

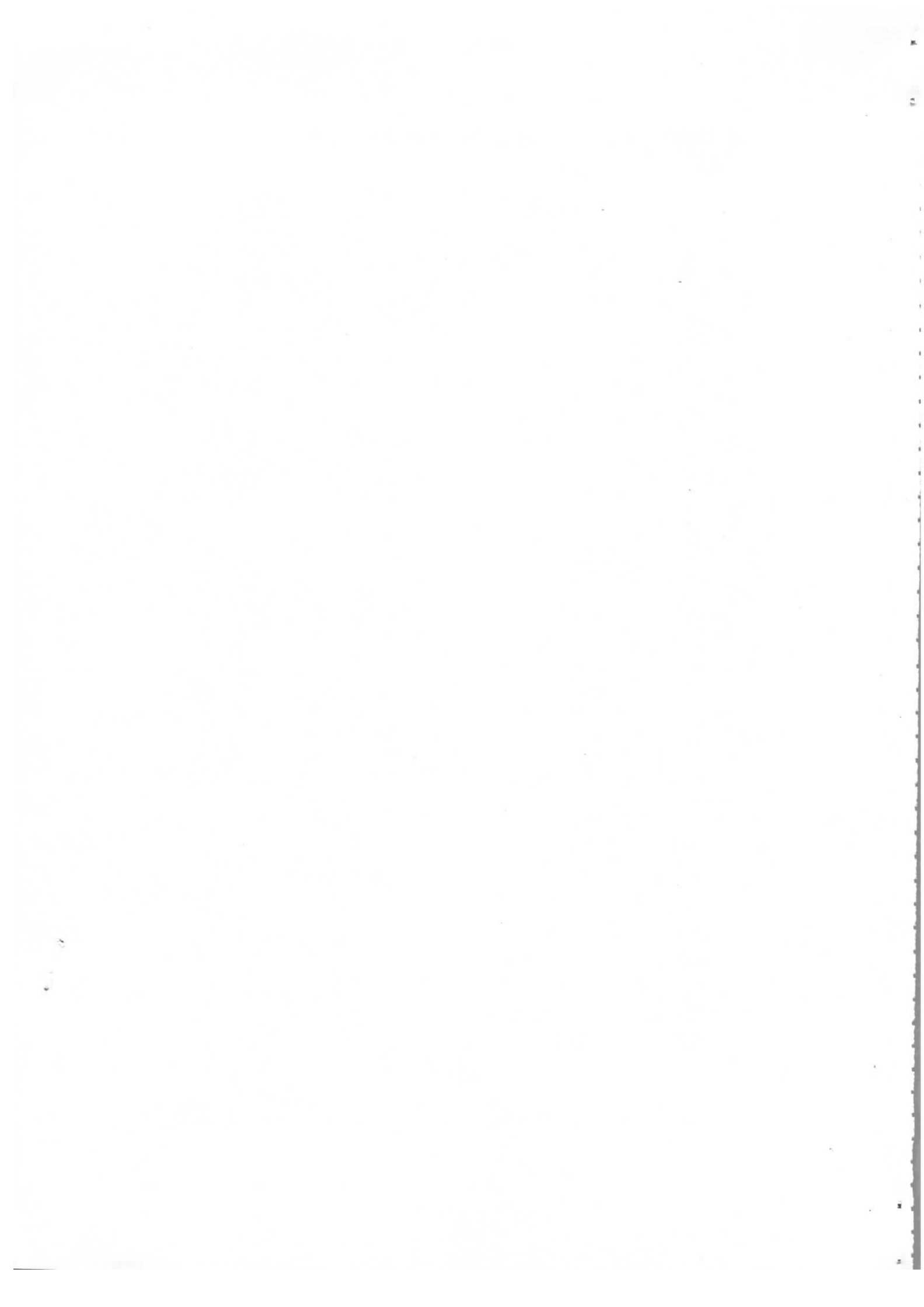
Interner Bericht
DESY F14-78/01
Februar 1978

DESY Bibliothek
23. FEB. 1978

Untersuchung anomaler Myonerzeugung in der
Elektron-Positron-Vernichtung mit Hilfe des
magnetischen Detektors PLUTO

von

Michael Rößler



Untersuchung anomaler Myonerzeugung in der
Elektron-Positron-Vorrichtung mit Hilfe des
magnetischen Detektors PLUTO.

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

verlegt von
Michael RÜBler
aus Stuttgart

Hamburg
1977

Gutachter der Dissertation:

Prof. Dr. E. Lohrmann
Prof. Dr. G. Weber

Gutachter der Disputation:

Prof. Dr. H. Spitzer
Prof. Dr. G. Weber

Datum der Disputation:

3. Februar 1978

Vorsitzender des Promotionsausschusses
und Sprecher des Fachbereichs Physik:

Prof. Dr. H.G. Danielmeyer

Inhalt

	Seite		
1. Einleitung	1	4.5 Anomale Myonerzeugung	41
2. Beschreibung der Meßapparatur	4	4.5.1 μ -inklusive Zweiprongereignisse	41
2.1 Der Speicherring DORIS	4	4.5.2 μ -inklusive Multiprongereignisse	46
2.2 Der supraleitende Magnet PLUTO	6	4.5.3 Myon-Elektron-Ereignisse	48
2.3 Festlegung der Koordinatensysteme	7	4.5.4 Spezielle Endzustände in der Zweiprongklasse	55
2.4 Der Innendetektor	8	5. Analyse der anomalen Myondaten	59
2.5 Die Myonkammern	9	5.1 Paarweise Erzeugung eines schweren Teilchens	59
2.6 Strahlrohr und Luminositätsmonitor	11	5.2 Nicht nachgewiesene Teilchen	61
2.7 Der Trigger	12	5.3 Das Standardmodell eines schweren Leptons	64
2.8 Datenverarbeitung	13	5.4 Untersuchung der Eigenschaften des neuen Teilchens	69
3. Teilchentrennung und Nachweiswahrscheinlichkeiten	15	5.4.1 Beschreibung des Verfahrens	69
3.1 Teilchennachweis im PLUTO-Detektor	15	5.4.2 Spin und Verzweigungsverhältnis	70
3.1.0 Spurdefinition	15	5.4.3 Masse des τ und des zugehörigen Neutrinos	72
3.1.1 Myonen	15	5.4.4 Zerfallsstruktur des τ	75
3.1.2 Elektronen	19	5.4.5 Wirkungsquerschnitt in wichtigen Ereignisklassen und elektronisches Verzweigungsverhältnis des τ	77
3.1.3 Photonen	22	5.4.6 Zweikörperzerfälle als Quelle anomaler Myonen	79
3.1.4 Hadronen	23	5.5 Zerfälle des τ in drei geladene Teilchen	80
3.2 Verwechslungswahrscheinlichkeiten	24	5.6 Neutrale schwere Leptonen	82
3.2.1 $W(\text{Hadron} \rightarrow \text{Myon})$	25	5.7 Strahlungszzerfälle des schweren Leptons	83
3.2.2 $W(\text{Myon} \rightarrow \text{Hadron})$	25	6. Zusammenfassung	84
3.2.3 $W(\text{Elektron} \rightarrow \text{Myon})$	26	Anhang A: Korrektur der Strike-Spuren auf konstante Absorberdicke	86
3.2.4 $W(\text{Myon} \rightarrow \text{Elektron})$	27	Anhang B: Strahlungskorrektur	87
3.2.5 $W(\text{Elektron} \rightarrow \text{Hadron})$	27	Anhang C: Wirkungsquerschnitte für paarweise Erzeugung	88
3.2.6 $W(\text{Hadron} \rightarrow \text{Elektron})$	27	Anhang D: Impulsspektrum der Myonen aus Zerfällen des schweren Leptons	89
3.3 Nachweiswahrscheinlichkeit für verschiedene Endzustände	28	Liste der Abbildungen	
3.3.1 Wirkungsgrad der Ereignisauswahl	28	Referenzen	
3.3.2 Nachweiswahrscheinlichkeit für Endzustände mit Myonen	28	Danksagung	
4. Inklusive Erzeugung von Myonen	29	Lebenslauf	
4.1 Ereignisauswahl und Analyse der Myonkammer-Daten	29		
4.2 Aufteilung der Datenmenge	31		
4.3 Bekannte Quellen für Myonen	31		
4.3.1 Höhenstrahlung	31		
4.3.2 Quantenelektrodynamische Prozesse	32		
4.3.3 Zerfälle der J/ψ -Resonanzen	37		
4.3.4 Hadronischer Untergrund	38		
4.4 Inklusive Hadronspektren	38		

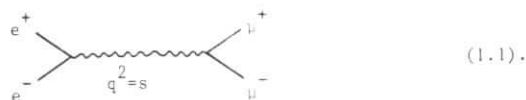
1. Einleitung

Elektron-Positron-Speicherringe bieten im Vergleich mit anderen Teilchenbeschleunigern wesentliche Vorteile:

- Es sind höhere Schwerpunktsenergien als bei Experimenten mit ortsfesten Targets zu erreichen.
- Bei der Elektron-Positron-Vernichtung erhält man einen reinen Zwischenzustand mit bekannten Quantenzahlen.
- Die Elektron-Positron-Wechselwirkung läßt sich mit Hilfe der Quantenelektrodynamik berechnen.

Zu den interessantesten Prozessen, die sich mit Speicherringen untersuchen lassen, gehören Teilchen-Antiteilchen-Vernichtungen. Die gesamte Schwerpunktsenergie des Anfangszustandes steht für die Erzeugung von Endzustandsteilchen zur Verfügung.

Der einfachste Prozeß in der Elektron-Positron-Wechselwirkung ist die paarweise Erzeugung von Myonen. Zu dieser Reaktion trägt nur der Annihilationsterm bei:



(1.1).

Dabei ist s das Quadrat der Schwerpunktsenergie und q² der quadrierte Viererimpuls des virtuellen Photons. Der über den vollen Raumwinkel integrierte Wirkungsquerschnitt für die paarweise Erzeugung von Myonen in der e⁺e⁻-Vernichtung beträgt:

$$\sigma_{\mu\mu} = \frac{4\pi\alpha^2}{3s} = \frac{86,9\text{nb}}{s} \quad (s \text{ in } \text{GeV}^2) \quad (1.2)$$

mit: α = Feinstrukturkonstante

s = Quadrat der Schwerpunktsenergie

c = \hbar = 1

$$\beta_{\mu} = \frac{p(\mu)}{E(\mu)} = \frac{p(\mu)}{vs/2} = 1.$$

Die Schwelle für den Prozeß (1.1) liegt bei der doppelten Myonmasse:

$$\sqrt{s} > 2M(\mu)c^2$$

mit c = Vakuumlichtgeschwindigkeit.

Das Myon wurde 1937 von Anderson und Neddermeyer (AND 37) in der kosmischen Strahlung entdeckt. Bei seinem Zerfall entsteht als einziges geladenes Teilchen ein Elektron. Die Form des Spektrums der Elektronen aus Myonzerfällen zeigt, daß außerdem 2 neutrale Teilchen erzeugt werden. Man nahm an, daß es sich

dabei um die bereits aus β -Zerfällen von Atomkernen bekannten Neutrinos handelt. Zerfälle der Art $\mu \rightarrow e + \gamma$ konnten nicht beobachtet werden, obwohl ein solcher Zerfall durch keine bis dahin bekannte Auswahlregel verboten war. Man vermutete deshalb, daß sich die Leptonenzahl, deren Erhaltung experimentell bereits bekannt war, aus separat erhaltenen myonischen und elektronischen Quantenzahlen zusammensetzt.

Die Existenz zweier Arten von Neutrinos wurde 1962 nachgewiesen. Ein Experiment in Brookhaven zeigte (DAN 62), daß die Neutrinos aus Pionzerfällen



nur Myonen, nicht aber Elektronen erzeugen können.

Die bekannten Leptonen lassen sich in zwei Dubletts

$$\begin{pmatrix} e^- \\ \nu_e \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad \begin{pmatrix} \mu^- \\ \nu_{\mu} \end{pmatrix},$$

sowie ihre Antiteilchen, zusammenfassen. Jedem Dublett wird eine eigene leptonische Quantenzahl zugeordnet. In allen bis heute bekannten Prozessen sind beide Leptonenzahlen einzeln erhalten.

1965 wurde eine genaue Messung des Impulsspektrums von Elektronen aus Myonzerfällen durchgeführt (BAR 65). Das gemessene Spektrum zeigte gute Übereinstimmung mit der von Michel (MIC 50) vorausberechneten Form. Im Modell der Strom-Strom-Kopplung (FEGM 58) wird der Myonzerfall durch die Differenz aus einem Vektorstrom und einem Axialvektorstrom beschrieben (V-A-Zerfall).

Ein großer Erfolg der V-A-Theorie war die richtige Vorhersage des Verhältnisses von Myonen zu Elektronen bei Pionzerfällen. Dabei wurde für die schwache Wechselwirkung von Elektron und Myon dieselbe Kopplung angenommen. Diese Hypothese, die durch die gute Übereinstimmung zwischen Vorhersage und Experiment gerechtfertigt wurde, wird als Elektron-Myon-Universalität bezeichnet.

