten" Spektrum eines 2-Körper-Zerfalles

$$M^- \rightarrow e^- + \nu_e$$

verträglich.

2. Auf der Ψ'-Resonanz werden 9 Ereignisse des Typs

$$e^+ e^- \rightarrow e^\pm + T^\pm + N\gamma \quad N_\gamma \leq 3$$

mit Impulsen zwischen 0.4 GeV/c und 0.9 GeV/c nachgewiesen.

Das Spektrum ist mit dem des τ-Zerfalls verträglich. Da das Ψ' unterhalb der Charm-Schwelle liegt, ist eindeutig bewiesen, daß das τ nicht mit der Produktion von Charm-Mesonen im Zusammenhang steht, sondern ein neues Teilchen darstellt.

Aufgrund des Schwellenverhaltens des Wirkungsquerschnitts für die τ-Produktion als Funktion der Energie

$$\sigma_{\tau\bar{\tau}} = \frac{1}{2} \sigma_{\mu\mu} \beta (3 - \beta^2)$$

kann durch den Meßpunkt bei $\sqrt{s} = 3.684$ GeV die Masse des τ genau bestimmt werden:

$$m_\tau = (1.807 \pm 0.02) \text{ GeV.}$$

Der Verlauf des Wirkungsquerschnitts mit der Energie ist nur verträglich mit der Annahme eines Teilchens mit dem Spin J = 1/2 (vgl. auch /9,40/).

Damit ist gezeigt, daß das τ ein punktförmiges Fermion ist, d.h. nicht verträglich ist mit dem hypothetischen Higgs-Boson aus der Eichtheorie.

3. Sowohl für V-A- als auch für V+A-Kopplung der Ströme erhält man mit der gemessenen τ-Masse von (1.807 ± 0.02) GeV eine vernünftige Anpassung an das Impulsspektrum der Elektronen. Die Masse des zugeordneten Neutrinos ergibt sich zu

$$m_{\nu_\tau} < 740 \text{ MeV für V-A (90\% C.L.)}$$

$$m_{\nu_\tau} < 540 \text{ MeV für V+A (90\% C.L.)}$$

Die Analyse der Myonen führt zu folgenden Ergebnissen:

4. Das Verhältnis $B_\mu : B_e$ ist mit dem theoretischen Wert von 0.97 verträglich: $B_\mu : B_e = 0.92 \pm 0.32$, d.h., das Ergebnis ist konsistent mit μe -Universalität. Nimmt man μe -Universalität an, dann kann das τ nur ein Ortholepton oder ein sequentielles Lepton sein. Die Paralepton-Hypothese würde für das Verhältnis $B_\mu : B_e$ im einfachsten Fall die Werte 1/2 oder 2 liefern.
5. Die Verzweigungsverhältnisse in Leptonen und Hadronen sind verträglich mit den theoretischen Vorhersagen für ein sequentielles Lepton. Sie stimmen innerhalb der Fehlergrenzen mit früheren Experimenten überein.

In der Tabelle 15 sind nochmals alle Eigenschaften des τ aus diesem Experiment zusammengefaßt:

Tabelle 15:

Wert	Größe	Annahme	Folgerung
Masse m_τ	$(1.807 \pm 0.02) \text{ GeV}$		$\tau \neq \text{Charm}$
Spin J	1/2		$\tau \neq \text{Higgs-Boson}$
m_{ν_τ}	$< 0.74 \text{ GeV}$	V - A	τ instabil
	$< 0.54 \text{ GeV}$	V + A	
$B_\mu : B_e$	0.92 ± 0.32		$\tau \neq \text{Paralepton}$
$B_e = B_\mu$	0.18 ± 0.02	V - A	sequentielles Lepton
	0.20 ± 0.02	V + A	
B_{1h}	0.25 ± 0.12	V - A	ist die bevorzugte Hypothese
	0.37 ± 0.20	V + A	
B_{3h}	0.39 ± 0.13	V - A	
	0.22 ± 0.20	V + A	

4. Zusammenfassung

Mit dem Doppelarmspektrometer DASP am DESY-Elektron-Positron-Speicherring DORIS wurde bei der e^+e^- -Vernichtung oberhalb 3.6 GeV Schwerpunktsenergie in den Endzuständen ein Überschuß an inklusiven Leptonen gemessen, der sich weder durch konventionelle Quellen noch durch Untergrund allein erklären läßt.

Die Analyse der inklusiven Elektronen führte zu den folgenden Ergebnissen /12/:

Oberhalb 3.6 GeV Schwerpunktsenergie werden neuartige punktförmige Fermionen (τ) paarweise erzeugt. Die Masse des τ ist

$$m_\tau = (1.807 \pm 0.02) \text{ GeV.}$$

Die vorliegenden Daten können sowohl mit V-A- als auch V+A-Wechselwirkung der Ströme beschrieben werden.

Ordnet man im Modell des sequentiellen Leptons dem τ ein eigenes Neutrino zu, so erhält man als obere Grenze (90% C.L.) für dessen Masse

$$m_{\nu_\tau} < 0.74 \text{ GeV} \quad \text{für V - A}$$

$$\text{und} \quad m_{\nu_\tau} < 0.54 \text{ GeV} \quad \text{für V + A .}$$

Aus der Analyse der inklusiven Myonen erhält man folgende Ergebnisse:

Das gemessene Verhältnis $B_\mu : B_e = 0.92 \pm 0.32$ ist verträglich mit μe -Universalität und bevorzugt die Hypothese, daß das τ ein sequentielles Lepton oder ein Ortholepton ist.

Die gemessenen Verzweigungsverhältnisse

$$B_e = B_\mu = 0.18 \pm 0.02 \quad (0.20 \pm 0.02)$$

$$B_{1h} = 0.25 \pm 0.12 \quad (0.37 \pm 0.20)$$

$$B_{3h} = 0.39 \pm 0.13 \quad (0.22 \pm 0.20)$$

sind verträglich mit den theoretischen Vorhersagen für ein sequentielles Lepton. Die Ortholepton-Hypothese kann jedoch nicht ausgeschlossen werden.

Wegen des hohen Abschneideimpulses $p_{\mu} \geq 0.7$ GeV/c und der geringen Statistik ist auch bei dieser Analyse eine eindeutige Identifikation der Zerfallsstruktur (V-A oder V+A) nicht möglich.

Anhang A1: Spurerkennung im Außendetektor

Zur Spurerkennung im Außendetektor wird verlangt, daß die Funken von mindestens 3 der 5 Funkenkammern pro Arm in der x-z-Ebene (z-Projektion) und in der x-y-Ebene (y-Projektion) auf einer Geraden liegen.

Als Referenzgerade wird jeweils die Verbindung von den beiden Funken der am weitesten auseinanderstehenden Funkenkammern gewählt und um diese Gerade eine "Straße" von ± 2 cm (z-Projektion) bzw. ± 16 cm Breite (y-Projektion) gelegt. In mindestens einer Projektion wird nun der 3. Funke innerhalb der Straßenbreite gefordert.

Mit einer Anpassung nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate aller Funken innerhalb der Straße wird eine Gerade und die mittlere Abweichung der kleinsten Funkenabstände von dieser Geraden ermittelt. Ist diese Abweichung kleiner als 10% der halben Straßenbreite (0.2 cm bzw. 1.6 cm), ist die Rekonstruktion gelungen.

Ist die Abweichung bei 4 Funken größer als 5% der halben Straßenbreite, wird der Funke mit der größten Abweichung verworfen und eine neue Anpassung (mit 3 Funken) versucht.

Anhang A2: Impulsbestimmungsverfahren

Das Impulsbestimmungsverfahren /41/ läßt sich in 3 Schritten beschreiben:

1. Schritt:

Mit der in /21/ beschriebenen Methode wird ein angenäherter Impuls als Startwert ermittelt.

2. Schritt:

Jede Außenspur wird mit dem Startimpuls in den Innendetektor zurückgerechnet (Traceback-Spur). Dabei wird zwischen den Magnetfeldwerten (Gitterabstand 5 cm) quadratisch interpoliert. Der Impulswert wird solange iterativ verändert, bis die Traceback-Spur dem durch Bhabha-Streuung ermittelten Wechselwirkungspunkt in y auf ± 1 cm und in z auf ± 1 mm nahekommt.

Dann wird in einer ± 1 cm breiten Straße um diese Spur in der P3-Kammer ein Funke in der z-Projektion gesucht. Gibt es keinen z-P3-Funken, wird in den z-Ebenen der P2- bzw. P1-Kammer ein Funke innerhalb ± 1 cm gefordert.

3. Schritt:

Die Iteration des Impulswertes wird solange fortgesetzt, bis die neu berechnete Traceback-Spur dem Funken in der z-Projektion der P3-, P2- oder P1-Kammer auf ± 1 mm nahekommt.

Spuren, bei denen der Impuls durch die beschriebenen 3 Schritte bestimmt wird, erhalten einen sog. Link-Code 1; Spuren, die keine Innenspur haben und deren Impulse nur mit Hilfe des Wechselwirkungspunktes ermittelt werden, erhalten den Link-Code 3 oder 4.

Für diese Analyse werden nur Spuren mit Link-Code 1 verwandt. Diese Bedingung und das Ansprechvermögen der impulsbestimmenden Kammern führen zu einem sog. geometrischen Verlust von $3\% / 42\%$.

Anhang A3: Spurrekonstruktion im Innendetektor /43/

Im Innendetektor wird eine Spur geladen genannt wenn mindestens ein 1S-Zähler angesprochen hat, im anderen Fall heißt sie neutral.

Die Richtung von Photonen wird durch die geradlinige Verbindung des nominellen Wechselwirkungspunktes mit dem Konversionspunkt ermittelt. Der Konversionspunkt wird durch mindestens je ein angesprochenes Rohr in zwei Orientierungen einer Rohrkammer definiert.

Eine weitere Möglichkeit, Photonen zu identifizieren, ist bei Nichtansprechen der Rohrlagen die Definition sog. 6S-Spuren. Sie werden durch die geradlinige Verbindung zwischen dem Wechselwirkungspunkt und der Mitte eines angesprochenen Scintillanzählers (6S) festgelegt.

Zur weiteren Rekonstruktion geladener und neutraler Teilchen werden für die Rohrlagen gleicher Orientierung folgende Bedingungen gestellt:

1. Es müssen mindestens zwei der vier Rohrlagen Funken haben.
2. Ist der Lateralabstand dieser Funken bei zwei aufeinanderfolgenden Lagen größer als 40 mm, so wird durch die geradlinige Verbindung mit dem Wechselwirkungspunkt eine neue Spur definiert.
3. Zwei Funkenhaufen in einer Rohrlage werden verschiedenen Spuren zugeordnet, wenn dazwischen mindestens 3 Rohre nicht gesetzt sind.

Zum Abschluß werden die Funkenmuster der 3 (bzw. 2) Projektionen miteinander verglichen:

4. Eine Spur wird dann verworfen, wenn in mehr als 2 Rohrkammern nur Funken in einer Projektion existieren.

Spuren, deren Funkenmuster die o.g. Bedingungen erfüllen, werden als Rohrspur bezeichnet. Ein räumlicher Fit über alle Funken liefert die zugehörigen θ - und φ -Werte, unabhängig von der Lage des Wechselwirkungspunktes.

Als zweite Spurart werden bei der Rekonstruktion sog. Proportionalkammerspuren definiert. Für deren Berechnung stehen die Funkeninformationen aus den 3 horizontal, vertikal bzw. unter $12,3^\circ$ dazu geneigt gespannten Signaldrahtebenen der P1- und P2-Kammer zur Verfügung. Nach dem Aufsuchen der Spurprojektionen in der x-y- bzw. x-z-Ebene müssen die so ermittelten Spurrichtungen in ein Wechselwirkungsvolumen mit den Abmessungen $|z| < 15$ cm und $|y| < 3$ cm zeigen. Ein anschließender räumlicher Fit liefert den θ - und φ -Winkel der Spur.