Bisher konnte keine Erklärung dafür gefunden werden, daß mit dem Myon und dem Elektron zwei nahezu identische Teilchen existieren, die sich nur in ihrer Masse unterscheiden. Die Vermutung liegt nahe, daß es noch schwerere Teilchen gibt, die ebenfalls Fermionen darstellen und nicht an der starken Wechselwirkung teilnehmen (LIP 64, ROT 69, PERL 74).

Aus dem Verhalten der bereits bekannten Leptonen und unter Annahme einer Leptonuniversalität können die Zerfälle eines solchen schweren Leptons berechnet werden (ROT 69, SAK 71, TSA 71). Bei einem großen Teil der Zerfälle eines geladenen schweren Leptons ist ein Elektron oder ein Myon als einziges geladenes Teilchen im Endzustand zu erwarten.

Wenn schwere Leptonen existieren, so sollten sie in Experimenten an e^+e^- -Speicherringen nachzuweisen sein. Ein geladenes Lepton L mit der Masse $M(L)$ kann oberhalb der Schwelle $\sqrt{s} = 2M(L)c^2$ entsprechend (1.1) paarweise elektromagnetisch erzeugt werden:

$$e^+e^- \rightarrow L^+L^- \quad (1.3)$$

Verhält sich das L wie Elektron und Myon, so führt ein großer Teil der Zerfälle von L^+L^- -Paaren zu Endzuständen mit geladenen Leptonen. Den markantesten Zerfallskanal bilden Ereignisse mit einem Elektron und einem Myon als einzigen geladenen Teilchen. Bekannte Untergrundquellen tragen hierzu nur wenig bei, die Verwechslungswahrscheinlichkeit mit anderen Ereignisklassen ist gering.

Seit 1970 wurde in Speicherringexperimenten nach der Reaktion

$$e^+e^- (\rightarrow L^+L^-) \rightarrow e^\pm u^\mp + \text{Neutrinos} \quad (1.4)$$

gesucht. Ein Experiment in Frascati setzte für die Masse eines schweren Leptons eine untere Grenze von $780\text{MeV}/c^2$ (ALL 70). Durch die Inbetriebnahme der e^+e^- -Speicherringe SPEAR in Stanford und DORIS in Hamburg konnte die Suche nach neuen Teilchen auf höhere Schwerpunktsenergien ausgedehnt werden. Die ersten Ereignisse, die auf die Existenz von (1.4) hindeuteten, wurden 1975 bei SPEAR von M.L.Pertl und Mitarbeitern (PERTL 75) gefunden. Außerdem wurde bei Schwerpunktsenergien oberhalb von 4GeV ein Überschuß von Myonen beobachtet, der sich nicht durch bekannte Prozesse erklären ließ (CAV 76, FEL 76).

Zur weiteren Untersuchung der leptonischen Ereignisse werden Detektoren mit guten Nachweiseigenschaften für Elektronen oder Myonen benötigt. Der magnetische Detektor PLUTO am Speicherring DORIS ist auf den Nachweis von Myonen spezialisiert. Mit Hilfe eines Eisenabsorbers von $\approx 40\text{cm}$ Dicke können in ca. 50% des Raumwinkels um die Wechselwirkungszone Myonen von anderen Teilchen getrennt werden. Innerhalb der Magnetspule (140cm Durchmesser) zerfallen nur wenige Myonen. Besonderes Gewicht war bei der Konstruktion von PLUTO auf eine möglichst vollständige Überdeckung des Raumwinkels mit ortsempfindlichen Proportionalkammern gelegt worden (PLU 73). Deshalb ist die Wahrscheinlichkeit, daß ein geladenes Teilchen, das vom Wechselwirkungspunkt kommt, nicht erkannt wird, gering.

Mit dem Detektor PLUTO wurde 1976 im Speicherring DORIS eine integrierte Luminosität von $5,7 \cdot 10^{36} \text{cm}^{-2}$ gesammelt. Das Experiment und die Datenanalyse wurden von der PLUTO-Kollaboration (siehe Literaturliste) durchgeführt. In der vorliegenden Arbeit wird ein Teilbereich der Auswertung diskutiert. Einzelne Ergebnisse der Arbeit wurden bereits veröffentlicht (PLU 77/2, PLU 77/3).

2. Beschreibung der Meßapparatur

Dieses Kapitel gibt einen Überblick über Speicherring und Detektor. Ausführlich beschrieben werden diejenigen Komponenten des Detektors, die für die vorliegende Arbeit von besonderer Bedeutung sind. Eine weitergehende Beschreibung findet sich im PLUTO-Handbuch (PLU 74) sowie in verschiedenen der in der Literaturliste angegebenen Arbeiten (BÄC 77, GER 77, PLU 77).

2.1 Der Speicherring DORIS

Die Beschleunigeranlagen von DESY sind in Abbildung 1 dargestellt.

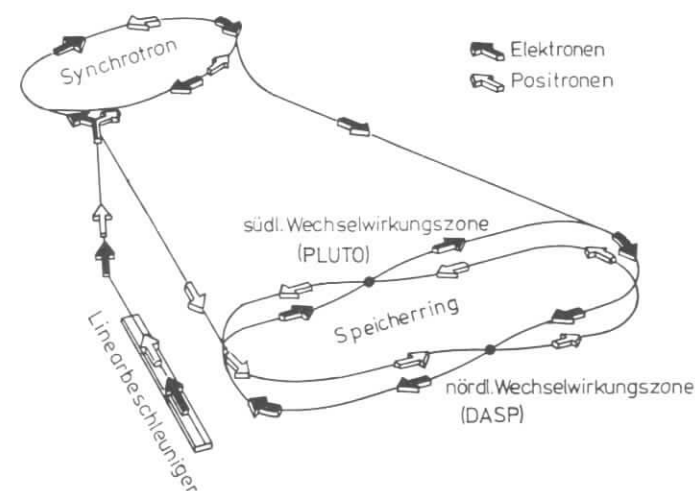


Abb.1: Teilchenbeschleuniger bei DESY (Stand Anfang 1977).

Der Doppelring-Speicher DORIS besteht aus zwei übereinander liegenden Ringen, die sich in 2 Wechselwirkungszone unter Winkeln von 24mrad kreuzen. Elektronen und Positronen werden, zeitlich voneinander getrennt, in das Synchrotron injiziert und beschleunigt. Dabei liegt die Energie des Synchrotrons über der gewünschten Einschußenergie für den Speicherring. Die Elektronen und Positronen werden während des Beschleunigungszyklus in den Speicherring eingeschossen, sobald sie die Einschußenergie erreicht haben. In DORIS können die Teilchen um einige 100MeV nachbeschleunigt werden.

Im hier beschriebenen Experiment waren Elektronen und Positronen zu je 120 Teilchenpaketen mit ≈3cm Länge und 8nsec zeitlichem Abstand zusammengefaßt.

Die Speicherringe haben zwei gegenüberliegende geradlinige Strecken von 55m Länge. Hier befinden sich die Experimentierzonen sowie Hohlraumresonatoren, die den durch Abgabe von Synchrotronstrahlung auftretenden Energieverlust ausgleichen. Außerdem dienen die Hohlraumresonatoren zum Nachbeschleunigen der Strahlen.

Die DORIS-Speicherringe sind für Maximalenergien von 4GeV pro Strahl ausgelegt. Die für diese Arbeit ausgewerteten Daten wurden bei Strahlenergien zwischen 1,8 und 2,5GeV gesammelt. Die Strahlenergie wird durch den Strom in den Ablenkmagneten an den Krümmungen der Ringe definiert. Zur Kontrolle ist in den Stromkreis der Ablenkmagnete ein Eichmagnet geschaltet, dessen Feld mit einer Kernresonanzsonde überwacht wird. Die theoretische Unschärfe der Strahlenergie beträgt

$$\frac{\sigma_E}{\text{MeV}} = 0,24 \frac{E_{\text{Strahl}}^2}{\text{GeV}^2}$$

Bei einer Schwerpunktsenergie von 5GeV ist $\sigma_E = 1,5\text{MeV}$ und $\sigma_E/E_{\text{Strahl}} = 6 \cdot 10^{-4}$.

Eine wichtige Größe für Speicherringexperimente ist die Luminosität L. L ist definiert als Quotient aus der Zahl der Ereignisse eines bestimmten Typs pro Zeiteinheit und dem Wirkungsquerschnitt für diese Reaktion.

$$L = \frac{\text{Zählrate im vollen Raumwinkel}}{\text{Wirkungsquerschnitt}} \quad \left(\frac{1}{\text{sec} \cdot \text{cm}^2} \right)$$

Im Speicherring gilt:

$$L = \frac{N_1 \cdot N_2 \cdot n_b \cdot f}{A_{\text{eff}}} = \frac{I_1 \cdot I_2}{n_b \cdot f \cdot e^2 \cdot A_{\text{eff}}} \quad (\text{WIE 75})$$

mit: N_1, N_2 = Teilchenzahl pro Teilchenpaket in den Strahlen 1 und 2

I_1, I_2 = Strahlströme

n_b = Zahl der Teilchenpakete pro Strahl

f = Umlauffrequenz

e = Elementarladung

A_{eff} = effektiver Strahlquerschnitt, abhängig von den Abmessungen der Teilchenpakete und vom Strahlkreuzungswinkel.

Direkt nach Füllung der Ringe betrug die Luminosität im Mittel $10^{30} \text{cm}^{-2} \text{sec}^{-1}$ und sank im Lauf von 3 bis 4 Stunden auf $5 \cdot 10^{29} \text{cm}^{-2} \text{sec}^{-1}$ ab. Die entsprechenden Strahlströme bewegten sich zwischen 170 und 90mA.

Bei einem mittleren Wert für die Luminosität beträgt die durchschnittliche Rate von hadronischen Ereignissen aus der e^+e^- -Wechselwirkung

$$N = \sigma \cdot L = 25 \cdot 10^{-33} \text{cm}^2 \cdot 7 \cdot 10^{29} \text{cm}^{-2} \text{sec}^{-1} \approx 1/\text{Minute}$$

Nur im Bereich der J/ψ -Resonanzen steigt die Rate um einen Faktor 20. Demgegenüber durchfliegen pro Sekunde etwa 200 Myonen aus der Höhenstrahlung den Detektor.

2.2 Der supraleitende Magnet PLUTO

Abbildung 2 zeigt einen Überblick über den Aufbau von PLUTO.

Kernstück des Detektors ist die zylindrische Magnetspule (Solenoid) mit einem nutzbaren Innendurchmesser von 1,4m und einer Länge von 90cm. Die Spule ist in einem Doppelzylinder aus Edelstahl untergebracht, der als Kryostat dient. Der Kryostat besteht aus einem Vakuummantel und einem Gefäß, das die Spule aufnimmt und mit flüssigem Helium gefüllt ist, um die Temperatur konstant bei 4,4K zu halten. Bei dieser Temperatur befindet sich die Niob-Titan-Legierung, aus der die Magnetspule gefertigt ist, in der supraleitenden Phase.

Im Normalbetrieb beträgt die Flußdichte des vom Supraleiter erzeugten magnetischen Feldes in der Gegend der Wechselwirkungszone 20 Kilogauß. In Achsennähe fällt das Feld am Rand der Spule um 10% ab und steigt zum Kryostaten hin bis auf 22 Kilogauß an.

Das Magnetfeld ermöglicht eine Bestimmung des Impulses geladener Teilchen. Für die Krümmung der Spur eines geladenen Teilchens im Feld gilt:

$$B \cdot \rho = \frac{c}{e} \cdot p$$

mit: B = Flußdichte des Magnetfeldes

ρ = Krümmungsradius der Spur im Feld

e, p = Ladung und Impuls des Teilchens.

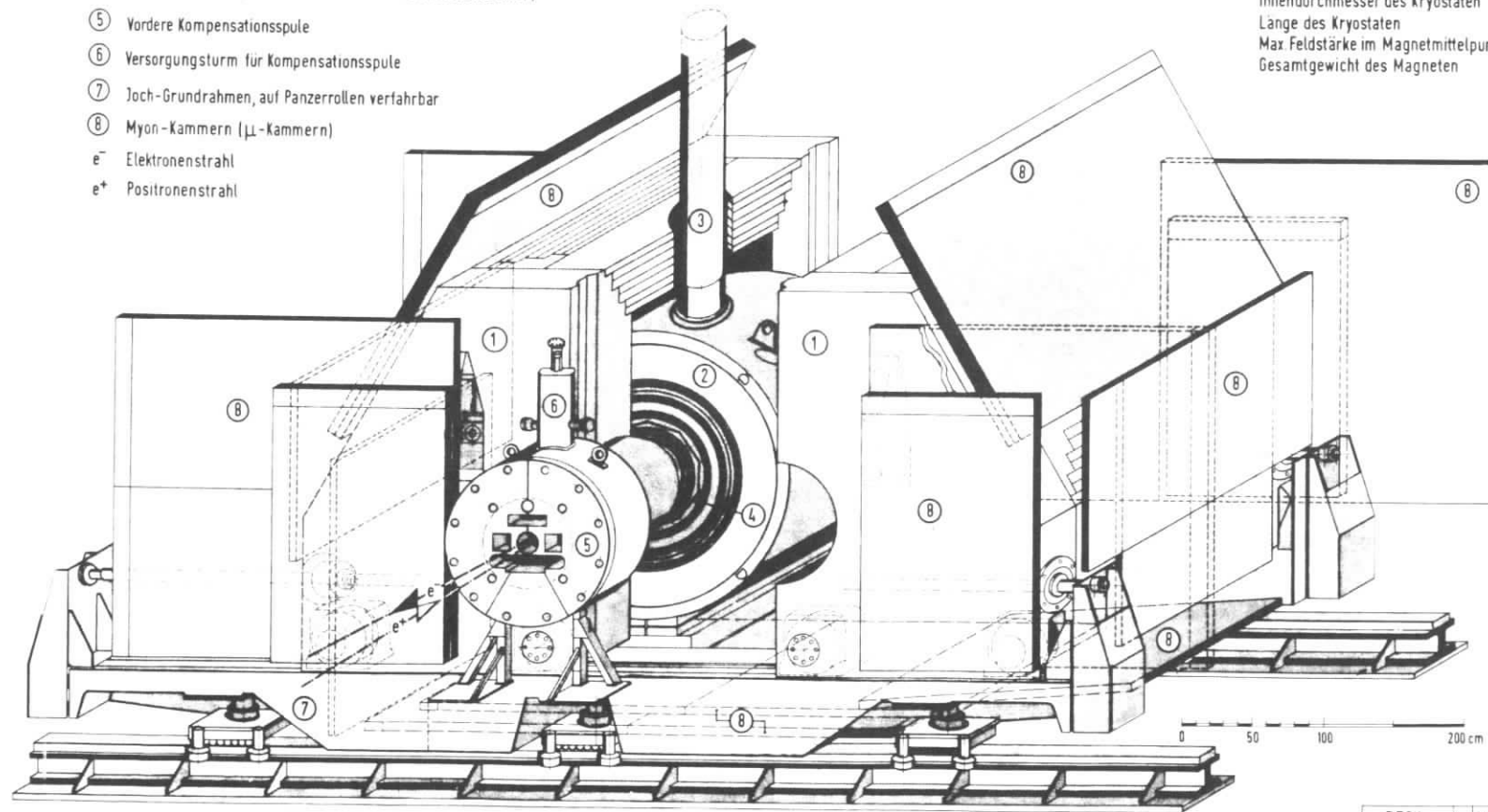
Die Impulsauflösung des PLUTO-Detektors hängt von der Spurlänge im Magnetfeld ab und ist begrenzt durch Vielfachstreuung bei kleinen Impulsen und durch die Meßungenauigkeit bei geringen Spurkrümmungen. Tabelle 1 gibt einen Überblick über die Impulsauflösung.

Der Kryostat ist umgeben von einem Joch aus magnetisch weichem Eisen. Zwei 50cm dicke Frontplatten sind mit 115cm Abstand voneinander parallel zu den Stirnflächen der Magnetspule aufgestellt und durch Seitenplatten verbunden, wie aus Abbildung 2 ersichtlich ist. Der so gebildete Eisenmantel hat an seiner dünnsten Stelle eine Dicke von 40cm. Damit der Zugang zum Inneren

- ① Magnetjoch (verfahrbar)
- ② Hauptspule (Supraleitender Magnet mit Kryostat (Kühlsystem))
- ③ Versorgungsturm für Hauptspule
- ④ Innendetektor (Proportionalkammern und Szintillationszähler)
- ⑤ Vordere Kompensationsspule
- ⑥ Versorgungsturm für Kompensationsspule
- ⑦ Joch-Grundrahmen, auf Panzerrollen verfahrbar
- ⑧ Myon-Kammern (μ -Kammern)
- e^- Elektronenstrahl
- e^+ Positronenstrahl

PLUTO 4π -Spektrometer

Höhe des Magnetjochs	330 cm
Länge des Magnetjochs	220 cm
Max. äußere Magnetlänge (einschl. Joch u. Kompensationsspulen)	284 cm
Höhe der Magnetachse über Boden	165 cm
Innendurchmesser des Kryostaten	140 cm
Länge des Kryostaten	105 cm
Max. Feldstärke im Magnetmittelpunkt	2 T
Gesamtgewicht des Magneten	120 t



DESY	MAGNETEN ABT.	1317 317 84
Spektrometer PLUTO		1960/10/25

Abb.2: Übersicht über PLUTO, Aufbau des Eisenjoches.

Teilchenimpuls (GeV/c)	Polarwinkel der Spur und getroffene Kammern	Impulsauflösung (einzelne Spur)	Impulsauflösung (2-Spur-Fit)
0,5 1,0 2,0	$\theta = 30^\circ$ Kammer 1 - 8	28% 53% -	8,5% 10,9% 17,7%
0,5 1,0 2,0	$\theta = 35^\circ$ Kammer 1 - 9	20,6% 39,1% 77,2%	7,4% 9,5% 15,4%
0,5 1,0 2,0	$\theta = 45^\circ$ Kammer 1 -12	8,9% 12,9% 22,7%	5,1% 5,7% 7,9%
0,5 1,0 2,0	$\theta = 60^\circ$ Kammer 1 -14	7,8% 9,9% 15,5%	4,6% 5,1% 6,5%

Tabelle 1: Impulsauflösung $\Delta p/p$ des PLUTO-Detektors (FWHM). Die Werte für 2-Spur-Fit wurden mit μ -Paaren unter Benutzung kinematischer Zwangsbedingungen ermittelt.

des Detektors gewährleistet ist, ist das Joch in der senkrechten Ebene durch die Magnetachse geteilt. Die beiden Hälften lassen sich einzeln nach außen wegfahren.

Das Eisenjoch dient zur Rückführung des magnetischen Flusses, homogenisiert das Feld im Inneren der Spule und schirmt das Streufeld nach außen ab. Wegen seiner Dicke von mehr als 2,3 Absorptionslängen stellt es außerdem einen guten Hadronabsorber dar und ist von entscheidender Bedeutung für den Nachweis von Myonen.

In den Frontplatten des Eisenjoches befindet sich je eine Bohrung zur Aufnahme einer supraleitenden Spule von 52cm Durchmesser. Diese sogenannten Kompensationsspulen sind koaxial zum PLUTO-Magnetfeld angebracht. Ihre Feldrichtung ist der Richtung des PLUTO-Feldes entgegengesetzt. Die Kompensationsspulen sind so dimensioniert, daß für jede geschlossene Teilchenbahn durch beide Spulen und die Hauptspule das Linienintegral $\oint \vec{H} \cdot d\vec{s}$ verschwindet. Dadurch wird die Beeinflussung der Strahlströme in DORIS durch den PLUTO-Magneten kompensiert.

2.3 Festlegung der Koordinatensysteme

Im Folgenden erweisen sich ein kartesisches und ein polares Koordinatensystem als zweckmäßig. Abbildung 3 veranschaulicht die beiden Systeme.

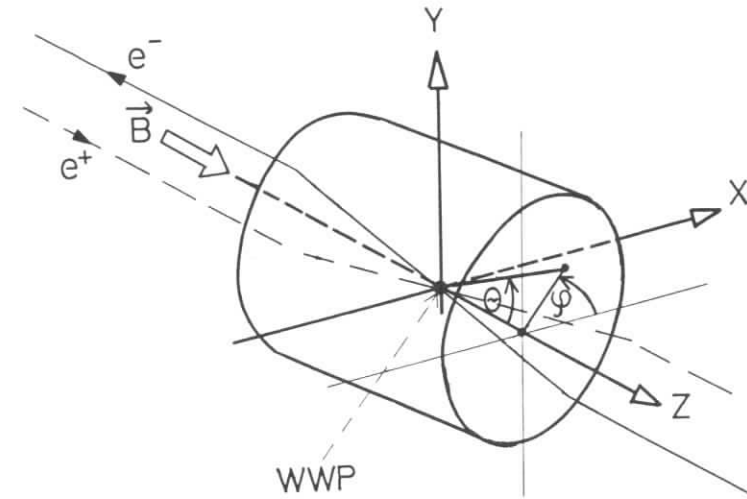


Abb.3: Koordinatensysteme, die bei Experiment und Analyse benutzt werden (Erläuterungen im Text).

Die kartesischen Koordinaten sind so gewählt, daß die z-Achse parallel zum Magnetfeld und zur Winkelhalbierenden der beiden Teilchenstrahlen ist. Die positive z-Achse zeigt in Richtung des Positronenstrahls. Entsprechend zeigt die x-Achse zum Mittelpunkt des Speicherrings und die y-Achse nach oben.

Wegen der azimuthalen Symmetrie von Innendetektor und Magnetfeld eignet sich für die Auswertung der Meßdaten ein Polarkoordinatensystem. Der Polarwinkel θ zwischen einer Spur und der positiven z-Achse bewegt sich zwischen $+\pi$ und $-\pi$. Der Azimutwinkel ϕ legt in der x,y-Ebene den Abstand zur x-Achse fest und geht von 0 bis 2π .

2.4 Der Innendetektor

Der Kryostat des PLUTO-Magneten hat einen Innendurchmesser von 140cm. Im felderfüllten Innenraum sind 14 zylindrische Proportionalkammern konzentrisch um das Strahlrohr angebracht. Abbildung 4 zeigt den Aufbau einer solchen Kammer. Jede Kammer besitzt eine innere und eine äußere Hochspannungsebene mit je 5mm Abstand von den dazwischenliegenden, parallel zur Achse gespannten Proportionaldrähten. Die Hochspannungsflächen sind in Streifen unterteilt, die um 45°

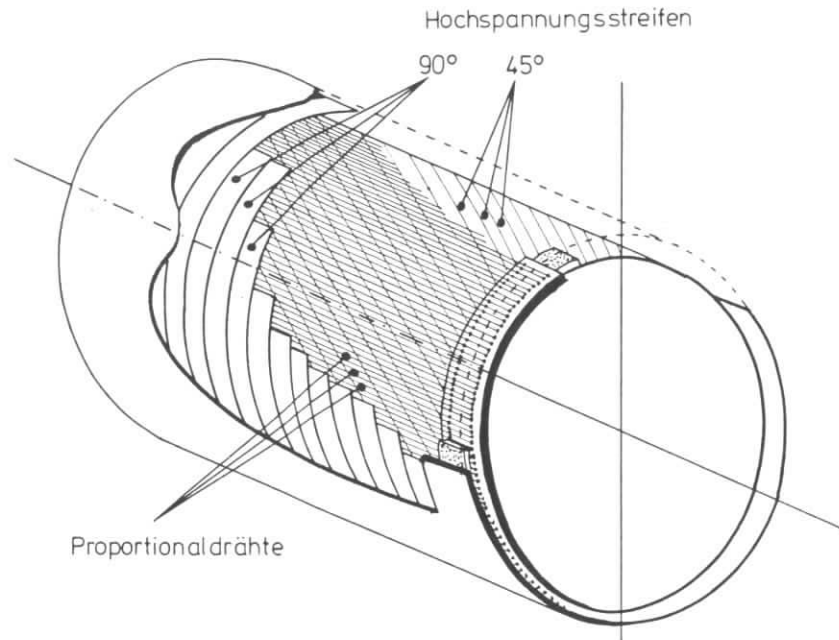


Abb.4: Zylinder-Proportionalkammer des PLUTO-Innendetektors (Nach DER 75).

Absorber	Radius (mm)	Länge in z (mm)	Dicke (Strahlungsl.)	summierte Dicke (Strahlungsl.)	$ \cos \theta_{\text{Grenz}} $
Vakuurohr	90,0	500	0,045	0,045	0,94
Kammer 1	112,5	650	0,014	0,059	0,94
Kammer 4	142,5	940	0,014	0,073	0,96
Kammer 5	170	940	0,014	0,087	0,94
Kammer 6	197,5	940	0,014	0,101	0,92
Kammer 7	225	940	0,014	0,115	0,90
Kammer 8	262,5	940	0,014	0,129	0,87
Kammer 9	300	940	0,014	0,143	0,84
Kammer10	337,5	940	0,014	0,157	0,81
inneres Blei	375	940	0,44	0,597	0,78
Kammer11	412,5	940	0,014	0,611	0,75
Kammer12	450	940	0,014	0,625	0,72
Kammer13	525	940	0,014	0,639	0,67
Kammer14	562,5	940	0,014	0,653	0,64
äußeres Blei	594,5	910	1,71	2,363	0,61
Kammer15	637,5	940	0,014	2,377	0,59
Kammer16	675	940	0,014	2,391	0,57

Tabelle 2: Aufbau des Innendetektors von PLUTO. Die Materiedicken gelten für senkrechten Teilcheneinfall. θ_{Grenz} ist derjenige Polarwinkel, unter dem der entsprechende Absorber gerade noch getroffen wird.

oder 90° gegen die Zähldrähte geneigt sind. Beim Durchgang eines geladenen Teilchens durch eine Zylinderkammer messen die Proportionaldrähte die Koordinaten in r und ϕ . Die in den Hochspannungstreifen induzierten Signale bestimmen die z -Koordinaten. Tabelle 2 gibt einen Überblick über die Dimensionen und die Anordnung der Proportionalkammern.