Anhang A4: Zerfallsverteilungen des τ bei der e^+e^- -Vernichtung:

Pi und Sanda /24/ geben eine allgemeine Hamilton-Dichte H für den Prozeß $\tau \rightarrow e^+ \nu_e \nu_\tau$ an:

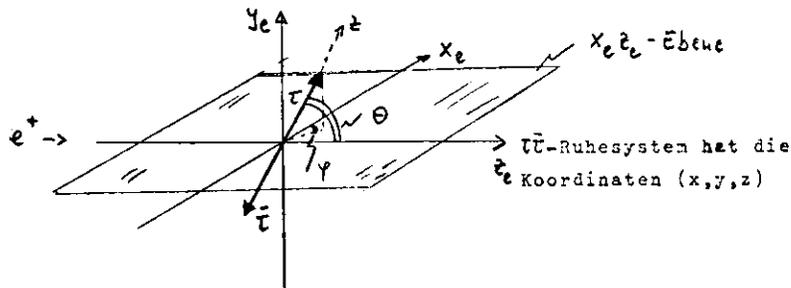
$$H = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_i \int d^3x \bar{\Psi}_i(x) O_i \Psi_\tau \bar{\Psi}_\nu(g_{L,i} O_i + g_{S,i} \gamma_5 O_i) \Psi_{\nu_e} + h.c.$$

Dabei berücksichtigt $O_i = 1, \gamma_5, \gamma_5 \gamma_\mu, \gamma_{\mu\nu}$ alle denkbaren Kopplungen (V, A, S, P, T).

$g_{1,i}$ sind die Kopplungskonstanten, $\Psi_i(x)$ die Wellenfunktionen der verschiedenen Leptonen.

Für die Berechnung des Wirkungsquerschnitts werden alle Leptonenmassen -mit Ausnahme der τ -Masse- vernachlässigt.

Es gelten folgenden Definitionen:



E : Strahlenergie

k_e : Elektronimpuls von τ -Zerfall im $\tau\bar{\tau}$ -System

k_μ : Myonimpuls vom τ -Zerfall im $\tau\bar{\tau}$ -System

k_x, k_y, k_z : Komponenten von k im $\tau\bar{\tau}$ -System

$$y_1 = 2 k_x / m_\tau$$

$$\eta = E / m_\tau$$

B_e : Verzweigungsverhältnis in Elektronen

B_μ : Verzweigungsverhältnis in Myonen

$$G(y, \rho) = 1 - y + \frac{2}{3} \rho \left(\frac{4}{3} y - 1 \right)$$

$$\rho = \frac{2}{3} \quad \xi = \frac{1}{3} \quad \delta = \frac{3}{4} \quad \text{für V - A - Kopplung}$$

$$\rho = 0 \quad \xi = 1 \quad \delta = 0 \quad \text{für V + A -Kopplung}$$

ρ heißt "Michel-Parameter".

Dann ist

$$x_e k_\mu \frac{d\sigma}{d^3k_e d^3k_\mu d\cos\theta d\varphi} = B_e \cdot B_\mu \cdot \frac{36 \alpha^2 \beta}{\pi^2 E^2 m_\tau^2} \times$$

$$\times \left\{ k_e k_\mu G(y_e, \rho_e) \cdot (1 + \cos^2\theta - \eta^{-2} \sin^2\theta) \right. \\ - \xi_e \xi_\mu G(y_e, \rho_e) G(y_\mu, \rho_\mu) [k_{e,z} k_{\mu,z} (1 + \cos^2\theta - \eta^{-2} \sin^2\theta) \\ - k_{e,y} k_{\mu,y} \beta^2 \sin^2\theta + k_{e,x} k_{\mu,x} (1 - \eta^{-2}) \sin^2\theta \\ \left. - (k_{e,x} k_{\mu,z} + k_{e,z} k_{\mu,x}) \eta^{-1} \sin 2\theta \right\}.$$

Die Energieverteilung der Leptonen $x_\mu = k'_\mu / E$ bzw. $x_e = k'_e / E$, mit k'_i als Leptonimpuls im Laborsystem, ergibt sich zu

$$\frac{d\sigma}{dx_e} = B_e B_\mu \cdot \frac{4\pi\alpha^2}{E^2} \left(1 + \frac{1}{2\eta^2}\right) K_2(x_e, \rho_e)$$

mit

$$K_2(x, \rho) = A_2(x) - A_3(x) + \frac{2}{3} \rho \left(\frac{4}{3} A_3(x) - A_2(x) \right)$$

und

$$A_n(x) = \frac{1}{n} \left[s \left(x - \frac{1-\beta}{2} \right) + s \left(\frac{1-\beta}{2} - x \right) \left(\frac{2x}{1-\beta} \right)^n - \left(\frac{2x}{1+\beta} \right)^n \right]$$

Dabei ist s die Stufenfunktion

$$s(x) = \begin{cases} 0 & \text{für } x < 0 \\ 1 & \text{für } x \geq 0 \end{cases}$$

Fujikawa und Kawamoto /25/ berechnen den leptonischen Zerfall des τ für eine endliche Neutrinomasse m_{ν_τ} :

$$\xi = \frac{m_{\nu_\tau}}{m_\tau} > 0.$$

Fujikawa und Kawamoto berechnen das Energiespektrum -in Gegensatz zu π und Sanda - nur mit einer Kombination aus Vektor- und Axialvektorkopplung. Die Lagrangedichte L ist

$$L = \frac{G}{\sqrt{2}} \bar{\nu}_\tau \gamma^\mu [\sin \alpha (1 - \gamma_5) + \cos \alpha (1 + \gamma_5)] \nu_\tau \bar{\nu}_e \gamma_\mu (1 - \gamma_5) e + L.c.$$

Die Grenzfälle sind

- a) reine V+A-Kopplung $\alpha = 0$
- b) reine V-A-Kopplung $\alpha = \frac{\pi}{2}$.

Sie erhalten

$$\frac{d\sigma}{dE_e} = \frac{1}{\beta} \left[F\left(1 - \frac{2x}{1+\beta}\right) - F(\xi^2) \right]$$

für $\frac{1-\xi^2}{2}(1-\beta) \leq x \leq \frac{1-\xi^2}{2}(1+\beta)$

$$x = \frac{2E_e}{W} \quad W = 2E_{\text{strahl}} \quad \beta = \sqrt{1 - \frac{4m_{\nu_\tau}^2}{W^2}}$$

und

$$\frac{d\sigma}{dE_e} = \frac{1}{\beta} \left[F\left(1 - \frac{2x}{1+\beta}\right) - F\left(1 - \frac{2x}{1-\beta}\right) \right]$$

für $0 \leq x \leq \frac{1-\xi^2}{2}(1+\beta)$

Dabei ist die Funktion F gegeben durch:

$$F(y) = \frac{2}{N} \left\{ \cos^2 \alpha \left[-2y^3 + 3(1+2\xi^2)y^2 - 6\xi^2(2+\xi^2)y + 6\xi^4 \ln y \right] \right. \\ \left. + \sin^2 \alpha \left[-\frac{2}{3}y^3 + \left(\frac{1+3\xi^2}{2}\right)y^2 + (1-3\xi^2)y + \xi^4(3-\xi^2) \ln y \right] \right. \\ \left. + \xi^4(3+\xi^2)/y - \xi^6/y^2 \right\} \\ \left. + \frac{\sin^2 \alpha}{2} \xi \left[3y^2 - 6(1+2\xi^2)y + 6\xi^2(2+\xi^2) \ln y + 6\xi^4/y \right] \right\}$$

mit

$$N = (1-\xi^4)(1-8\xi^2+\xi^4) - 24\xi^4 \ln \xi \\ + \sin^2 \alpha \left[-2\xi \left\{ (1-\xi^2)(1+10\xi^2+\xi^4) + 12\xi^2(1+\xi^2) \ln \xi \right\} \right].$$

Anhang A5: Multiplizitätsverfälschungen bei anomalen Myon-Ereignissen

Da der Detektor nicht den gesamten Raumwinkelbereich überdeckt, ist es möglich, daß geladene und neutrale Teilchen den Detektor ohne Nachweis verlassen. Diese Tatsache kann mit einem Monte-Carlo-Verfahren simuliert werden.

Ist

- N_n die Zahl der Ereignisse mit einem beobachteten Myon und n zusätzlich erzeugten geladenen Teilchen,
- $N_{n'}$ die Zahl der Ereignisse mit einem beobachteten Myon und n' im Detektor beobachteten zusätzlich geladenen Teilchen,

dann ist die Wahrscheinlichkeit $P(n \rightarrow n')$, daß von n erzeugten Teilchen nur n' beobachtet werden können, gegeben durch

$$P(n \rightarrow n') = (1 - \xi_G)^{n-n'} \xi_G^{n'} \binom{n}{n-n'} = \frac{n!}{(n-n')! n'!} (1 - \xi_G)^{n-n'} \xi_G^{n'}$$

d.h., die Zahl der Ereignisse mit n' zusätzlich geladenen Teilchen ist

$$N_{n'} = \sum_{n \geq n'} N_n \binom{n}{n-n'} (1 - \xi_G)^{n-n'} \xi_G^{n'}.$$

ξ_G ist die Nachweiswahrscheinlichkeit für ein geladenes Teilchen im DASP-Detektor, unter Berücksichtigung spezieller Scannete.

Ist nun

- $N_{n,m}$ die Zahl der Ereignisse mit n geladenen Teilchen und m Photonen im Endzustand, die erzeugt werden,
- $N_{n',m'}$ die Zahl der mit n' geladenen und m' Photonen beobachteten Ereignisse,

dann ist die Verknüpfung zwischen beobachteten und erzeugten Multiplizitäten gegeben durch

$$N_{n',m'} = \sum_{n,m} \binom{n}{n-n'} \binom{m}{m-m'} \xi_G^{n'} (1 - \xi_G)^{n-n'} \xi_\gamma^{m'} (1 - \xi_\gamma)^{m-m'} N_{n,m}$$

ξ_γ ist die Nachweiswahrscheinlichkeit für Photonen.

Es gilt hier $\xi_\gamma = 0.7$, $\xi_G = 0.5$ für nichtschauernde Teilchen und $\xi_G = 0.477$ für Elektronen.

Anhang A6: Monte-Carlo-Programm zur Erzeugung von $\mu\mu$ -Zuständen

Mit dem Monte-Carlo-Programm soll festgestellt werden, wieviele Ereignisse des Typs $e^+e^- \rightarrow \mu\mu$ bei der gegebenen Luminosität erzeugt werden, die anomale Myon-Ereignisse wie

$$\begin{aligned} e^+e^- &\rightarrow \mu e \\ e^+e^- &\rightarrow \mu\mu \end{aligned}$$

simulieren /44/.

Dazu werden zunächst an Wechselwirkungspunkt einlaufende Elektronen und Positronen mit Strahlenergien erzeugt, die der Luminositätsverteilung entsprechen. Elektronen und Positronen werden unter den Winkeln $\Theta_{1,2}$ gestreut und emittieren jeder ein Photon mit den Energien $\omega_{1,2}$.