Als Zählgas dient ein Gemisch aus 90% Argon, das durch Methylal geleitet wird, und 10% Propan. Die Ansprechwahrscheinlichkeiten der Zylinderkammern werden im Experiment laufend überwacht. Die Dicke der Kammern beträgt 0,014 Strahlungslängen.

Der Innendetektor überdeckt einen Raumwinkel von $0,94 \cdot 4\pi$ sterad um die Wechselwirkungszone. Innerhalb dieses Raumwinkels trifft jede Spur vom Wechselwirkungspunkt mindestens 3 Zylinderkammern. Dadurch eignet sich PLUTO besonders zum Nachweis von Ereignissen mit vielen geladenen Teilchen.

Zum Nachweis von Photonen sowie zur Elektronenerkennung enthält der PLUTO-Innendetektor zwei Bleikonverter. Hinter der achten Zylinderkammer ist ein 0,44 Strahlungslängen dicker Konverter mit zehneckigem Querschnitt eingebaut. Ein Bleizylinder mit 1,7 Strahlungslängen Dicke befindet sich vor den zwei äußersten Zylinderkammern.

2.5 Die Myonkammern

Myonen verlieren ihre Energie beim Durchgang durch Materie nur durch elektromagnetische Wechselwirkung. Sie können deshalb große Materiedicken durchfliegen. Bei Elektronen, die mit Materie ebenfalls nur elektromagnetisch wechselwirken, ist der differentielle Energieverlust wegen ihrer geringen Masse wesentlich größer. Hadronen verlieren ihre Energie schnell durch starke Wechselwirkung. Durch die großen Reichweiteunterschiede in Materie lassen sich Myonen mit geringer Verwechslungswahrscheinlichkeit von Hadronen und Elektronen unterscheiden.

Zum Nachweis von Myonen, die vom Wechselwirkungspunkt kommen, sind außerhalb des Eisenjoches 25 Myonkammern angebracht. Abbildung 5 zeigt eine solche Kammer, die aus 180 Proportionalzählrohren in 2 Lagen aufgebaut ist. Die aus Messing gefertigten Rohre haben eine Wandstärke von 0,3mm und einen Außendurchmesser von 20mm. Als Zähldraht ist in der Mitte der Rohre $30\mu\text{m}$ dicker vergoldeter Wolframdraht gespannt. Die empfindliche Länge eines Rohres in Richtung des Zähldrahtes ist 108cm, die empfindliche Breite einer Kammer senkrecht zu den Drähten beträgt 181cm. Die Myonkammern werden mit demselben Gasgemisch

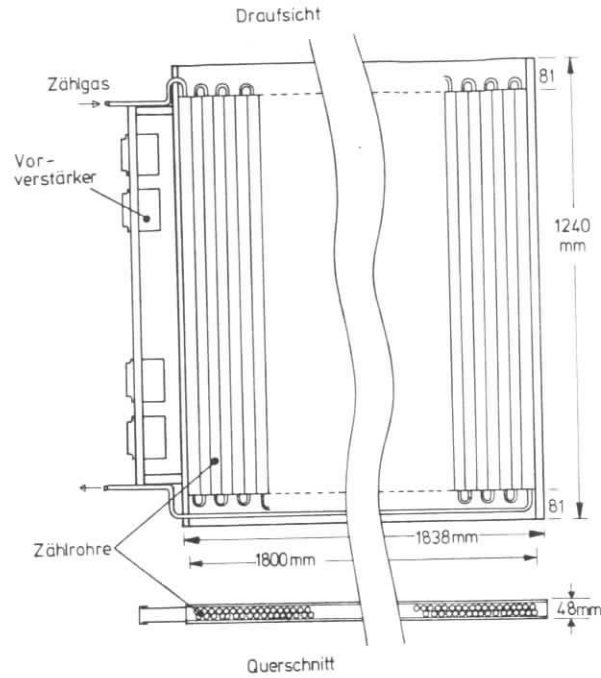


Abb.5: Aufbau einer Myonkammer

wie die Zylinderkammern des Innendetektors betrieben. Bei einer Hochspannung von 1550 bis 1600 Volt ist die Nachweiswahrscheinlichkeit für minimal ionisierende Teilchen in einer Rohrlage $n \geq 98,5\%$. Für die zwei gegeneinander versetzten Rohrlagen einer Myonkammer ist die resultierende Nachweiswahrscheinlichkeit größer als 99,6%.

In der Richtung senkrecht zu den Proportionaldrähten ist die Ortsauflösung einer Myonkammer gleich dem halben Rohrdurchmesser $\Delta x = 10\text{mm}$, während entlang eines Drahtes keine Ortsinformation gegeben wird.

In Abbildung 6 sind im Querschnitt durch PLUTO die Anordnung der Myonkammern sowie Einzelheiten des Innendetektors zu erkennen. Abbildung 7 zeigt in der $\phi, \cos\theta$ -Projektion des PLUTO-Mantels die Lage sämtlicher Myonkammern (Abb.7a) und die Absorberdicken, die ein Teilchen zu durchqueren hat, um eine Kammer an einer bestimmten Stelle zu treffen (Abb.7b). Da der überwiegende Teil des Absorbers aus Eisen besteht, sind die Materiedicken in cm Eisenäquivalent angegeben. Die Werte in Abb. 7b gelten für geradlinige Spuren vom Wechselwirkungspunkt.

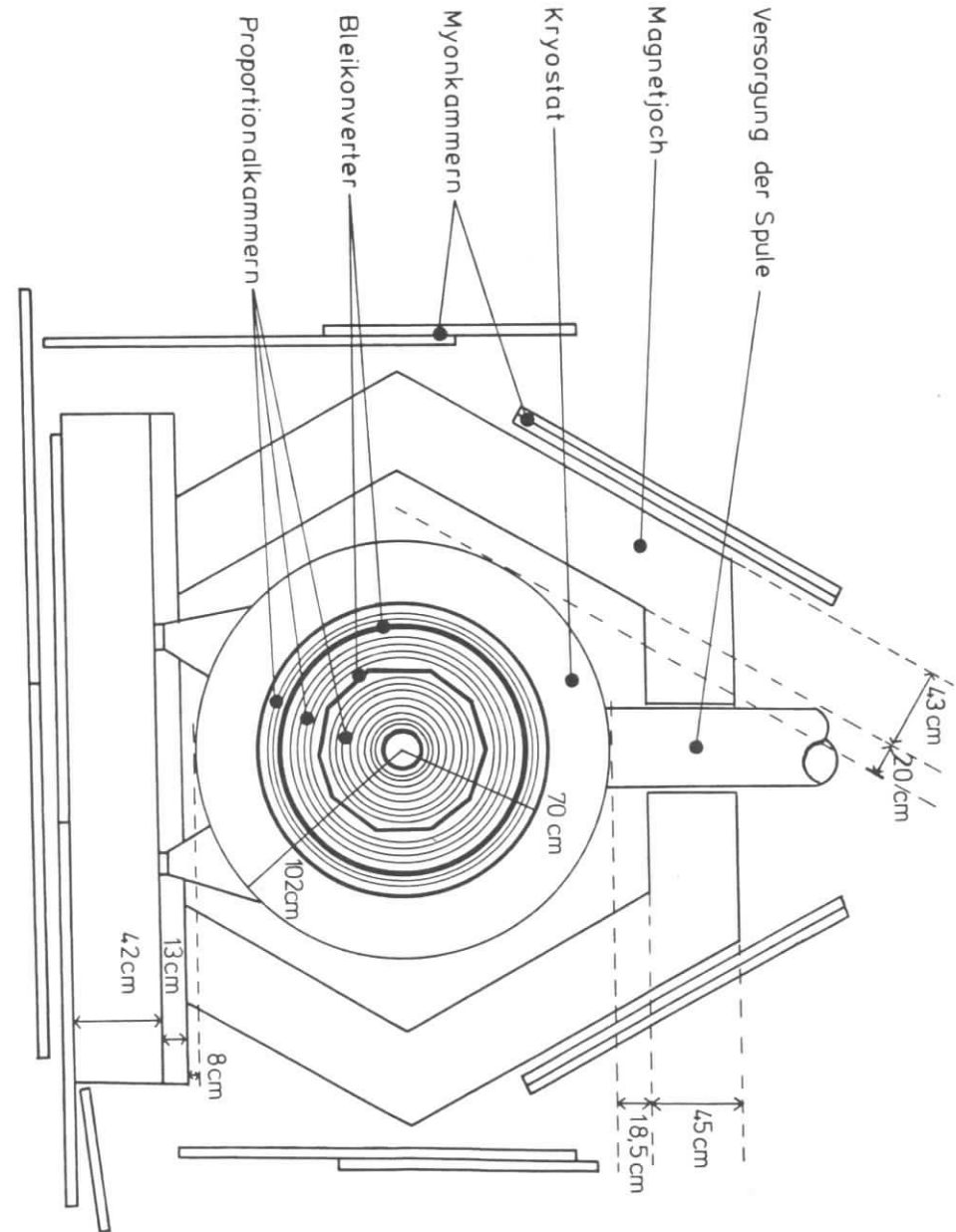


Abb.6: Querschnitt durch den magnetischen Detektor PLUTO.

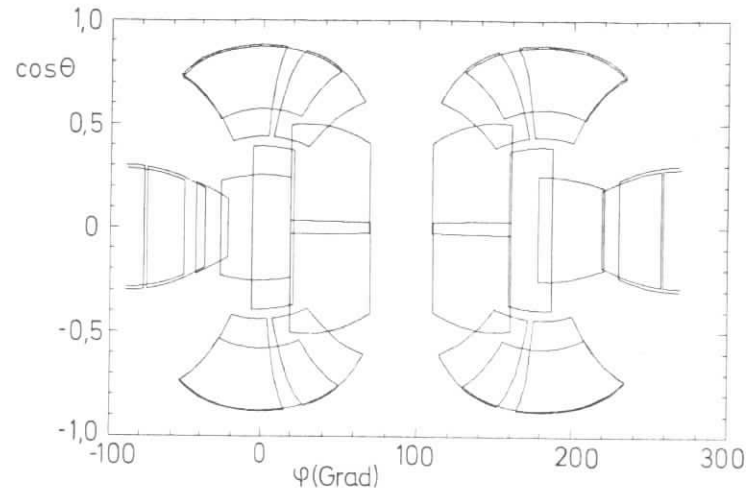


Abb.7a: Anordnung der Myonkammern um das PLUTO-Eisenjoch in der $\varphi, \cos\theta$ -Projektion

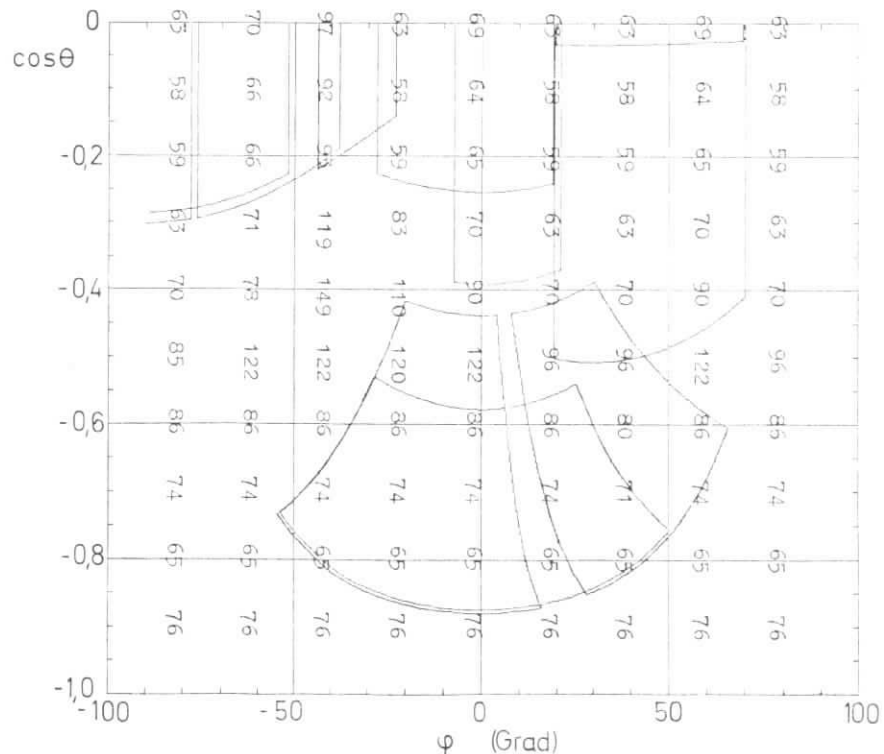


Abb.7b: Dicke des Hadronabsorbers (Innendetektor, Magnet und Eisenjoch) in Abhängigkeit von φ und $\cos\theta$ (in cm Eisenäquivalent).