Der Fluß der Photonen $N(\omega_1, \Theta_1)$, $N(\omega_2, \Theta_2)$ ist gegeben durch

$$N(\omega, \Theta) = \frac{\alpha}{\pi} \frac{2\omega^2 E'}{E} \left(\frac{1}{Q^2} \right)^2 \left\{ -\frac{1}{2} Q^2 + \frac{E^2 E'^2}{4K^2} \sin^2 \Theta \right\}$$

Mit $Q^2 \approx -2 \cdot E \cdot E' \left[1 - \cos \Theta \left(1 - \frac{m_e^2}{2E^2} \left(\frac{E^2 - E'^2}{E'^2} \right) \right) \right] + 2m_e^2$

und $|\vec{k}^2| = \omega^2 - q^2$

erhält man für den Photonenfluß:

$$N(\omega, \Theta) = \frac{\alpha}{2\pi} \frac{[1 + (1 - \frac{\omega}{E})^2]}{\frac{\omega}{E} \left[1 - \cos \Theta + \frac{m_e^2}{2E^2} \left(\frac{\omega}{\omega - E} \right)^2 \right]}$$

Für eine feste effektive Masse des $\gamma\gamma$ -Systems $\sqrt{s_{\gamma\gamma}}$ erhält man dann

$$\begin{aligned} \frac{\sigma(ee \rightarrow eeX)}{\sigma(\gamma\gamma \rightarrow X)} &= \int \frac{(\alpha/\pi)^2}{2 \frac{\omega_1}{E_1} \sqrt{\frac{\omega_1}{E_1} \frac{\omega_2}{E_2}}} \left[1 + \left(1 - \frac{\omega_1}{E_1} \right)^2 \right] \left[1 + \left(1 - \frac{\omega_2}{E_2} \right)^2 \right] \times \\ &\times \frac{1}{1 - \cos \Theta_1 + \frac{m_e^2}{2E^2} \left(\frac{\omega_1}{E - \omega_1} \right)^2} \times \frac{1}{1 - \cos \Theta_2 + \frac{m_e^2}{2E^2} \left(\frac{\omega_2}{E - \omega_2} \right)^2} \times \\ &\times \frac{d\omega_1}{E} \frac{d\omega_2}{E} d\cos \Theta_1 d\cos \Theta_2 \quad (\text{vgl. /45/}) \end{aligned}$$

Die unabhängige Integration über Θ_1, Θ_2 liefert mit der Substitution

$$w_{1,2} = 1 - \cos \Theta_{1,2} + \frac{m_e^2}{2E^2} \left(\frac{\omega_{1,2}}{E - \omega_{1,2}} \right)^2 \quad (*)$$

$$\int_{\Theta=0}^{\Theta=\pi} \frac{d\cos \Theta}{1 - \cos \Theta + \frac{m_e^2}{2E^2} \left(\frac{\omega}{E - \omega} \right)^2} = - \int_{w=a_0}^{w=1+a_0} \frac{dw}{w} = - \ln w = \ln \left(\frac{1}{w} \right)$$

mit $a_0 = \frac{m_e^2}{2E^2} \left(\frac{\omega}{E - \omega} \right)^2$

Eingesetzt erhält man für die Integration über $\Theta_{1,2}$ die Terme

$$\ln \left[\frac{4E^2}{m_e^2} \left(\frac{\omega_1 - E}{\omega_1} \right)^2 + 1 \right] \quad \text{und} \quad \ln \left[\frac{4E^2}{m_e^2} \left(\frac{\omega_2 - E}{\omega_2} \right)^2 + 1 \right]$$

Da $\frac{4E^2}{m_e^2} = 10^3$ ist für $E = 2,5$ GeV und

$$\frac{\omega - E}{\omega} \approx -1 \quad \text{für } \omega \neq 0 \text{ und } \omega \neq E$$

vereinfachen sich die Terme auf

$$2 \ln \left(\frac{E}{m_e} \right) \quad \text{und} \quad 2 \ln \left(-\frac{E}{m_e} \right), \quad \omega \neq 0, E$$

Dann ergibt sich

$$\begin{aligned} \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow e^+e^-X)}{\sigma(\gamma\gamma \rightarrow X)} &= \int \left(\frac{\alpha}{\pi} \right)^2 2 \ln \left(\frac{E}{m_e} \right)^2 \frac{[1 - (1 - \frac{\omega_1}{E - \omega_1})^2]}{\frac{\omega_1}{E_1} \sqrt{\frac{\omega_1}{E_1} \frac{\omega_2}{E_2}}} \times \\ &\times [1 - (1 - \frac{\omega_2}{E - \omega_2})^2] \cdot \frac{d\omega_1}{E} \frac{d\omega_2}{E} \end{aligned}$$

Die maximale Energie eines Photons ist die kinetische Energie des Elektrons, die minimale Energie ist die Ruheenergie

$$\begin{aligned} \omega_{\max} &= E - m_e \\ \omega_{\min} &= m_e \end{aligned}$$

Mit $\frac{d\omega_i}{\omega_i} = du_i$, d.h. $\omega_i = e^{u_i}$ setzt man daher

$$u_x = \ln (E - m_e)$$

$$u_{\min} = \ln (m_e)$$

$$u_i = u_{\min} + (u_x - u_{\min}) t \quad t \in [0,1]$$

t wird gewürfelt.

Im Anschluß daran wird das Integral über $\cos \theta_1$ und $\cos \theta_2$ gewürfelt, indem die Substitution $v = -\ln W$ (vgl. Gleichung (*) auf S. 73) durchgeführt wird:

$$v_{\min} = -\ln (2 + a_0)$$

$$v_{\max} = -\ln (a_0)$$

$$\text{und} \quad v = v_{\min} + (v_{\max} - v_{\min}) t \quad t \in [0,1]$$

wobei t gewürfelt wird.

Der Streuwinkel $\theta_{1,2}$ ergibt sich aus

$$\cos \theta_{1,2} = (1 + a_0) - e^{-v_{1,2}}$$

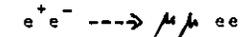
Damit können die Photonimpulse $p_{\gamma_1}, p_{\gamma_2}$ berechnet werden und daraus die Myonenergie W und Q^2 .

Die Winkelverteilung der Myonen G_{μ} erhält man aus

$$G_{\mu}(W, \theta_{\mu}) = 2 + 4 \left(1 - \frac{m_{\mu}^2}{W^2} \right) \frac{\left(1 - \frac{m_{\mu}^2}{W^2} \right) \sin^2 \theta_{\mu} \cos^2 \theta_{\mu} + \frac{m_{\mu}^2}{W^2}}{\left[1 - \left(1 - \frac{m_{\mu}^2}{W^2} \right) \cos^2 \theta_{\mu} \right]^2}$$

Nachdem so Richtungen und Impulse der Myonen und Elektronen bekannt sind, wird verlangt, daß ein Myon im Reichweitendetektor und ein Elektron im Innendetektor nachgewiesen wird.

Auf diese Weise erhält man das Impulsspektrum der Myonen für μe^- bzw. $\mu\mu$ -Ereignisse, die durch die Untergrundreaktion



nervorgerufen werden. Den bestimmten Wirkungsquerschnitten in Kapitel 3.2.2.2. liegen je 1.3 Millionen erzeugte Ereignisse zugrunde.

Literaturverzeichnis

/1/ J.D.Bjorken, S.L.Glashow, Phys.Lett.11 (1964),255

/2/ S.L.Glashow, J.Iliopoulos und L.Maiani, Phys.Rev.D2 (1970),1285

/3/ G.t'Hooft, Nucl.Phys. B35 (1971),167

/4/ S.L.Adler, Phys.Rev. 177 (1969), 2426

/5/ J.S.Bell und R.Jackiw, Nuovo Cimento 51 (1969),47

/6/ C.Bouchiat, J.Iliopoulos und P.Meyer, Phys.Lett. 38B (1972),519

/7/ M.L.Perl et al, Phys.Rev.Lett.35 (1975),1489

/8/ PLUTO-Kollaboration, J. Burnester et al, Phys.Lett. 63B (1977),297 und J. Burnester et al, Phys.Lett. 63B (1977),301

/9/ G.Feldman et al, Phys.Rev.Lett. 33 (1977),117

/10/ DASP-Kollaboration, R. Brandelik et al, Phys.Lett.70B (1977),125

/11/ DASP-Kollaboration, Stand 1977:
 R.Brandelik, W.Braunschweig, H.-U.Martyn, H.G.Sander, W.Sturm und W.Wallraff, I. Physikalisches Institut der RWTH Aachen,
 D.Cords, R.Felst, R.Fries, E.Gadernann, H.Hultschig, P.Joos, W.Koch, U.Kötz, H.Krehbiel, D.Kreinick, H.L.Lynch, W.A.Mc Neely, G.Mikenberg, K.C.Hoffeit, D.Notz, R.Rüsch, M.Schliwa, B.H.Wilk und G.Wolf
 Deutsches Elektronensynchrotron DESY, Hamburg
 G.Grindhammer, J.Ludwig, K.H.Meß, A.Petersen, G.Poelz, J.Ringel, O.Römer, K.Sauerberg und P.Schmüser
 Universität Hamburg
 W.de Boer, G.Buschhorn, W.Fues, C.v.Gagern, B.Gunderson, R.Kotthaus, H.Lierl und H.Oberlack
 Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik, München

S.Orito, T.Suda, Y.Totsuka und S.Yamada
 Lab. of Int. Coll. on Elementary Particle Physics and Departement of Physics, University of Tokyo

/12/ DASP-Kollaboration, R. Brandelik et al., Phys. Lett. 73B (1973), 109

/13/ S.W.Herb et al., Phys.Rev.Lett. 39 (1977),252

/14/ DASP-Kollaboration, W.Braunschweig et al., Phys. Lett. 63B (1976), 471
 DASP-Kollaboration, R. Brandelik et al., Phys. Lett. 67B (1977), 358
 DASP-Kollaboration, R. Brandelik et al., Phys. Lett. 67B (1977), 363
 DASP-Kollaboration, R. Brandelik et al., Phys. Lett. 70B (1977), 125
 DASP-Kollaboration, R. Brandelik et al., Phys. Lett. 70B (1977), 367

/15/ DASP-Handbuch, DESY 1976

/16/ J.Ludwig, Dissertation, Hamburg 1977, Int. Bericht DESY F35-77/1

/17/ H.Lierl, Dissertation, Hamburg 1977

/18/ O.Römer, Diplomarbeit, Hamburg 1976, Int. Bericht DESY F35-76/1

/19/ G.Wolf, private Mitteilung

/20/ K.Sauerberg, Diplomarbeit, Hamburg 1974, Int. Bericht DESY F22-74/2
 E.Gadernann, Diplomarbeit, Hamburg 1974, Int. Bericht DESY F22-74/1

/21/ M.Schliwa, Diplomarbeit, Hamburg 1973

/22/ H.B.Thacker und J.J.Sakurai, Phys.Lett.36B (1971), 103

/23/ Y.S.Tsai, Phys.Rev. D4 (1971),2821 und SLAC-Pub. 2105 (1978)

/24/ S.-Y. Pi und A.I. Sanda, Phys.Rev.Lett. 36 (1971),1

/25/ K.Fujikawa und N. Kawamoto, Phys.Rev. D14 (1976), 59

/26/ A.Ali und T.C.Yang, DESY Bericht 76/39 (1976)
 /27/ Das Monte-Carlo-Programm wurde von
 J.Ringel geschrieben
 /23/ J.Ringel, DASP-Notiz Nr. 97, nicht ver-
 öffentlich
 /29/ Das Monte-Carlo-Programm wurde von
 G.Wolf geschrieben
 /30/ D.Kreinick, DASP-Notiz Nr. 111, nicht
 veröffentlicht
 /31/ H.G.Sander, Diplomarbeit 1974, RWTH Aachen,
 HEP 74/07
 /32/ DASP-Kollaboration, R. Brandelik et al,
 Phys.Lett. 63B (1977), 358 und
 DASP-Kollaboration, R. Brandelik et al,
 Phys.Lett. 63B (1977),363
 /33/ P.Kessler et al, Lett. Nuovo Cimento 4
 (1970),933 und
 P.Kessler et al, Phys.Rev. D3 (1971),1569
 /34/ DASP-Kollaboration, W.Braunschweig et al,
 Phys.Lett 63B (1976),471
 /35/ DASP-Kollaboration, R.Brandelik et al,
 Phys.Lett 70B (1977),387
 /36/ O.Römer, Vortrag auf der Frühjahrstagung
 der DPG in Heidelberg, 13.-16.3. 1978
 /37/ DASP-Kollaboration, R.Brandelik et al,
 τ -Zerfälle in Hadronen, wird veröffentlicht
 /38/ C.H.Llewellyn-Smith, Oxford University
 Preprint 33/76, 1976
 /39/ S.Yamada, private Mitteilung
 /40/ G.Flügge, DESY Bericht 77/35 (1977)
 /41/ Die Impulsbestimmung wurde von M.Schliwa
 durchgeführt
 /42/ M.Schliwa, DASP-Notiz Nr. 105 und R. Fries,
 private Mitteilung

/43/ Die Innendetektorprogramme sind von
 D.Kreinick, S.Yamada und A.Petersen
 erstellt worden
 /44/ Das Monte-Carlo-Programm wurde von
 G.Wolf geschrieben
 /45/ L.Canilleri et al., CERN 76-13, 1976
 /46/ L.Linke, E.Tränkle und I.Bender,
 private Mitteilung über H.-U.Martyn
 J.Schwinger, Ann.Phys.(N.Y.)2,(1957),407
 /47/ P.W.Higgs, Phys.Rev.Lett. 12 (1964),132
 /48/ S.Weinberg, Phys.Rev.Lett. 19 (1957),1264
 /49/ A.Salam, in Elementary Particle Theory
 (ed. N.Svartholm,Almqvist und Wiksell,
 Stockholm 1968)
 /50/ H.Wiedemann: Einführung in die Physik
 der e^+e^- -Speicherringe, Vorlesung auf
 der Herbstschule in Maria Laach, 1973
 /51/ H.Kawamoto und A.I.Sanda, DESY Bericht 78/14
 1978
 /52/ L.J. Modulnan, SLAC-Pub. 2104, 1978

Abbildungsverzeichnis

Abb. 1 Beschleunigeranlagen von DESY
 Abb. 2 Luminosität und Strahlströme als Funktion der Zeit
 Abb. 3 DASP-Magnetfeld-Komponenten als Funktion des Ortes
 Abb. 4 DASP-Innendetektor
 Abb. 5 Rohrkammer, schematisch
 Abb. 6 Anordnung der Szintillationszähler im Innendetektor, schematisch
 Abb. 7 DASP-Außendetektor
 Abb. 8 Einbau der Cerenkov-Zähler
 Abb. 9 Luminositätsmonitor
 Abb. 10 DASP-Trigger-Elektronik
 Abb. 11 Datenfluß
 Abb. 12 Abhängigkeiten des Leptonenspektrums
 Abb. 13 Luminositätsverteilung
 Abb. 14 Geometrische Nachweiswahrscheinlichkeit für minimalen Magnetstrom
 Abb. 15 Geometrische Nachweiswahrscheinlichkeit für maximalen Magnetstrom
 Abb. 16 a $\Theta - \Psi$ -Akzeptanz im Innendetektor
 Abb. 16 b Ansprechwahrscheinlichkeit η_e für Innendetektorelektronen als Funktion des Impulses
 Abb. 17 Transmissionswahrscheinlichkeit für Pionen im Außendetektor
 Abb. 18 Q.E.D.-Graphen 3. und 4. Ordnung
 Abb. 19 a Multiplizitätsverteilung von Charm-Ereignissen
 Abb. 19 b Leptonenimpulsspektrum aus Charm-Zerfall
 Abb. 20 Impulsspektrum der μe -Ereignisse
 Abb. 21 a Verteilung der mittleren Funkenzahl ASPN der Elektronen bei den μe -Ereignissen

Abb. 21 b Verteilung der korrigierten, mittleren Funkenzahl DSPN der μe -Ereignisse
 Abb. 22 Von Elektron deponierte Energie im Innendetektor für μe -Ereignisse
 Abb. 23 Korrigiertes Impulsspektrum für die μe -Ereignisse
 Abb. 24 Impulsverteilung der $\mu T N \gamma$ -Ereignisse
 Abb. 25 a Impulsverteilung der $\mu T \gamma$ -Ereignisse
 Abb. 25 b Impulsverteilung der $\mu \mu \gamma$ -Ereignisse
 Abb. 26 Impulsverteilung der Mehrspur-Ereignisse

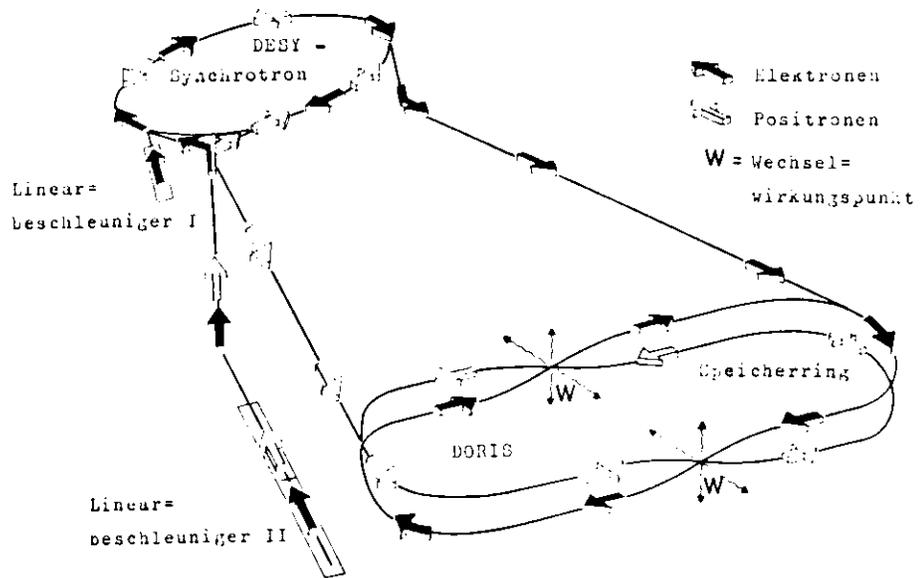


Abb. 1 Beschleuniger - und Speicherringanlagen bei DESY

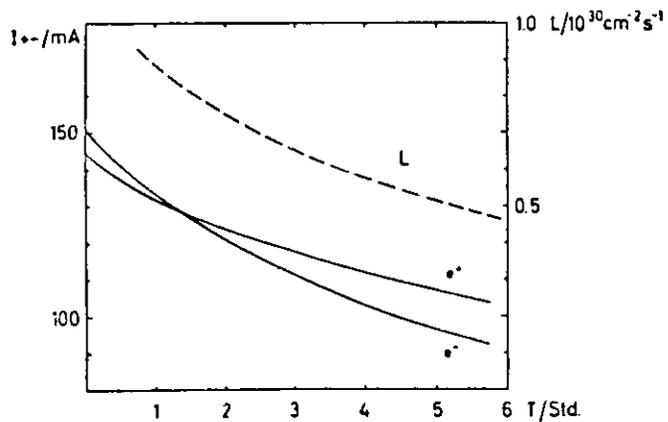


Abb. 2 Abnahme der Luminosität und Ströme nach einer Füllung. (aus /16/)

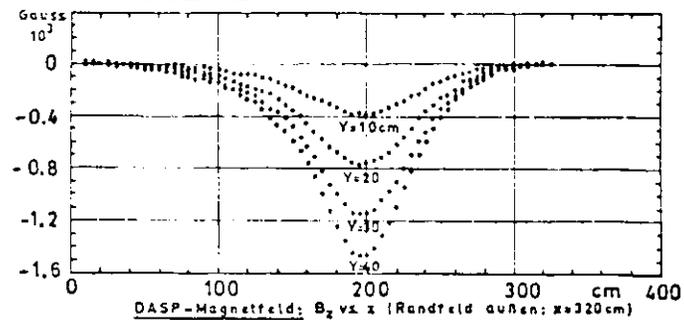
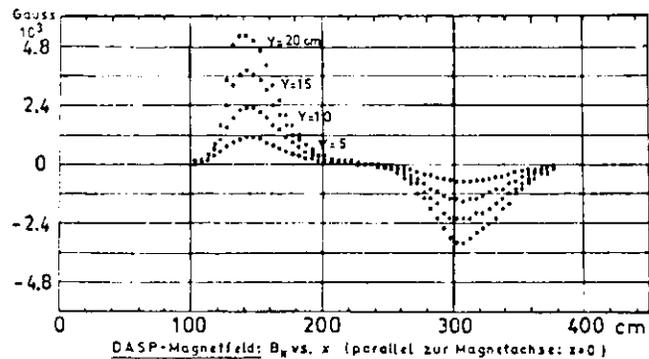
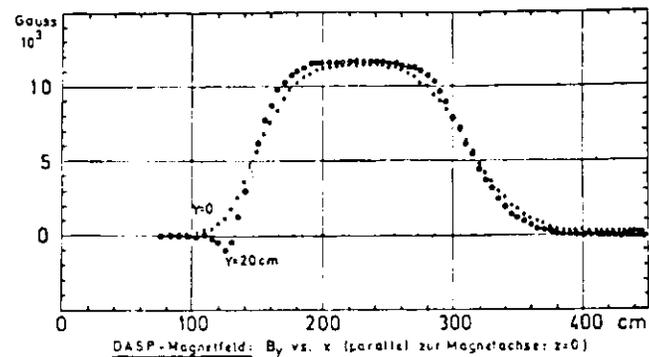


Abb. 3 DASP-Magnetfeld-Komponenten (aus /17/)

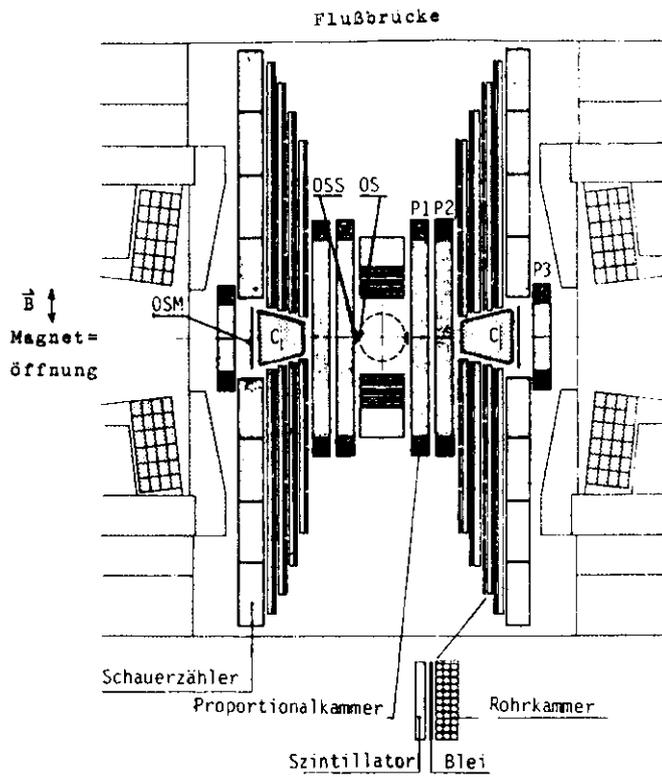


Abb. 4

Senkrechter
Schnitt durch
den DASP -
Innendetektor

Wechselwirkungspunkt

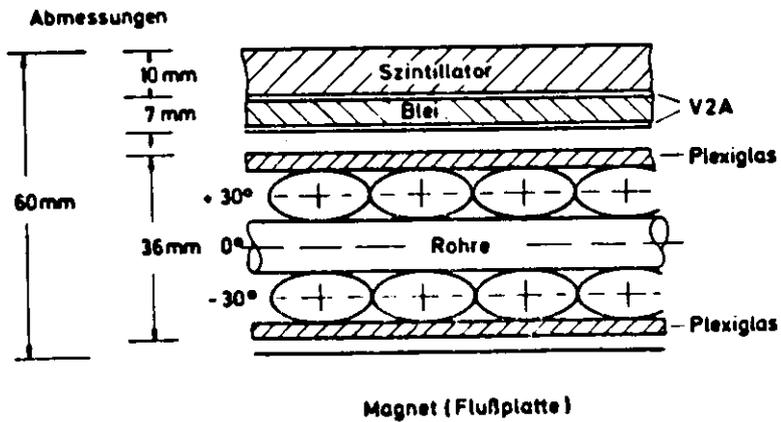
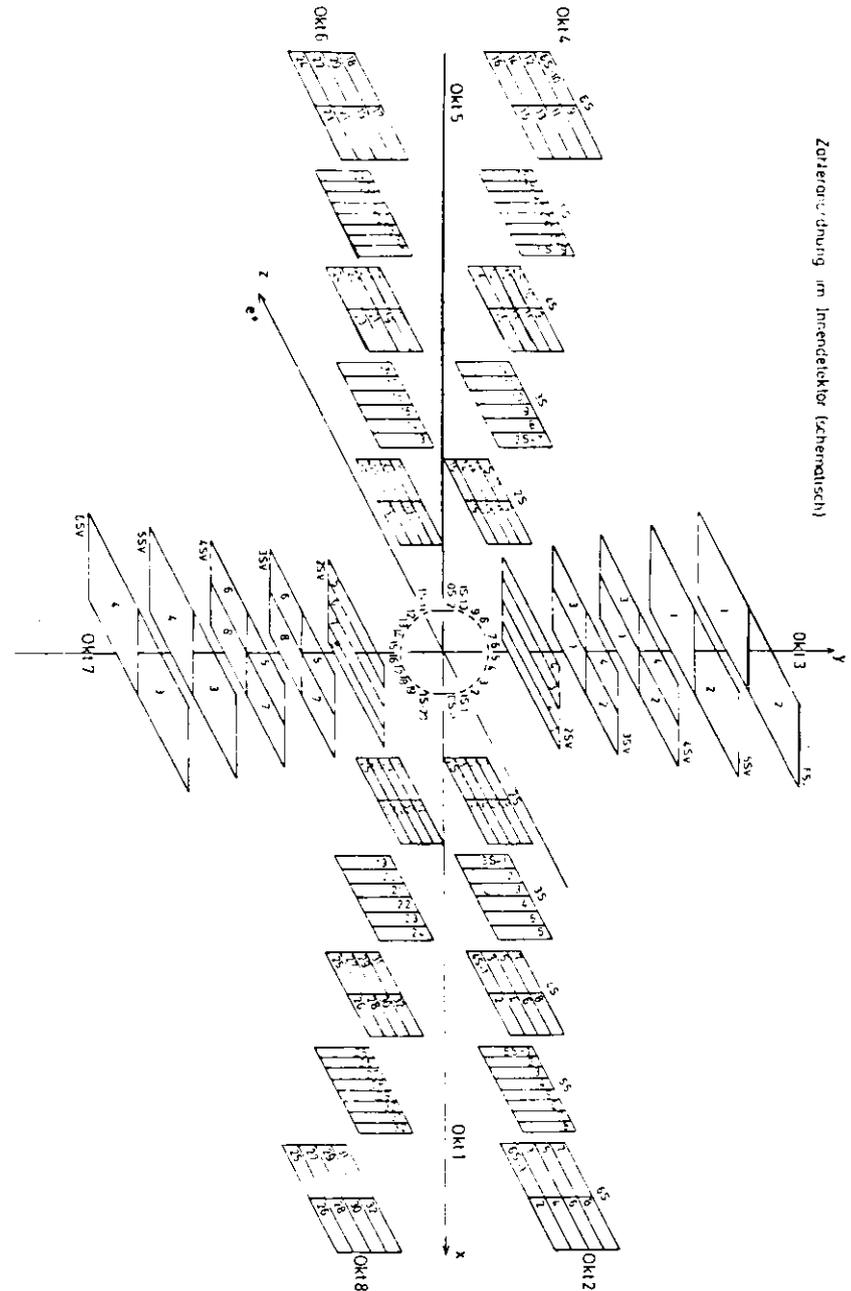