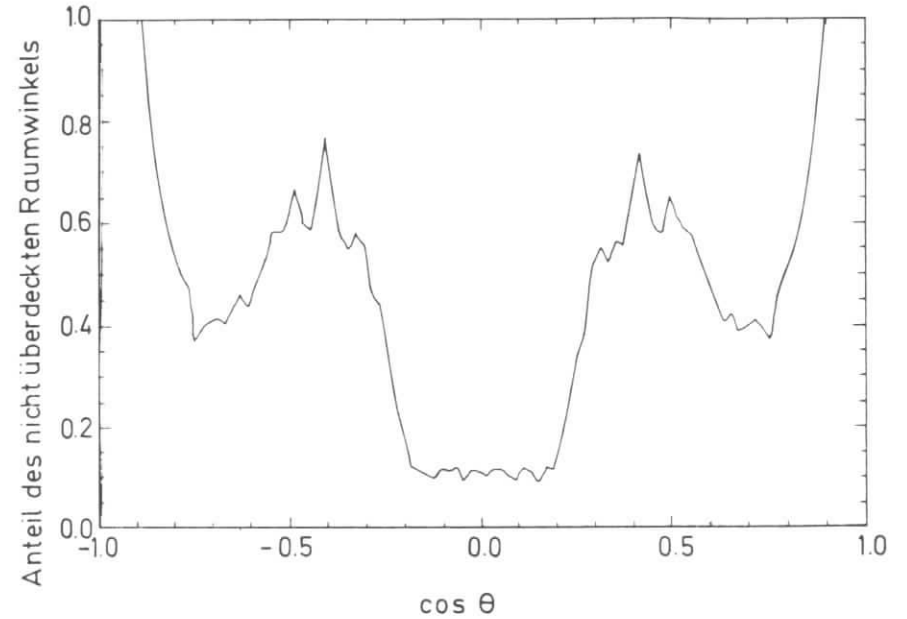


Abb.8: Nicht mit Myonkammern überdeckter Teil des vollen Raumwinkels um die Wechselwirkungszone in Abhängigkeit vom Polarwinkel.

2.6 Strahlrohr und Luminositätsmonitor

Als Eichreaktion zur Bestimmung der Luminosität dient bei Experimenten an e^+e^- -Speicherringen die elastische Elektron-Positron-Streuung unter kleinen Winkeln. Dieser Prozeß bietet den Vorteil einer hohen Zählrate und läßt sich mit Hilfe der Quantenelektrodynamik berechnen (AKH 65).

Um eine maximale Zählrate zu erhalten, soll die Monitoranordnung möglichst nahe am Strahl stehen. Das PLUTO-Vakuumrohr, das aus 0,8mm dickem Stahl

gefertigt ist, hat deshalb 4 dünnere Fenster mit einer Dicke von 0,1mm. Durch diese Fenster können Elektronen, die horizontal unter 130mrad gestreut werden, fast ungestört austreten.

Hinter den Austrittsfenstern befinden sich 4 identisch aufgebaute Zählerteleskope, in denen die Kleinwinkelstreuung unter 130mrad zum Strahl gemessen wird. Eine genaue Beschreibung des Verfahrens findet sich bei (PLU 74). Mit dieser Anordnung wird die Luminosität auf $\Delta L/L = 5\%$ genau bestimmt.

2.7 Der Trigger

Beim PLUTO-Experiment dienen logische Verknüpfungen der Zylinderkammer-Signale als Trigger (IWA 72). Grundidee ist die schnelle Erkennung von Spursegmenten im Innendetektor. Der Trigger besteht aus 3 Stufen, die wachsende Anforderungen an ein Ereignis stellen. Benutzt werden nur die schnellen Ausgangssignale (Fast out) der Proportionaldrähte, die zu Sektoren von 3° zusammengefaßt werden. Jede Zylinderkammer hat damit im Trigger 120 Kanäle.

Die Spurenerkennung arbeitet mit den logischen Funktionen DOR und DUL. $DOR\ j = DOR(i,k)$ ist genau dann wahr, wenn im Ring j, der aus den Zylinderkammern i und k besteht, die Kammer i an einer Stelle ξ und die Kammer k zwischen ξ und $(\xi + \Delta\xi)$ getroffen wurde. Dabei ist ξ ein beliebiger Azimutwinkel, und die Ringe j sind wie folgt definiert:

- Ring 1 = Kammer 4 und 7, Ring 2 = Kammer 5 und 8,
- Ring 3 = Kammer 6 und 9, Ring 5 = Kammer 11 und 12,
- Ring 6 = Kammer 15 und 16 (Kammernummern wie in Tab.2).

Zur Definition der Funktion DUL wird der Azimutwinkel in 8 Sektoren von 45° unterteilt. DUL j ist genau dann erfüllt, wenn im Ring j mindestens zwei DOR wahr sind, die nicht in zwei benachbarten 45° -Sektoren liegen.

Die schnellste Stufe des Triggers ist der Strobe. Verlangt wird wenigstens ein Spursegment vom Typ DOR. Ist die Bedingung erfüllt, so öffnet das Strobe-Signal 220nsec nach Eintritt des Ereignisses für 330nsec das Tor zu einem Flip-Flop-Register, und alle Signale aus dem Detektor werden digitalisiert und gespeichert. Durch die Wahl eines $\Delta\xi$ ist im Strobe ein Mindestimpuls festgelegt, den eine Spur wegen der Krümmung im Magnetfeld haben muß, um den Trigger auszulösen. Im hier beschriebenen Experiment betrug der Mindestimpuls 240MeV/c. Die Rate des Strobe-Signals ist typisch 2-5kHz.

Hat ein Ereignis einen Strobe-Impuls ausgelöst, so wird als zweite Stufe der Pretrigger aktiv. Der Pretrigger akzeptiert ein Ereignis dann, wenn wenigstens

ein DUL wahr ist. Zweispurereignisse mit einem Öffnungswinkel von bis zu 45° in der r,ϕ -Ebene werden durch diese Bedingung verworfen. Beträgt der Öffnungswinkel mehr als 90° , so wird das Ereignis immer akzeptiert. Zusätzlich akzeptiert der Pretrigger Ereignisse, bei denen ein DOR aus den Ringen 1 bis 3 und ein DOR aus den Ringen 5 und 6 wahr ist (Einspurtrigger). Die Rate des Pretriggers ist $\approx 100\text{Hz}$, zur Verarbeitung eines Ereignisses wird ca. 1µsec benötigt.

Hat ein Ereignis den Pretrigger durchlaufen, so werden die in den Flip-Flop-Registern gespeicherten Informationen aus den Zylinderkammern von der sequentiellen Logik auf vorgegebene Spurmuster durchsucht. Endgültig akzeptiert wird ein Ereignis, wenn die sequentielle Logik eine der folgenden Bedingungen erfüllt findet:

- a) Mindestens zwei Spuren innerhalb des inneren Bleikonverters. → Erkennung geladener Teilchen in einem großen Raumwinkel.
- b) Mindestens 3 Spurelemente hinter einem der Bleikonverter, wenigstens zwei davon nicht in benachbarten 45° -Sektoren. → Erkennung von Schauern und konvertierten Photonen.
- c) Zwei Spurelemente, die innerhalb von $\pm 13,5^\circ$ koplanar mit den Primärstrahlen sind, hinter dem äußeren Bleikonverter. → Erkennung von Ereignissen mit zwei gegenüberliegenden Photonen.

Die Bearbeitungszeit ist in der letzten Stufe des Triggers ungefähr 40µsec/Ereignis, die durchschnittliche Rate beträgt 20Hz. Dabei handelt es sich fast ausschließlich um kosmische Myonen ($\approx 80\%$ der akzeptierten Ereignisse) und Wechselwirkungen der Strahlen mit dem Restgas im Speicherring.

2.8 Datenverarbeitung

Die vom Trigger akzeptierten Ereignisse werden in den Kleinrechner PDP 11/45 eingelesen und dort in einem zyklisch arbeitenden Datenpuffer gespeichert. Wenn ein Füllstand von rund 15 Ereignissen erreicht ist, wird der Inhalt des PDP-Puffers zur IBM 370/168 des DESY-Rechenzentrums transferiert. Die Datennahme muß während des Transfers nicht unterbrochen werden. Auch Kontrolldaten, wie z.B. Magnetfeld, Strahlströme und Vakuum im Strahlrohr, sowie die Daten des Luminositätsmonitors werden in der PDP zwischengespeichert und alle 100sec zur IBM übertragen ("check-records").

Eine weitere Aufgabe der PDP ist die On-line-Erkennung von Ereignissen aus der Höhenstrahlung. Mit Hilfe eines entsprechenden PDP-Programms kann die zur IBM übertragene Datenmenge um ungefähr die Hälfte reduziert werden. Die Funktion der PDP 11/45 im PLUTO-Experiment ist in (FRS 76) beschrieben.

Von der IBM werden die Daten zunächst auf Plattendateien gesammelt und alle 2-3 Stunden auf Magnetbänder der ersten Datengeneration kopiert.

Erste Stufe der Off-line-Auswertung ist das Spurerkennungsprogramm PLUTOPAT (FRA 75). Es erzeugt aus den Originaldaten der ersten Generation die r, φ- und z-Koordinaten. Anschließend erfolgt eine zweite Reduktion kosmischer Myonen. Die übrigbleibenden ~40% der Ereignisse stammen immer noch überwiegend aus Untergrundprozessen. Diese Daten werden von PLUTOPAT auf Spuren untersucht, an welche Schraubenlinien angepaßt werden können. Ausgabe des Programms sind die Magnetbänder der zweiten Datengeneration.

In der nächsten Stufe der Auswertung wird eine Anpassung an den Wechselwirkungspunkt ("Vertexfit") durchgeführt. Das Programm versucht, die Parameter aller "guten" Spuren eines Ereignisses innerhalb der Fehlergrenzen so zu verändern, daß sie durch den Wechselwirkungspunkt gehen. Als gute Spuren gelten dabei solche, die mit der Hypothese "Spur kommt vom Wechselwirkungspunkt" verträglich sind.

Der Wechselwirkungspunkt wird mit Hilfe von kollinearen Myonpaaren bestimmt. Aus je 100 Ereignissen, die genau definierten Anforderungen genügen müssen, wird durch einen Fit der gemeinsame Vertex bestimmt. Wird die Strahlenergie geändert, bevor 100 Ereignisse gesammelt wurden, kann der Fit schon mit 50 μ-Paaren durchgeführt werden. Die Unsicherheit in der Lage des so ermittelten Wechselwirkungspunktes in x und y beträgt $\sigma_x = \sigma_y = 0,4\text{mm}$. In z liegt der Fehler um ungefähr eine Größenordnung höher. Der aus μ-Paaren bestimmte Vertex wird bei der Analyse als Spurpunkt verwendet, wodurch die Auflösung verbessert werden kann.

Die weitere Datenverarbeitung wird entsprechend den Anforderungen, die in einer speziellen Analyse gestellt werden, individuell vorgenommen. Eine Beschreibung von Datennahme und Auswertung findet sich bei (GER 77). Die Organisation der PLUTO-Daten ist bei (BLO 77) beschrieben.

3. Teilchentrennung und Nachweiswahrscheinlichkeiten

Die vorliegende Arbeit befaßt sich mit Endzuständen aus der e^+e^- -Vernichtung, die Myonen enthalten. Deshalb ist eine gute Myonerkenkung besonders wichtig. Wenn die Natur der zusätzlich erzeugten Teilchen untersucht werden soll, benötigt man auch für andere Teilchensorten geeignete Nachweiskriterien. Da im PLUTO-Detektor lediglich Teilchen-Impulse gemessen werden, müssen die verschiedenen Teilchensorten durch Beobachtung ihrer Wechselwirkung mit der Materie des Detektors getrennt werden.

In diesem Kapitel werden die Methoden zur Teilchentrennung in PLUTO erläutert. Außerdem werden die Nachweiswahrscheinlichkeiten und Akzeptanzen bestimmt, die im Folgenden zur Berechnung absolut normierter Wirkungsquerschnitte benötigt werden.

3.1 Teilchennachweis im PLUTO-Detektor

3.1.0 Spurdefinition

Die Genauigkeit der Impulsbestimmung hängt von der Spurlänge im Magnetfeld ab (vgl. Tabelle 1). Deshalb werden für eine gute Spur mindestens 4 Spurpunkte aus den Zylinderkammern 4 bis 8 (vgl. Tabelle 2) verlangt. Diese Bedingung entspricht einem Polarwinkel der Spur mit $|\cos\theta| \leq 0,87$. Für wenigstens ein Myon oder Hadron eines Ereignisses wird eine genauere Messung bis Kammer 11, entsprechend $|\cos\theta| \leq 0,75$, verlangt.

3.1.1 Myonen

Myonen unterliegen nicht der starken Wechselwirkung und können deshalb dicke Materieschichten durchdringen. Der Energieverlust entlang der Flugbahn erfolgt im betrachteten Energiebereich fast ausschließlich durch Ionisation und läßt sich mit Hilfe der Bethe-Bloch-Formel (BET 53) berechnen. Die Reichweite in einem bestimmten Absorbermaterial ist nur von der Anfangsenergie des Myons abhängig. In Abbildung 9 sind die Reichweiten in Eisen und Kupfer für Myonimpulse zwischen 0,5 und 1,8GeV/c dargestellt. Reichweitestreuungen sind kleiner als 5%. Tabelle 3 zeigt die differentiellen Energieverluste von Myonen in verschiedenen Absorbermaterialien.

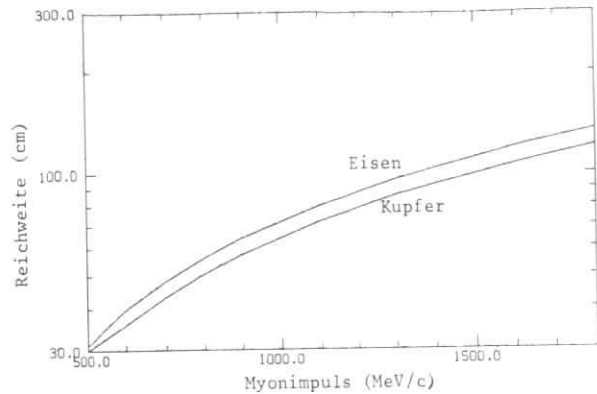


Abb. 9: Reichweite von Myonen in Eisen und Kupfer (nach JOS 69).

Myonimpuls (MeV/c)	Differentialer Energieverlust $\frac{dE}{dx}$ (MeV/(g/cm ²))		
	in: Eisen	Kupfer	Blei
1100	1,602	1,574	1,281
1600	1,665	1,635	1,344

Tabelle 3: Differentielle Energieverluste $\frac{dE}{dx}$ (MeV/(g/cm²)) für Myonen in verschiedenen Absorbermaterialien (nach JOS 69).

Bei PLUTO ist die Dicke des Eisenmantels groß im Vergleich zur Dicke der übrigen Absorber. Deshalb kann bei der Bestimmung der Myonenergie durch die Reichweite in Materie vereinfachend ein homogener Eisenabsorber angenommen werden. Diese Vereinfachung verursacht einen Fehler in der Myonenergie von $\Delta E/E \leq 1\%$.

Da die Myonmasse 207mal größer ist als die Elektronmasse, ist die Wahrscheinlichkeit einer großen Änderung der Flugrichtung eines Myons beim Durchdringen der Elektronenhülle eines Absorber-Atoms gering. Die Richtungsänderung ist im Wesentlichen durch die Coulomb-Vielfachstreuung um kleine Winkel bestimmt. Für eine Berechnung der erwarteten Vielfachstreuung (PAR 76) muß die Teilchenbahn durch das Absorbermaterial schrittweise verfolgt werden.

Als Maß für die Wahrscheinlichkeit, daß die Ablenkung eines in einer Myonkammer nachgewiesenen Teilchens durch Coulomb-Vielfachstreuung zu erklären ist, wird im PLUTO-Experiment die Abweichung des Teilchens benutzt. Die Abweichung

ist definiert als Abstand zwischen der extrapolierten Teilchentrajektorie (vgl. Kap.4.1) und dem in der Myonkammer gesetzten Zählendraht. Haben mehrere Drähte angesprochen, so wird derjenige mit dem kleinsten Abstand gewertet.

Als Myonkandidat wird ein Teilchen bezeichnet, dessen extrapolierte Trajektorie durch eine Myonkammer geht. Ein Teilchen gilt als identifiziertes Myon, wenn es innerhalb der durch Coulomb-Vielfachstreuung erwarteten Abweichung eine Myonkammer trifft.

Kombiniert man die impulsabhängige Reichweite von Myonen (Abb.9) mit der winkelabhängigen PLUTO-Absorberdicke (Abb.7b), so erhält man den Impuls, den ein Myon haben muß, um an einer bestimmten Stelle eine Myonkammer zu treffen. Um winkelabhängige Korrekturen zu vermeiden, ist es sinnvoll, einen unteren Abschneideimpuls für Myonkandidaten einzuführen.

Die Myonkammern überdecken zusammen einen Raumwinkelbereich von $0,51 \cdot 4\pi$ sterad. Der Schnitt im Polarwinkel von $|\cos\theta| \leq 0,75$ (vgl.3.1.0) verkleinert diesen Bereich auf $0,46 \cdot 4\pi$ sterad. In Tabelle 4 ist für Spuren mit $|\cos\theta| \leq 0,75$ der für Myonnachweis empfindliche Raumwinkel in Abhängigkeit vom Impuls dargestellt.

Myonimpuls (GeV/c)	Raumwinkel für Myonnachweis (4π sterad)
0,9	$0,17 \pm 0,01$
1,0	$0,27 \pm 0,01$
1,1	$0,33 \pm 0,01$
1,2	$0,37 \pm 0,01$
1,3	$0,42 \pm 0,01$

Tabelle 4: Für Myonnachweis empfindlicher Raumwinkel in Abhängigkeit vom Myonimpuls.

Der Abschneideimpuls wird auf $p_{\min} = 1\text{GeV}/c$ festgesetzt. Für Myonen mit Impuls p_{\min} ist die Akzeptanz ungefähr $2/3$ der gesamten Myonkammerfläche.

Wegen der stark variierenden Dicke des PLUTO-Eisenmantels muß die beobachtete Zahl von Myonen in Abhängigkeit von ihrem Impuls auf konstante Eisendicke von 72cm (= mittlere Reichweite eines Myons mit $p = 1\text{GeV}/c$ in Eisen) korrigiert werden. Tabelle 5 zeigt die Korrekturfaktoren, mit denen die in den verschiedenen Impulsbereichen beobachteten Myonenzahlen multipliziert werden müssen, um die tatsächlichen Zahlen zu erhalten. Isotrope Verteilung über den Raumwinkel ist dabei vorausgesetzt.

Zur Abtrennung von Hadronen, die den Absorber durchdringen oder zerfallen, dient ein Schnitt in der Abweichung des Myonkammersignals von der extrapolierten Spur. Zur Festlegung des Schnittes wird die Abweichungsverteilung von

Myonimpuls (GeV/c)	Korrekturfaktor f
$1,05 \pm 0,05$	1,5
$1,15 \pm 0,05$	1,3
$1,25 \pm 0,05$	1,15
$1,35 \pm 0,05$	1,08
$1,45 \pm 0,05$	1,04
$\geq 1,5$	1

Tabelle 5: Korrektur der Myonenzahl auf konstante Eisendicke von 72cm. Die beobachtete Zahl von Myonen muß mit f multipliziert werden, um die tatsächliche Zahl zu erhalten.

Myonen aus Zweikörperzerfällen der $J/\psi(3,1)$ -Resonanz

$$J/\psi(3,1) \rightarrow \mu^+ \mu^- \quad (p_\mu = 1545 \text{ MeV/c})$$

benutzt. Diese Ereignisklasse ist praktisch untergrundfrei, da die Wahrscheinlichkeit, daß ein Elektron aus dem konkurrierenden Zerfall $J/\psi(3,1) \rightarrow e^+ e^-$ das Eisen durchdringt, gering ist. Abbildung 10 zeigt die Abweichungsverteilung in verschiedenen Polarwinkelbereichen. Die Breite der Verteilungen hängt stark von der Absorberdicke ab.

Für verschiedene Schnitte in der Abweichungsverteilung sind in Tabelle 6 die Myonakzeptanzen in den einzelnen $|\cos\theta|$ -Intervallen sowie summiert über den gesamten Raumwinkel angegeben.

Schnitt in der Abweichung	$ \cos\theta $ -Intervall					Myonakzeptanz (4π sterad)
	$<0,1$	$0,2 \pm 0,1$	$0,4 \pm 0,1$	$0,6 \pm 0,1$	$>0,7$	
75mm	0,77	0,795	0,571	0,86	0,941	0,356
100mm	0,864	0,898	0,70	0,932	0,955	0,398
115mm	0,895	0,934	0,756	0,948	1,0	0,414
125mm	0,914	0,941	0,805	0,956	1,0	0,421
135mm	0,928	0,951	0,827	0,967	1,0	0,427
150mm	0,943	0,969	0,857	0,975	1,0	0,434
175mm	0,96	0,98	0,88	0,98	1,0	0,44
kein Schnitt			1,0			0,458

Tabelle 6: Für Myonnachweis empfindlicher Teil der μ -Kammerfläche in den einzelnen $|\cos\theta|$ -Bereichen und Myonakzeptanz im vollen Raumwinkel, für verschiedene Abweichungsschnitte ($|\cos\theta| < 0,75$ und $p_\mu = 1,5 \text{ GeV/c}$).

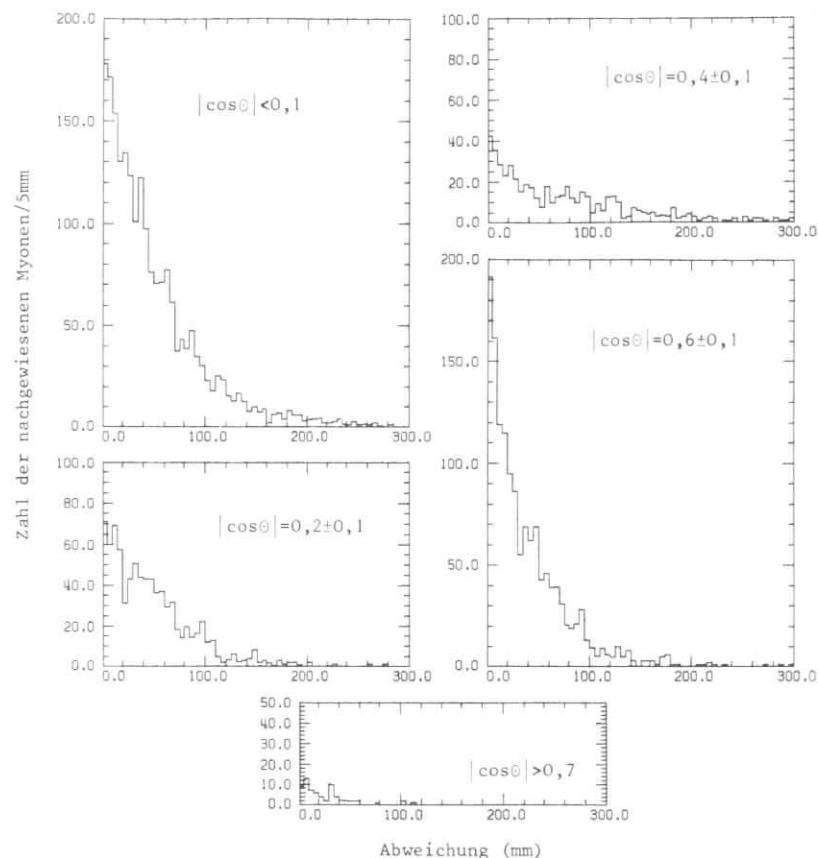


Abb. 10: Abweichungsverteilung der in den Myonkammern nachgewiesenen Myonen in verschiedenen Polarwinkelbereichen.

Im Folgenden wird für Myonen eine Abweichung von weniger als 125mm verlangt. Dadurch verringert sich die auf Impulse $p_\mu \geq 1 \text{ GeV/c}$ korrigierte Myonakzeptanz auf 42,1% des vollen Raumwinkels um die Wechselwirkungszone.

3.1.2 Elektronen

Hochenergetische Elektronen verlieren ihre Energie beim Durchgang durch Materie überwiegend durch Bremsstrahlung. Unterhalb einer kritischen Energie E_c überwiegt der Energieverlust durch Ionisation. In Eisen ist $E_c = 24 \text{ MeV}$ (SEG 65).

Durch die Bildung elektromagnetischer Schauer in Materie (PER 72) lassen sich hochenergetische Elektronen identifizieren.

Als identifiziertes Elektron gilt im Folgenden ein Teilchen, das in den Spurkammern des Innendetektors nachgewiesen wird, hinter dem äußeren Bleikonverter einen Schauer verursacht und keine μ -Kammer trifft.

Voraussetzung für den Elektronennachweis ist, daß das Teilchen den äußeren Konverter trifft. Deshalb gilt für Elektronen die Einschränkung $|\cos\theta_e| < 0,55$ (vgl. Tabelle 2). Der Raumwinkel für Elektronerkennung beträgt damit 55% des vollen Raumwinkels um die Wechselwirkungszone (= 63% des Raumwinkels für Spurerkennung).

Das Vorliegen eines elektromagnetischen Schauers wird angenommen, wenn in den beiden äußersten Zylinderkammern in einem Sektor von $\Delta\phi = 27^\circ$ mindestens 11 Drähte (von insgesamt 135) angesprochen haben. Untergrundquellen wie Rückstreuung eines Teilchens aus der Detektorwand oder Kreuzen zweier Spuren werden ausgeschlossen.

Zur Überprüfung des Schauerkriteriums wurden alle Ereignisse mit Myonen auf Spuren, die den äußeren Bleikonverter durchqueren, untersucht. Abbildung 11a und 11b zeigen die Drahtzahlverteilung für Myonen aus $\mu\mu\gamma$ -Ereignissen (vgl. Kap. 4.3.2). Es wurde nur für eine der beiden Spuren der Nachweis in einer μ -Kammer verlangt. Die Ereignisse wurden durch Anpassung an kinematische Hypothesen identifiziert.