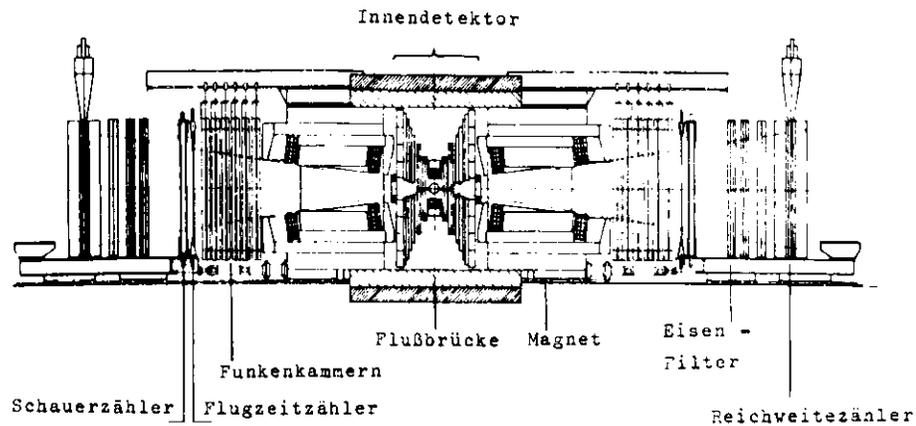
Abb. 5

Schnitt durch einen Modul des Innendetektors
(Oktant oben / unten)



Zylinderanordnung im Innendetektor (schematisch)

Abb. 6 Innendetektor-Szintillationszähler



Senkrechter Schnitt durch das Doppelarmspektrometer DASP

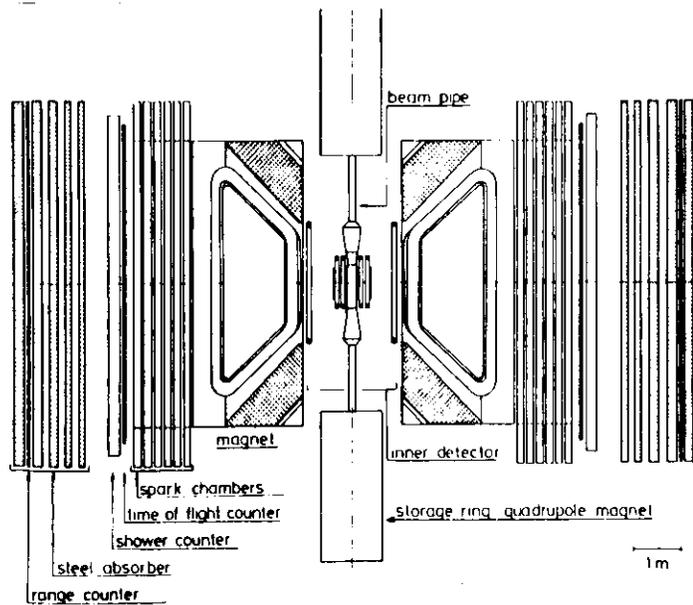


Abb. 7

Waagerechter Schnitt durch die beiden Arme des DASP - Aussendetektors

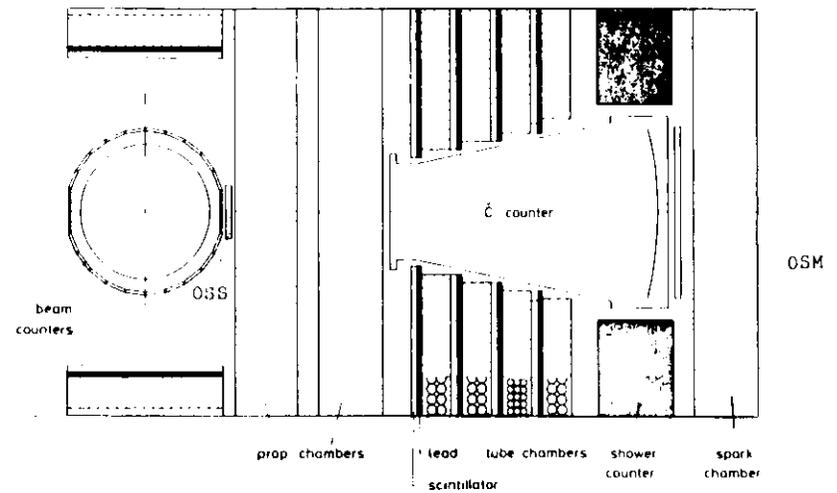
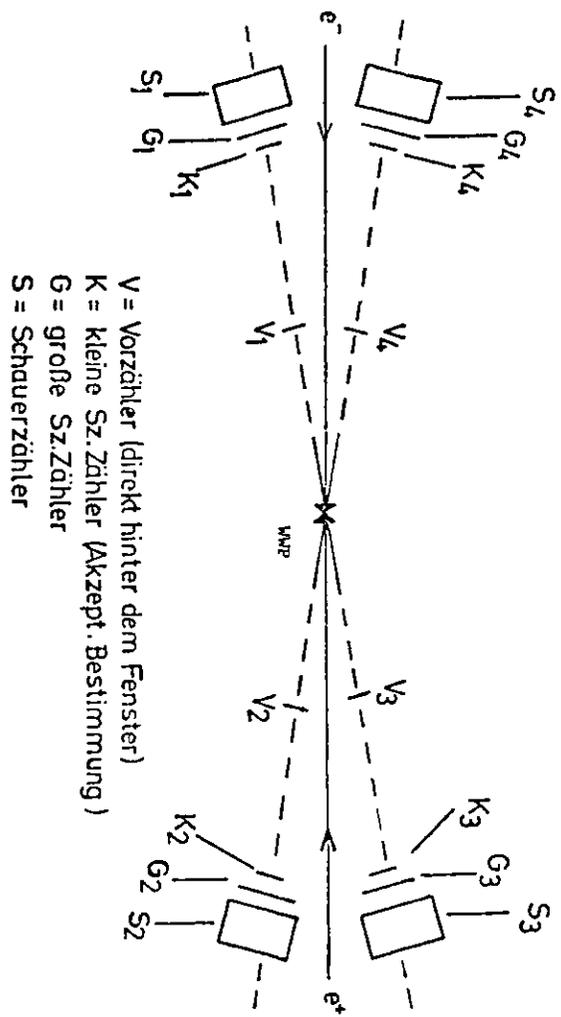


Abb. 8 Ausschnitt des Innendetektors mit vertikalem Schnitt durch den Schwellencerenkovzähler



V = Vorzähler (direkt hinter dem Fenster)
 K = kleine Sz.Zähler (Akzept. Bestimmung)
 G = große Sz.Zähler
 S = Schauerzähler

Abb. 9 Luminositätsmonitor

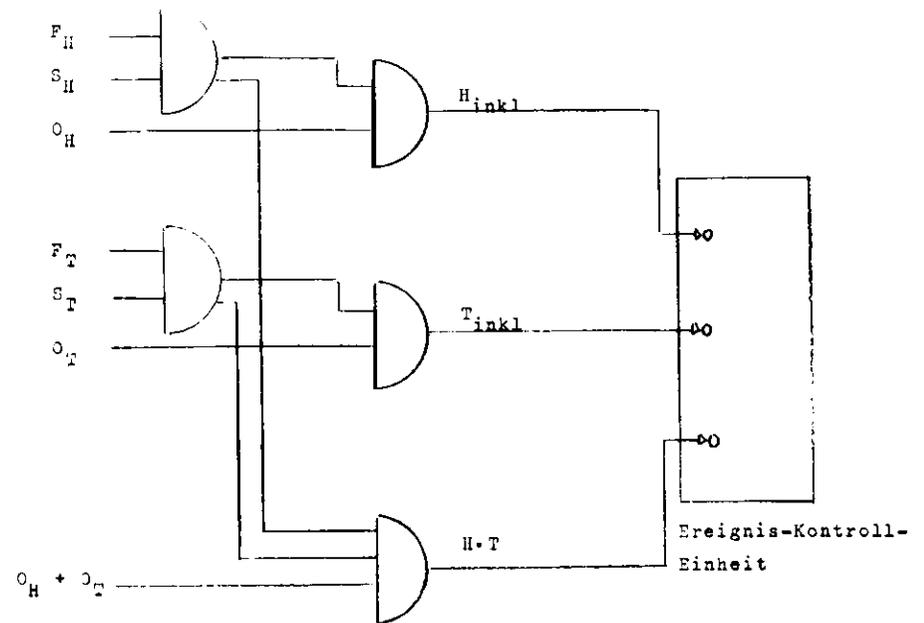
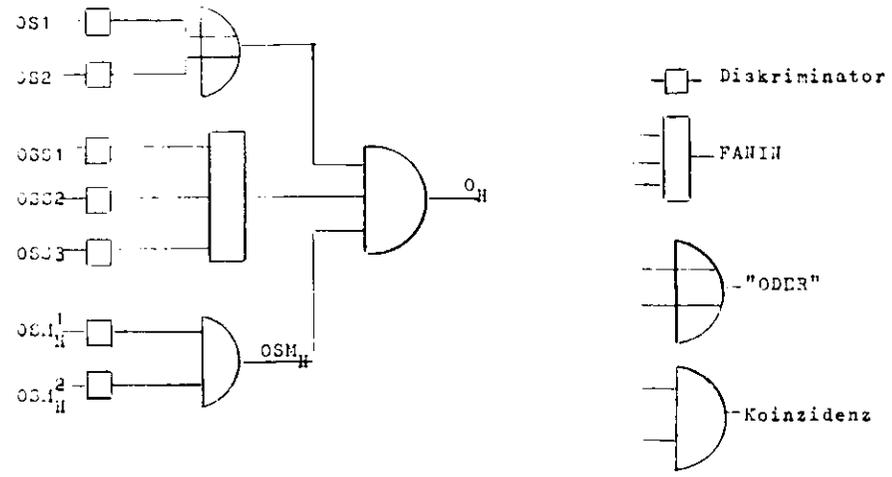