Myonen mit hohen Impulsen haben ein ausgeprägtes Maximum bei einer Zahl von 4 bis 6 angesprochenen Drähten, bei weniger als 1% der Spuren liegt ein Schauer vor (Abb.11a). Für Myonen mit Impulsen zwischen 0,3 und 1 GeV/c, deren Spur im Magnetfeld stärker gekrümmt wird, ist die Verteilung wegen des flachen Einfalls in die äußeren Proportionalkammern breiter (Abb.11b).

In Abbildung 11c ist die Drahtzahlverteilung für die nicht als Myonen identifizierten Teilchen aus Ereignissen mit mehr als 2 Spuren dargestellt. 5% dieser "Hadronkandidaten" erzeugen Schauer mit mehr als 10 Koordinaten.

Einen größeren Anteil von Elektronen enthält die Ereignisklasse mit einem Myon und genau einem weiteren geladenen Teilchen. Abbildung 11d zeigt die Drahtzahlverteilung der nicht als Myonen identifizierten Teilchen für diese Ereignisklasse. Man erkennt ein breites Maximum wie bei der Verteilung der Hadronkandidaten, zusätzlich jedoch eine Anhäufung von schauernden Teilchen.

Tabelle 7 gibt eine Übersicht über die Zahl der untersuchten Spuren und die Häufigkeit von Schauern in den verschiedenen Ereignisklassen.

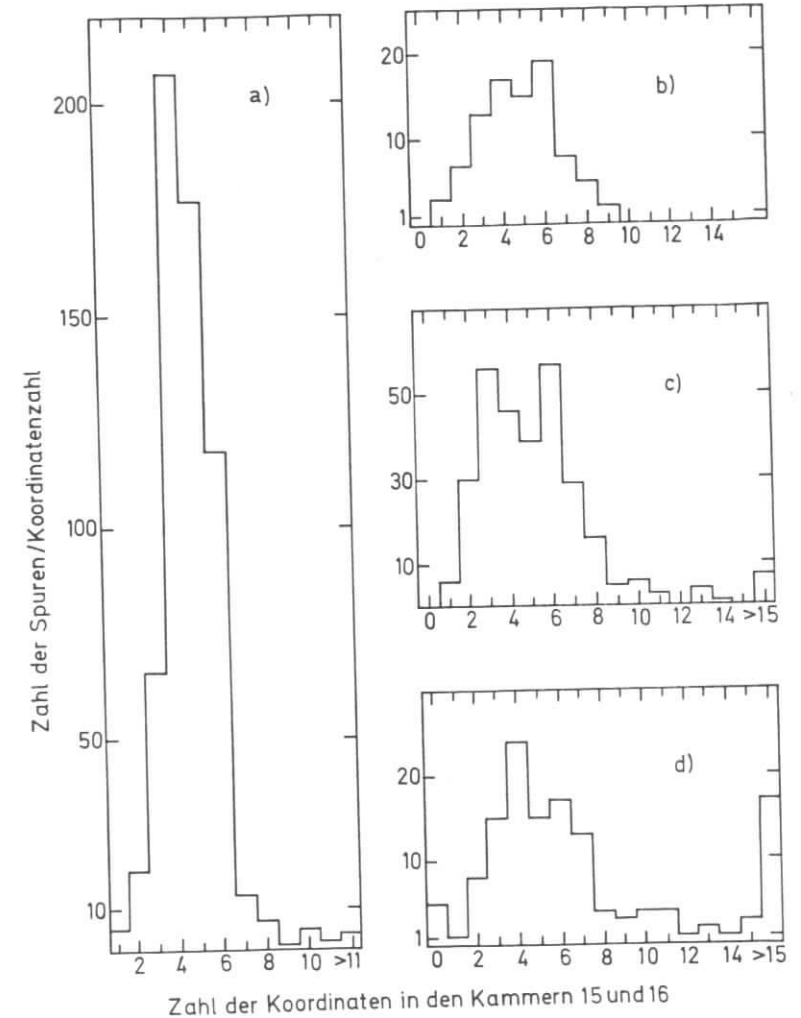


Abb.11: Elektronerkennung mit Hilfe des Schauerkriteriums, für Teilchen mit $|\cos\theta| < 0,55$. (a) Myonen mit $p > 1\text{GeV}/c$, aus $\mu\mu\gamma$ -Ereignissen, (b) Myonen mit $p < 1\text{GeV}/c$, aus $\mu\mu\gamma$ -Ereignissen, (c) nicht myonische Spuren aus Ereignissen mit einem Myon und mindestens 2 weiteren geladenen Teilchen, und (d) nicht myonische Spuren aus Ereignissen mit einem Myon und einem weiteren geladenen Teilchen.

Teilchensorte	Gesamtzahl der Spuren	Zahl der Spuren mit Schauern	Anteil der Spuren mit Schauern
Myonen (QED) $p_\mu \geq 1\text{GeV}/c$	629^{+25}	$6^{+2,4}$	$0,01^{+0,004}$
Myonen (QED) $0,3\text{GeV}/c < p_\mu < 1\text{GeV}/c$	$89^{+9,4}$	0	$<0,025$ (90% c.l.)
alle Myonen (anomale+QED)	1005^{+32}	$8^{+2,8}$	$0,008^{+0,003}$
Hadronkandidaten, aus Ereignissen mit > 2 geladenen Teilchen	$305^{+17,5}$	$15^{+3,9}$	$0,049^{+0,01}$
nicht myonische Spuren aus Ereignissen mit 2 geladenen Teilchen	145^{+12}	$28^{+5,3}$	$0,193^{+0,03}$

Tabelle 7: Häufigkeit schauernder Teilchen in verschiedenen μ -inklusive Ereignisklassen (für Spuren mit $|\cos\theta| < 0,55$).

Der Wirkungsgrad für Elektronerkennung wurde mit konvertierten Photonen bestimmt und ist in Abbildung 12 als Funktion des Elektronimpulses dargestellt. Als mittlere Nachweiswahrscheinlichkeit ergibt sich $\eta_e = (70 \pm 14)\%$.

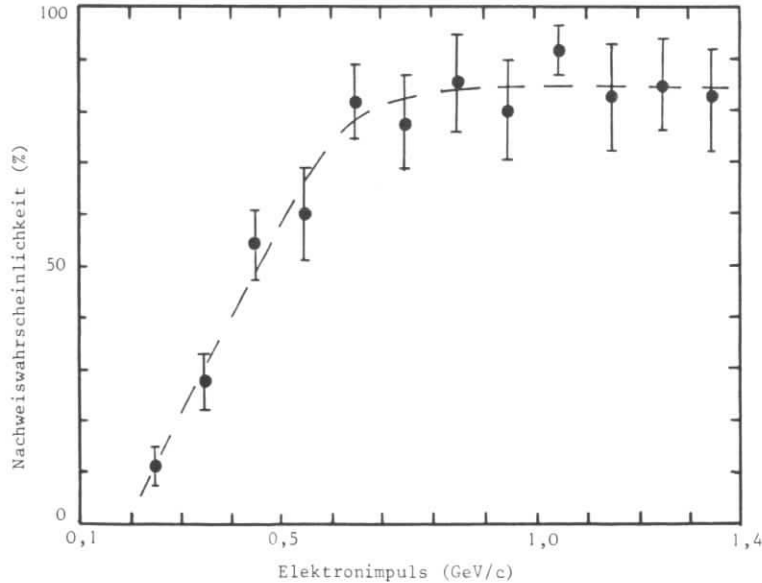


Abb.12: Nachweiswahrscheinlichkeit für Elektronen mit $|\cos\theta| < 0,55$. Als Elektron gilt ein Teilchen, das hinter dem äußeren Bleikonverter mehr als 10 Schauerkoordinaten erzeugt.

3.1.3 Photonen

Photonen mit Energien von $\geq 10\text{MeV}$ wechselwirken mit Materie vor allem durch Paarbildung. Die Wahrscheinlichkeit, daß ein Photon der Energie E in einem Absorber der Dicke $t \cdot X_0$ (eine Definition der Strahlungslänge X_0 findet sich bei SEG 65) in ein Elektron-Positron-Paar konvertiert, ist

$$W = 1 - \exp \left\{ -\frac{7}{9} t (1 - \xi(E)) \right\} \quad (\text{TSA 74}) \quad (3.1)$$

mit: $\xi(E)$ = materialabhängiger Parameter, der für hohe Photonenergien gegen 0 geht. In Blei ist $\xi(100\text{MeV})=0,257$ und $\xi(600\text{MeV})=0,072$.

Haben die entstandenen Sekundärteilchen genügend Energie, so kann sich ein elektromagnetischer Schauer entwickeln.

Im PLUTO-Experiment gilt als identifiziertes Photon ein Schauer oder ein V-förmiges Paar entgegengesetzt geladener Teilchen (V_0), wenn der Konversionsort durch keine sichtbare Spur mit dem Wechselwirkungspunkt verbunden ist. Die effektive Masse des V_0 muß kleiner sein als die K^0 -Masse, um Verwechslungen mit neutralen Hadronen, die im Detektor zerfallen, zu vermeiden.

Eine dritte charakteristische Signatur für Photonen bilden einzelne Funken am Rand des Detektors. Ein solches Muster wird von einem Photon erzeugt, das im Bleikonverter konvertiert ist, ohne einen sichtbaren Schauer zu verursachen.

Bei einer Nachweiswahrscheinlichkeit der Proportionalkammern von nahezu 100% für geladene Teilchen erzeugt jedes im Detektor konvertierte Photon eine der drei genannten Signaturen.

Die Dicke des PLUTO-Innendetektors ist:

- Für Teilchen, die durch den äußeren Bleikonverter gehen ($|\cos\theta| \leq 0,57$), $t = 2,7$ (57% des vollen Raumwinkels um die Wechselwirkungszone).
- Für Teilchen, die den inneren Bleikonverter treffen und den äußeren verfehlen ($0,75 \geq |\cos\theta| > 0,57$), $t = 0,9$ (18% des vollen Raumwinkels).
- Für Teilchen, die vier Zylinderkammern, aber keinen Bleikonverter treffen ($0,95 \geq |\cos\theta| > 0,75$), $t = 0,4$ (20% des vollen Raumwinkels).

Durch Einsetzen in (3.1) erhält man die mittlere Nachweiswahrscheinlichkeit für Photonen bei isotroper Verteilung:

$$\eta_{\gamma, E > 100\text{MeV}} = (62 \pm 4)\%$$

3.1.4 Hadronen

Geladene Pionen, geladene Kaonen und Protonen, die das Eisenjoch durchdringen und eine Myonkammer mit einer Abweichung von weniger als 125mm erreichen, können Myonen vortäuschen. Jedoch haben Hadronen wegen der starken Wechselwirkung große Wirkungsquerschnitte für Stöße im Absorbermaterial. Tabelle 8 gibt eine Übersicht über die Wirkungsquerschnitte bei Hadronimpulsen zwischen 1 und 2GeV/c.

Teilchensorte X	p	π^{\pm}	K^+	K^-
Impuls (GeV/c)		1,5 ± 0,5		
$\langle \sigma_{\text{tot}} \rangle$ XN (mb)	~40	~30	~18	~32
$\langle \sigma_{\text{tot}} \rangle$ XFe (mb)	1160	870*	520*	930*
Absorptionslänge in Eisen (cm)	17,1	23*	38*	21*
Kollisionslänge in Eisen (cm)	10,2	13,5*	23*	13*

Tabelle 8: Totale Wirkungsquerschnitte für Stöße von Hadronen mit Nukleonen (XN) und Eisenkernen (XFe), Absorptions- und Kollisionslängen in Eisen (PAR 76). Die mit * gekennzeichneten Werte sind abgeschätzt.

Es sei N_0 die Zahl der auf einen Absorber auftreffenden Teilchen. Dann ist die Absorptionslänge die Materiedicke, nach deren Durchqueren im Mittel $N_0 \cdot (1 - \frac{1}{e})$ Teilchen absorbiert worden sind. Bei einer mittleren Absorberdicke von 60cm Eisen erwartet man nach Tabelle 8, daß ungefähr 7% der vom Wechselwirkungspunkt kommenden geladenen Pionen mit Impulsen von (1,5±0,5)GeV/c den Absorber ohne inelastische Reaktion durchdringen. Diese Abschätzung stimmt mit den Ergebnissen einer Messung (SAN 74) gut überein. Für geladene Kaonen und für Protonen betragen die erwarteten Transmissionen 21% (K^+), 6% (K^-) und 3% (p).

Die Kollisionslänge ist die Schichtdicke, in der im Mittel $N_0 \cdot (1 - \frac{1}{e})$ Teilchen einen elastischen oder inelastischen Stoß mit Kernen des Absorbermaterials ausführen. Aus Tabelle 8 folgt, daß weniger als 0,3% der Protonen, ungefähr 1% der π^{\pm} und K^- und 7% der K^+ den PLUTO-Absorber ohne starke Wechselwirkung durchdringen. Auch einige elastisch gestreute Hadronen können eine Myonkammer innerhalb des Streuegels, der für die Coulomb-Vielfachstreuung erwartet wird, erreichen und deshalb fälschlich als Myonen identifiziert werden.