Abb. 10: DASP-Trigger-Elektronik für den Außendetektor

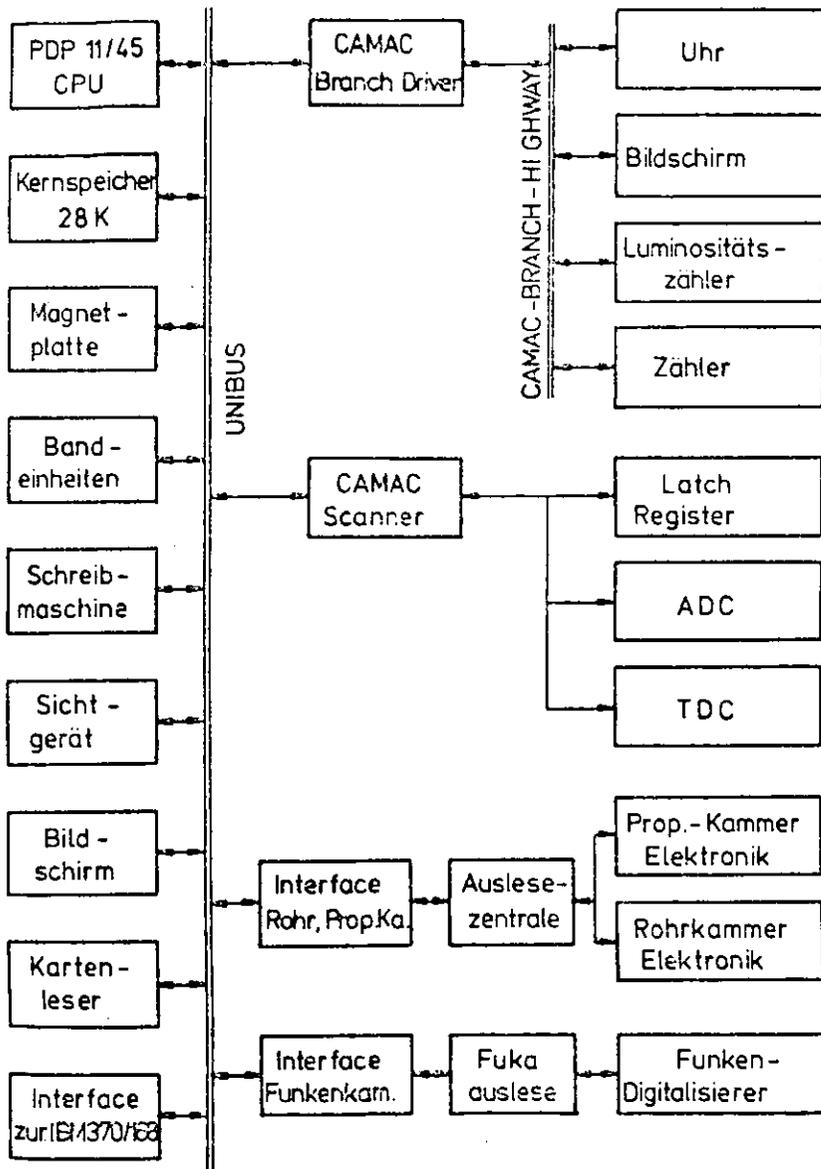


Abb. 11 Datenfluss

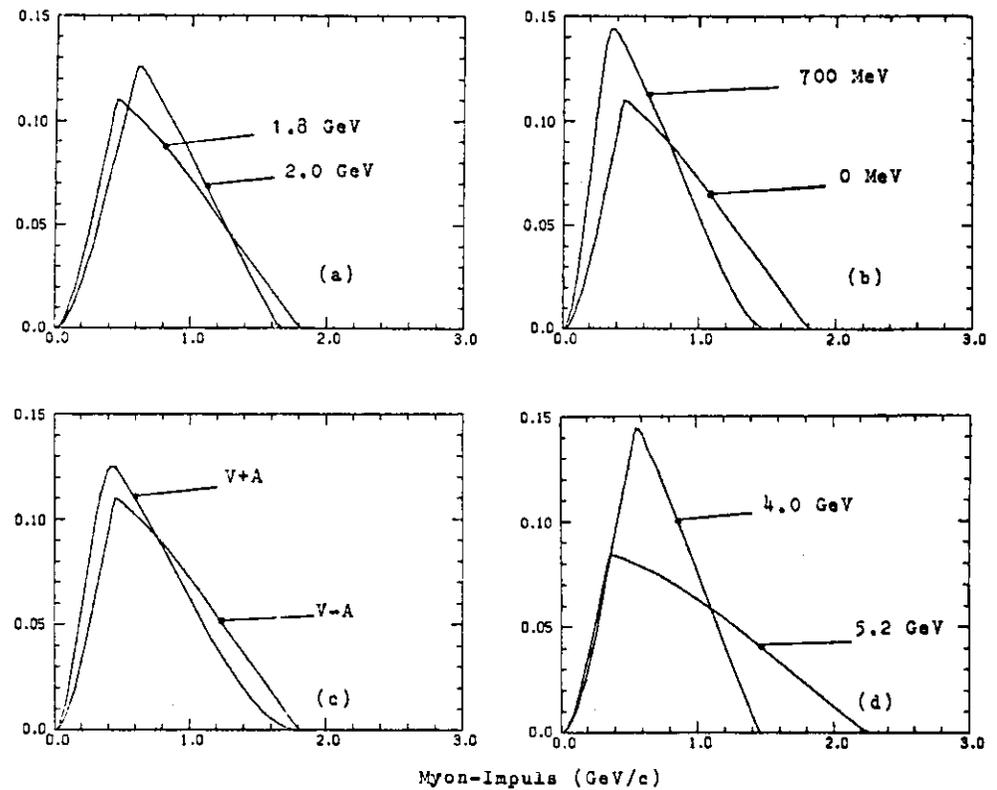


Abb. 12 Abhängigkeiten des Myon-Impulsspektrums (willkürliche Einheiten) beim τ -Zerfall:
 (a) variierende Masse und $m_{\nu_\tau} = 0$, $\sqrt{s} = 4.5$ GeV, V-A
 (b) variierende Neutrinomasse, $m_\tau = 1.8$ GeV, $\sqrt{s} = 4.5$ GeV, V-A
 (c) variierende Kopplung, $m_\tau = 1.8$ GeV, $m_{\nu_\tau} = 0$, $\sqrt{s} = 4.5$ GeV
 (d) variierende Schwerpunktsenergie, $m_\tau = 1.8$ GeV, $m_{\nu_\tau} = 0$, V-A.

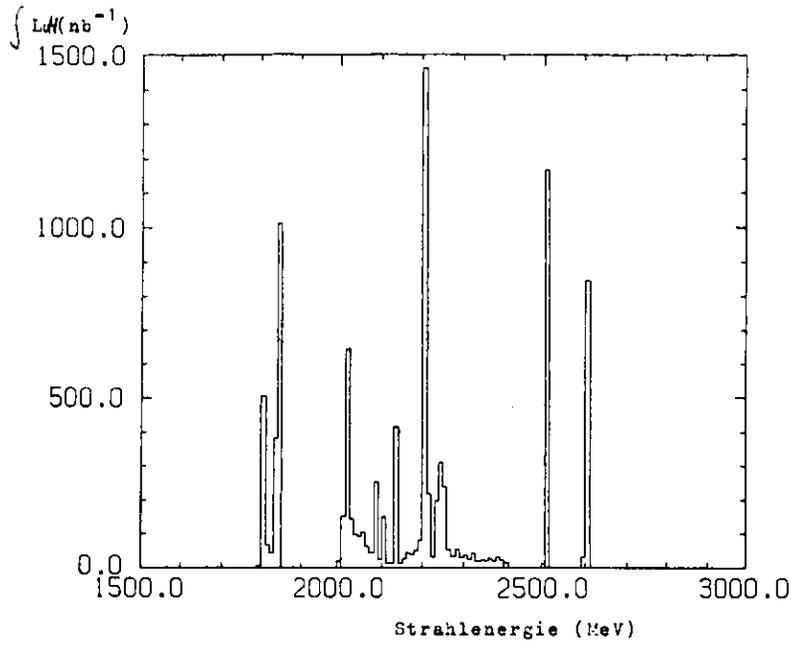


Abb. 13 Luminositätsverteilung

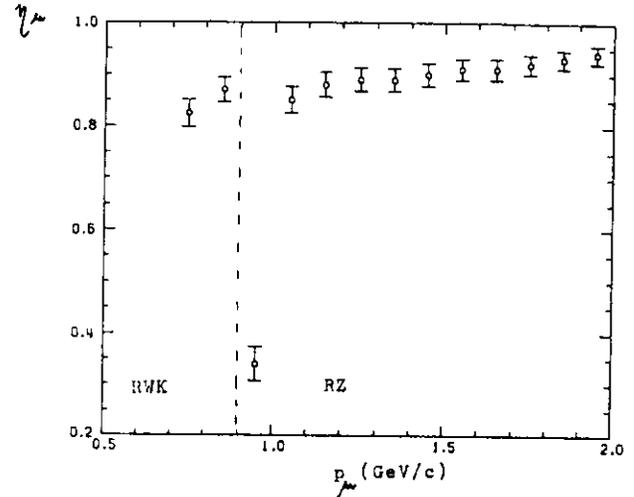


Abb. 14 Geometrische Nachweiswahrscheinlichkeit für $I = 300$ A

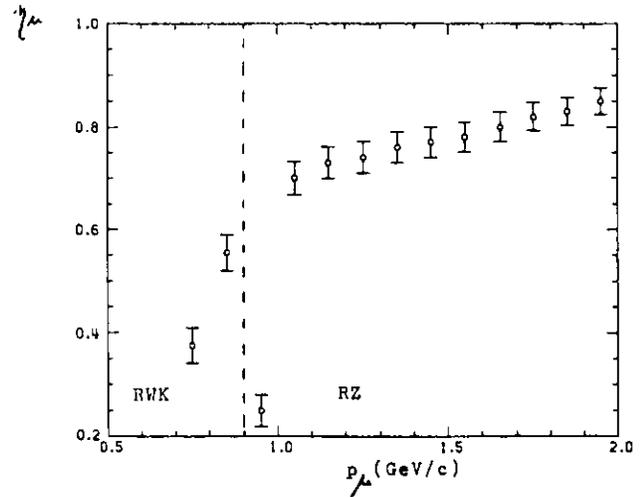


Abb. 15 Geometrische Nachweiswahrscheinlichkeit für $I = 1480$ A

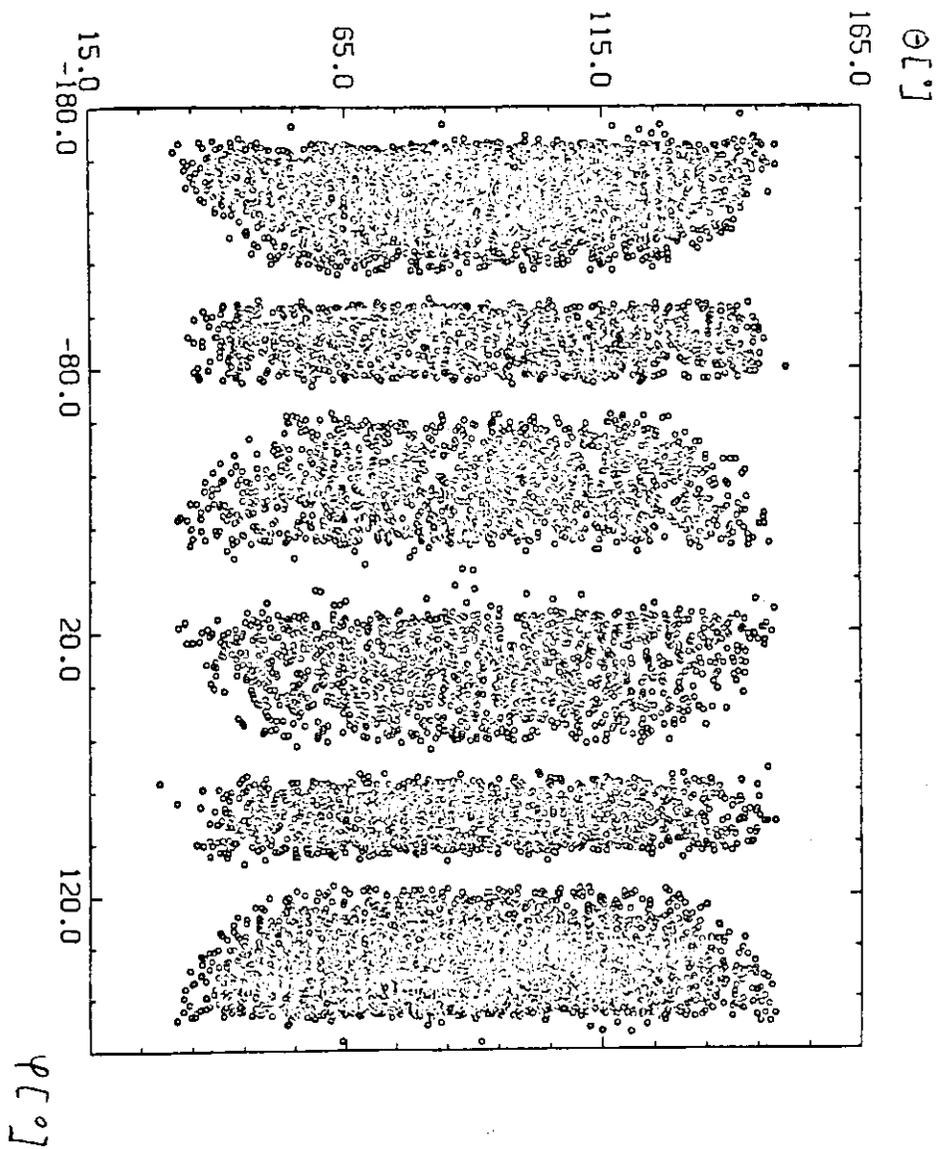


Abb. 16 a $\theta - \varphi$ - Akzeptanz des Innendetektors für Elektronen

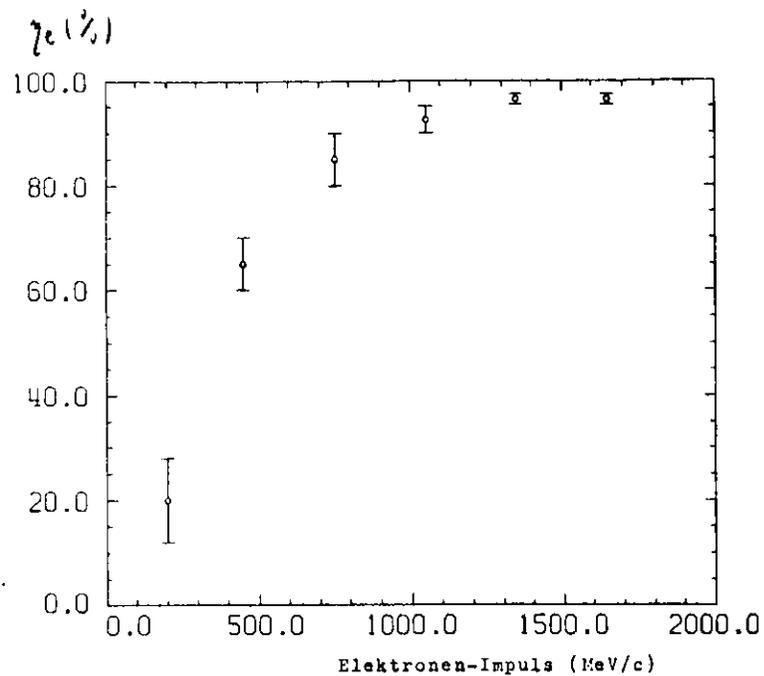


Abb. 16 b Ansprechwahrscheinlichkeit für Innendetektor-Elektronen

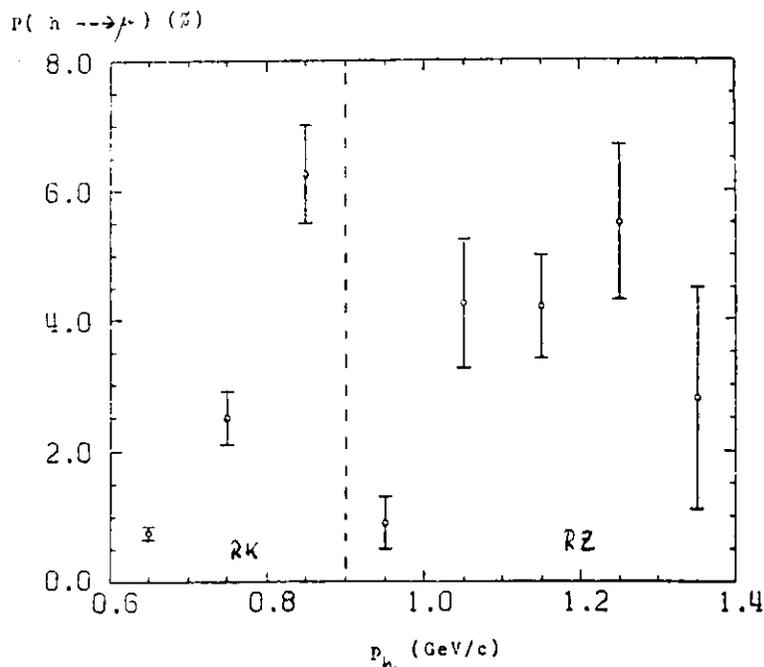


Abb. 17 Transmissionswahrscheinlichkeit für Pionen

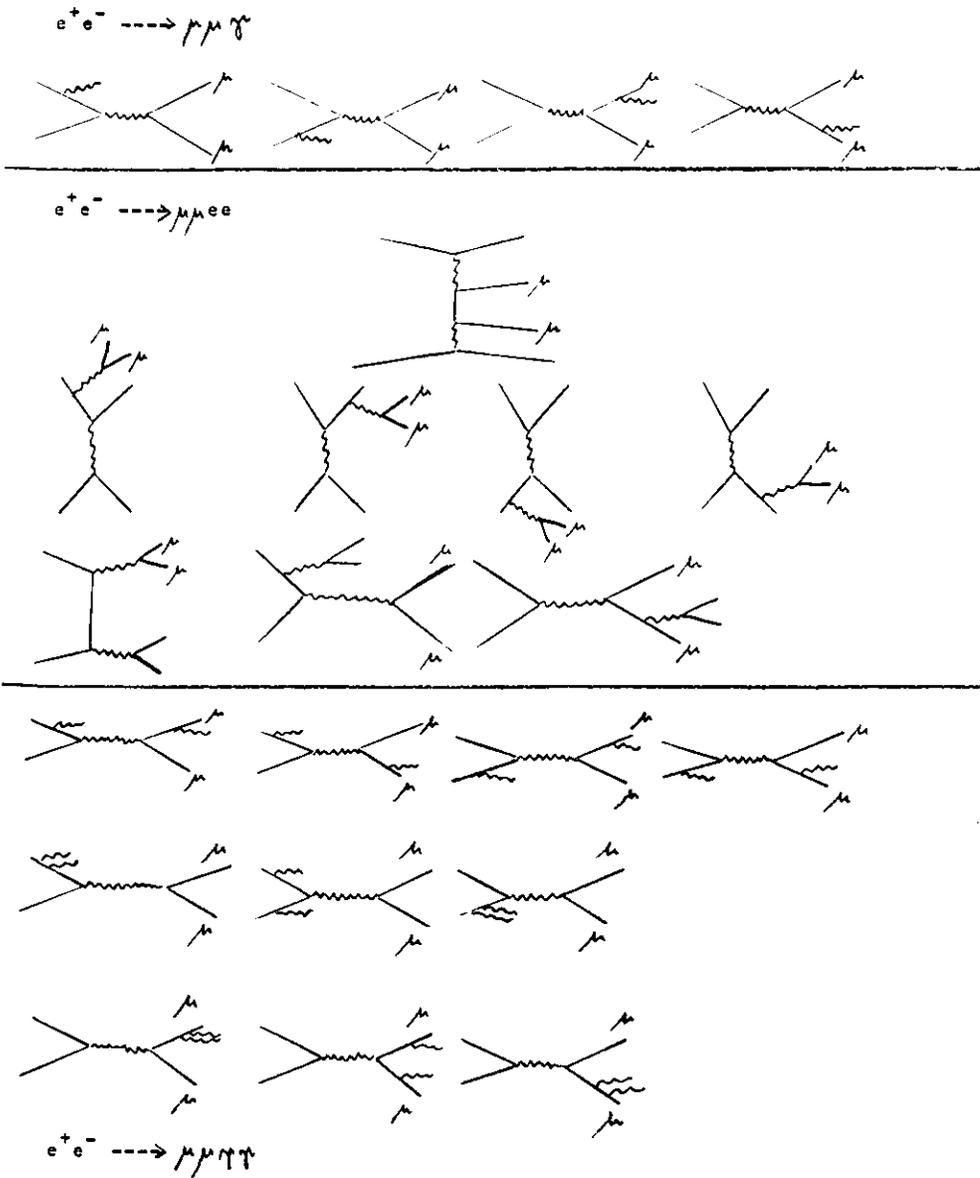


Abb. 18 2.E.O.-Graphen 3. und 4. Ordnung in α

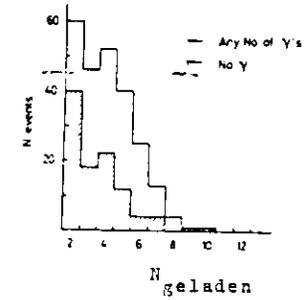


Abb. 19 a Geladene Multiplizität (einschließlich Elektron) bei der Reaktion $e^+e^- \rightarrow e + X$, $\sqrt{s} = 3.99 - 5.2$ GeV. Es wird gezeigt /10/, daß nur 11 der 40 2-Spur-Ereignisse ohne Photon vom Charm-Zerfall kommen können

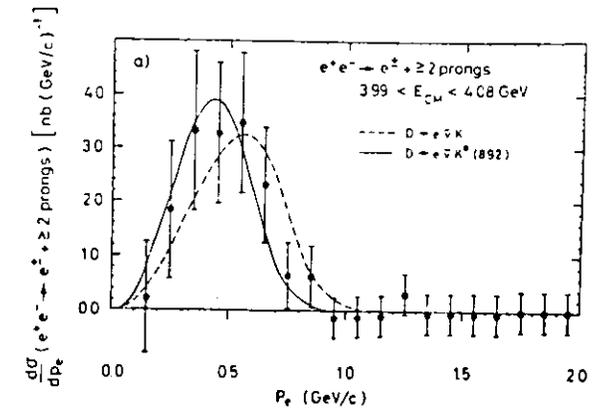


Abb. 19 b Impulsverteilung der Vielspurereignisse bei der Reaktion $e^+e^- \rightarrow e + X$, $\sqrt{s} = 3.99 - 4.03$ GeV

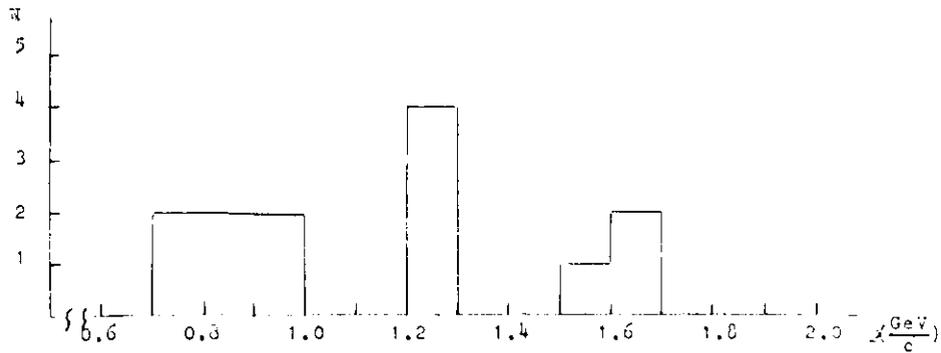


Abb. 20 Impulsspektrum der μe -Ereignisse

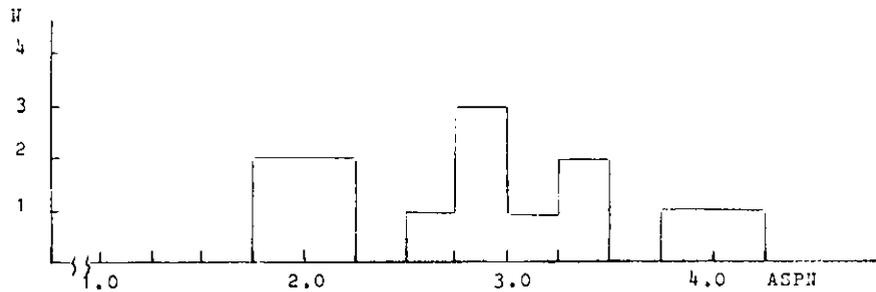


Abb. 21 a Verteilung der mittleren Funkenzahl

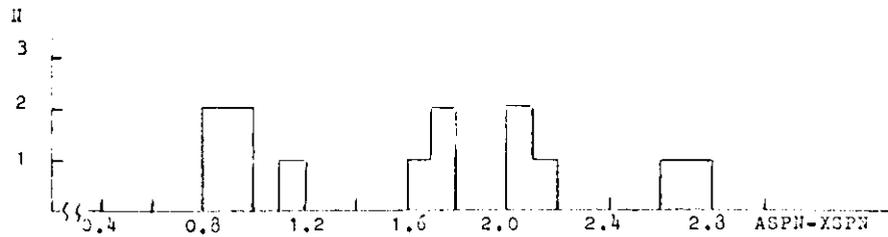


Abb. 21 b Korrigierte mittlere Funkenzahl

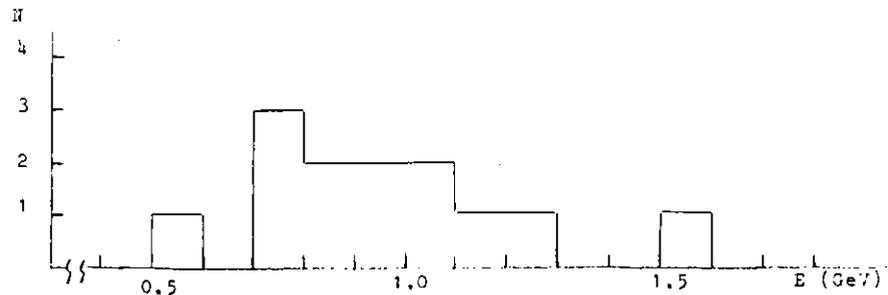


Abb. 22 Leptonierte Energie bei den μe -Ereignissen

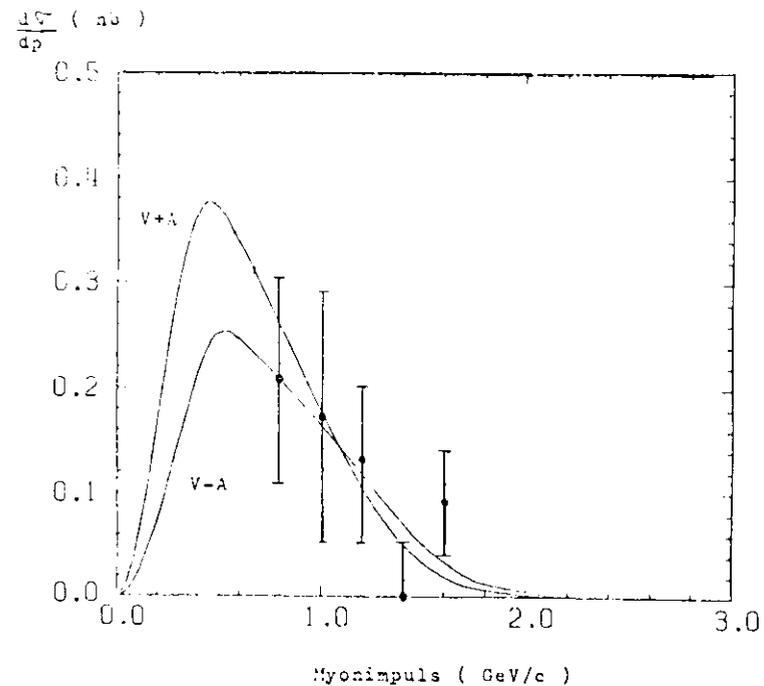


Abb. 23 Impulsspektrum der μe -Ereignisse.
Die Kurven zeigen den theoretischen Verlauf für $m_{\nu\tau} = 0$, $m_{\tau} = 1.807$ GeV und der mit der Luminositätsverteilung bewichteten Schwerpunktsenergie.

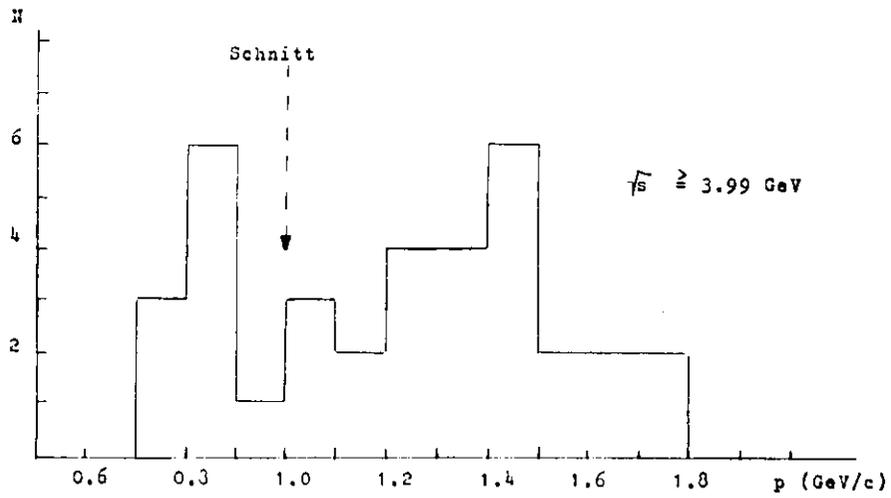


Abb. 24 Impulsspektrum der $\mu^+\mu^-\gamma$ -Ereignisse

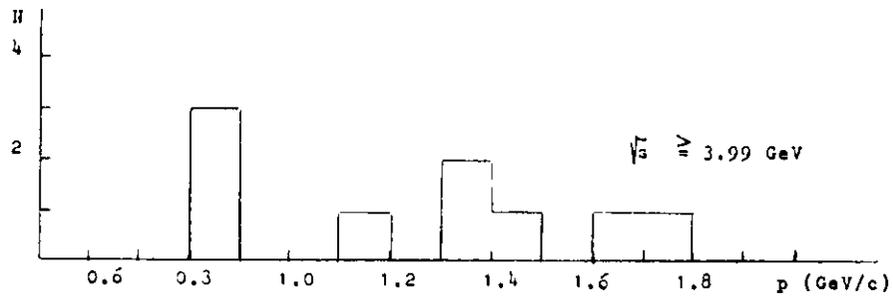


Abb. 25 a Impulsspektrum der $\mu^+\mu^-\gamma$ -Ereignisse

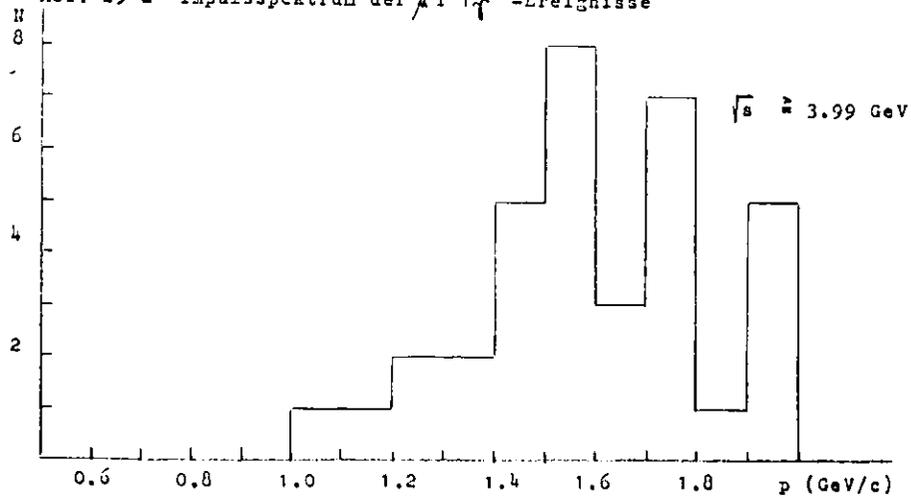


Abb. 25 b Impulsspektrum der $\mu^+\mu^-\gamma$ -Ereignisse

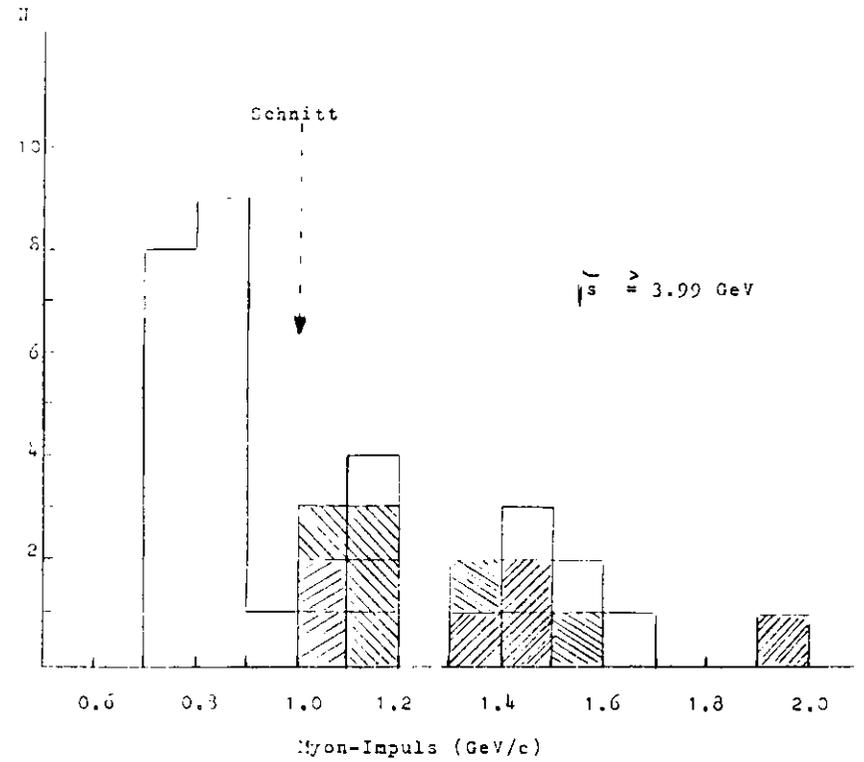


Abb. 26 Impulsspektrum der $\mu^+\mu^-\gamma$ -Ereignisse

Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen der Experimente der DASP-Kollaboration.

Allen am Experiment beteiligten Technikern und Physikern danke ich für die gute Zusammenarbeit bei der Durchführung und Auswertung der Datennahme.

Herrn Prof. Dr. Schopper und Herrn Prof. Dr. Weber danke ich, daß diese Arbeit mit einem Stipendium am DESY durchgeführt werden konnte.

Herrn Prof. P. Schmüser danke ich für die Themenstellung und für die Förderung der Arbeit.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Dr. G. Wolf für viele hilfreiche Diskussionen und Hinweise bei der Auswertung und Interpretation der Daten, für die kritische Durchsicht der Arbeit und für die Überlassung von Auswertprogrammen.

Herrn J. Ringel danke ich für zahlreiche Diskussionen und die Überlassung von Monte-Carlo-Rechnungen.

Im Übrigen versichere ich, daß ich diese Arbeit selbständig angefertigt habe. Alle verwendeten Quellen sind angegeben.

Hamburg, den 5.7.1978

Lebenslauf

Robert Rüsçh

10.3.1950

geboren in Cuxhaven als Sohn des Schiffbauers Bruno Rüsçh und seiner Ehefrau Gerda

1957 - 1961

Besuch der Grundschule in Hamburg

1961 - 1970

Besuch des Gymnasiums in Hamburg

29.1. 1970

Abitur

Sommersemester 1970

Beginn des Physikstudiums an der Universität Hamburg

10. 7. 1972

Diplom-Vorprüfung

15.4. 1974

Beginn der Diplom-Arbeit
Thema: Experimenteller Aufbau für die Elektroerzeugung von Vielteilchenendzuständen bei kleinem ϵ

5.7. 1976

Diplomprüfung

seit 1.1.1978

wissenschaftlicher Angestellter am II. Institut für Experimentalphysik