Als geladene Hadronen werden Teilchen gewertet, deren Spur in den inneren Zylinderkammern nachgewiesen wurde, die in den Bleikonvertern keinen Schauer

erzeugen, und deren extrapolierte Spur durch eine Myonkammer geht, ohne daß die Kammer mit weniger als 125mm Abweichung getroffen wird. Zur Trennung von Hadronen und Myonen muß der Impuls des Teilchens über dem Abschneideimpuls für Myonen an der entsprechenden Stelle des Eisenjoches liegen. Wie bei der Myonerkenung wird auch für Hadronkandidaten ein Schnitt bei $p = 1\text{GeV}/c$ gemacht. Die Korrektur der beobachteten Zahl von Hadronen auf die variierende Eisendicke ist vernachlässigbar (siehe Anhang A).

Eine Unterscheidung zwischen π^{\pm} , K^{\pm} und p ist nicht möglich. Bei Spuren, die nicht auf eine Myonkammer zeigen oder einen Impuls von weniger als dem Abschneideimpuls haben, kann nicht zwischen Myon und Hadron unterschieden werden. Bei Spuren, die nicht durch die Bleikonverter gehen, ist es nicht möglich, Elektronen durch Schauerbildung von Hadronen zu unterscheiden.

Der Raumwinkel, in dem die Identifikation geladener Hadronen möglich ist, ist derselbe wie für Myonerkenung:

- Kammer 11 (vgl. Tab.2) hinter dem inneren Bleikonverter muß getroffen werden $\rightarrow |\cos\theta| < 0,75$,
- die extrapolierte Trajektorie muß durch eine Myonkammer gehen.

Die Akzeptanz für geladene Hadronen ist 46% des vollen Raumwinkels um die Wechselwirkungszone (vgl. 3.1.1).

Neutrale Hadronen können erkannt werden, wenn sie im Innendetektor zerfallen. Zur Erkennung eines K_S^0 -Mesons muß ein V_0 mit einem Zerfallsvertex in der Nähe des primären Wechselwirkungspunktes und einer effektiven Masse nahe der K^0 -Masse nachgewiesen werden. Der neutrale Zerfall $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ kann dagegen in PLUTO nicht identifiziert werden.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit für neutrale Pionen läßt sich abschätzen mit der Annahme, daß die beim Zerfall entstehenden Photonen, die unabhängig voneinander den Detektor durchqueren, durch ein Photon, das die doppelte Materiedicke zu durchlaufen hat, ersetzt werden können. Man erhält dann eine über Photonenergie und Raumwinkel gemittelte Nachweiswahrscheinlichkeit von

$$\eta_{\pi^0} = (78 \pm 5)\%$$

3.2 Verwechslungswahrscheinlichkeiten

Bei Verwendung der in Tabelle 9 zusammengefaßten Nachweismethoden für die verschiedenen Teilchensorten ergeben sich Verwechslungswahrscheinlichkeiten, die im Folgenden diskutiert werden.

3.2.1 W(Hadron + Myon)

Myonen können vorgetäuscht werden durch Hadronen, die den Absorber durchdringen oder zerfallen.

Wichtige Zerfälle sind der Pionzerfall $\pi^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} + \nu_{\mu}$ mit einer mittleren Lebensdauer $\tau(\pi^{\pm}) = 2,6 \cdot 10^{-8}$ sec und der Zerfall des Kaons $K^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} + \nu_{\mu}$ mit einem Verzweigungsverhältnis von 64% und einer mittleren Lebensdauer $\tau(K^{\pm})$ von $1,2 \cdot 10^{-8}$ sec. Die mittlere Flugstrecke s vor dem Zerfall beträgt

$$s(\pi^{\pm}) = p(\pi^{\pm}) \cdot 55,9m \text{ und}$$

$$s(K^{\pm}) = p(K^{\pm}) \cdot 7,5m, \text{ wobei } p \text{ der Teilchenimpuls, gemessen in GeV/c, ist. Die Strecke zwischen Wechselwirkungspunkt und Mitte des Eisenjoches ist durchschnittlich } 1,3m. \text{ Mit dem exponentiellen Zerfallsgesetz}$$

$$N(t) = N_0 \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (N_0 = \text{Teilchenzahl zur Zeit } t=0)$$

ist die Wahrscheinlichkeit, daß ein zerfallendes Pion oder Kaon ein primäres Myon vortäuscht:

$$W(\pi_{\text{Zerfall}}^{\pm} \rightarrow \mu) = (1 - e^{-\frac{0,023}{p(\pi)}}) \ll 2,3\% \text{ für } p(\pi) \gg 1\text{GeV/c, und}$$

$$W(K_{\text{Zerfall}}^{\pm} \rightarrow \mu) = (1 - e^{-\frac{0,159}{p(K)}}) \cdot 0,64 \ll 9,3\% \text{ für } p(K) \gg 1\text{GeV/c.}$$

Die Impulse der Zerfallsmyonen reichen meist nicht aus, das restliche Eisen zu durchdringen. Bei K-Zerfällen ist der Zerfallswinkel oft so groß, daß das Zerfallsmyon außerhalb des Coulomb-Streukegels um die primäre Spur liegt.

Einen größeren Beitrag zur Hadron-Myon-Verwechslungswahrscheinlichkeit liefern Hadronen, die den Absorber durchdringen.

Mit hadronischen Ereignissen bei 3,6GeV Schwerpunktsenergie und Vielteilchenzerfällen der $J/\psi(3,1)$ -Resonanz wurde die Wahrscheinlichkeit, daß ein Hadron eine Myonkammer mit einer Abweichung von weniger als 125mm erreicht, gemessen. Diese Prozesse liegen unter der Schwelle für Reaktionen, die einen Beitrag zum anomalen Myonsignal liefern. Verwendet wurden Spuren mit Impulsen zwischen 1 und 1,7GeV/c. Die Messung ergab

$$W(\text{Hadron} \rightarrow \text{Myon}) \mid 1\text{GeV/c} \leq p \leq 1,7\text{GeV/c} = (2,8 \pm 0,7)\%.$$

In Übereinstimmung mit einer Monte-Carlo-Rechnung ist das Ergebnis im betrachteten Impulsbereich unabhängig vom Impuls des Hadrons.

3.2.2 W(Myon + Hadron)

Der umgekehrte Fall tritt ein, wenn ein Myon den Myondetektor nicht oder mit einer Abweichung von mehr als 125mm trifft.

Teilchensorte	Einschränkungen	Nachweis	Korrektur	Geometrische Akzeptanz	Nachweiswahrscheinlichkeit
geladenes Teilchen	$ \cos\theta < 0,87$ $p > 240\text{MeV/c}$	mindestens 4 Spurpunkte im Innendetektor		0,87	
Myon	$ \cos\theta < 0,75$ $p > 1\text{GeV/c}$	Treffler in Myonkammer Abweichung $< 125\text{mm}$	konstante Eisendicke	0,46	$0,42 \pm 0,01$
Elektron	$ \cos\theta < 0,55$ $p > 240\text{MeV/c}$	> 10 Schauerkoordinaten, keine μ -Kammer gesetzt	Impulsabhängigkeit (Abb. 12)	0,55	$0,38 \pm 0,08$
Photon		Schauer, V_0 m. kleiner eff. Masse od. einzelner Funke am Detektorrand. Keine Spur zw. WMP und Konversionsort.		0,94	$0,62 \pm 0,04$ (Für $E_{\gamma} > 100\text{MeV}$)
geladenes Hadron (p, π^{\pm}, K^{\pm})	$ \cos\theta < 0,75$ $p > 1\text{GeV/c}$ Abtrennung von Elektronen: $ \cos\theta < 0,55$	Spur zeigt auf μ -Kammer, kein Treffler oder Abweichung $> 125\text{mm}$. Kein Schauer.		0,46 0,35	

Tabelle 9: Übersicht über die Kriterien zur Trennung verschiedener Teilchensorten, die im PLUTO-Detektor verwendet werden. Geometrische Akzeptanzen und Nachweiswahrscheinlichkeiten, die bei isotroper Verteilung der Teilchen aus der Nachweismethode folgen.

sorten, die im PLUTO-Detektor verwendet werden. Geometrische Akzeptanzen und Nachweiswahrscheinlichkeiten, die bei isotroper Verteilung der Teilchen aus der Nachweismethode folgen.

Die Reichweitestreuung ist bei Myonen eines vorgegebenen Impulses gering. Deshalb ist die Wahrscheinlichkeit, daß ein Myon im Absorber steckenbleibt, nur dann nicht zu vernachlässigen, wenn der Impuls des Myons ungefähr gleich dem Abschneideimpuls ist.

Nach Tabelle 6 treffen 8,1% aller Myonen den Myondetektor mit mehr als 125mm Abweichung und werden deshalb als Hadronen klassifiziert. In der Myon-Nachweiswahrscheinlichkeit von Tabelle 9 ist dies bereits berücksichtigt.

3.2.3 W(Elektron → Myon)

Ein Teilchen vom Wechselwirkungspunkt muß an der dünnsten Stelle von PLUTO 50cm Eisenäquivalent durchqueren, um eine Myonkammer zu erreichen.

Mit einem Elektronenstrahl wurde die Häufigkeit gemessen, mit der Teilchen aus elektromagnetischen Schauern Eisenschichten verschiedener Dicke durchdringen. Tabelle 10 zeigt die Durchdringungswahrscheinlichkeit δ in Abhängigkeit vom Elektronimpuls und der Absorberdicke.

Eisendicke (cm)	Elektronimpuls	
	2GeV/c	4GeV/c
20	64%	92%
30	13%	32%
40	1,8%	4,9%
50	0,2%	0,6%
60	<0,03%	<0,08%

Tabelle 10: Wahrscheinlichkeit, daß eine hinter dem Eisenabsorber aufgestellte Myonkammer ein Teilchen nachweist, wenn ein Elektron auf das Eisen auftrifft (NEU 77).

Ein Elektron wird als Myon gewertet, wenn es eine Myonkammer trifft und keinen Schauer in den beiden äußersten Zylinderkammern verursacht. Für Elektronen mit |cosθ| < 0,55 und p < 2GeV/c gilt:

W(e → μ) = δ(1 - η_e) < 0,12%.

Für Elektronen, die den äußeren Bleikonverter nicht treffen, ist

W(e → μ) = δ < 0,2% (p < 2GeV/c).

3.2.4 W(Myon → Elektron)

Ein Myon wird als Elektron mißidentifiziert, wenn es einen Schauer mit mehr als 10 Koordinaten hinter dem äußeren Bleikonverter verursacht und keine Myonkammer trifft.

Die Wahrscheinlichkeit, daß ein Myon mit einem Schauer korreliert ist, wurde mit Hilfe von QED-Reaktionen und Ereignissen mit anomaler Myonerzeugung bestimmt. Tabelle 7 gibt einen Überblick über die untersuchten Ereignisklassen.

Bei Myonimpulsen bis 1GeV/c wurde kein Schauer mit mehr als 10 Koordinaten beobachtet. Eine obere Grenze für die Myon-Elektron-Verwechslungswahrscheinlichkeit ist in diesem Impulsbereich

W(μ → e)_{0,3GeV/c < p_μ < 1GeV/c} < 2,5%.

Bei Myonimpulsen über 1GeV/c ist eine Verwechslung nur möglich, wenn das schauernde Myon im Absorber steckenbleibt. Spuren, die gleichzeitig die Kriterien für Myonen und Elektronen erfüllen, werden verworfen.

3.2.5 W(Elektron → Hadron)

Ein Elektron täuscht ein Hadron vor, wenn es den dicken Bleikonverter durchquert und dabei höchstens 10 Funken in den beiden äußeren Proportionalkammern registriert werden. Es gilt:

W(Elektron → Hadron) + W(Elektron → Myon) + η_e = η_{Spur}.

Der Wirkungsgrad für Spurerkennung η_{Spur} ist für Teilchen, die in der Elektronakzeptanz liegen, nahezu 1. Mit einer Nachweiswahrscheinlichkeit für Elektronen von η_e = (70±14)% erhält man

W(e → h) = (30±14)%.

3.2.6 W(Hadron → Elektron)

Die Wahrscheinlichkeit, ein Hadron fälschlich als Elektron zu klassifizieren, wurde mit hadronischen Zerfällen der J/ψ(3,1)-Resonanz bestimmt und beträgt

W(h → e) = (3,5±0,7)%.

Dieser Wert ist gut verträglich mit dem Resultat der Funkenanalyse von Tabelle 7.

3.3 Nachweiswahrscheinlichkeit für verschiedene Endzustände

3.3.1 Wirkungsgrad der Ereignisauswahl

Die Wahrscheinlichkeit, daß Endzustände mit 2 oder 4 geladenen Teilchen die Kriterien für Ereignisauswahl und die Triggerbedingung erfüllen, wurde mit einer Monte-Carlo-Simulation bestimmt. Ereignisse der Art

$$\begin{aligned} e^+ e^- &\rightarrow \mu^+ \mu^- \\ e^+ e^- &\rightarrow \pi^+ \pi^- + n \cdot \pi^0 \quad (0 \leq n \leq 7), \text{ und} \\ e^+ e^- &\rightarrow 2\pi^+ 2\pi^- + n \cdot \pi^0 \quad (0 \leq n \leq 2) \end{aligned}$$

wurden bei 4,5 GeV Schwerpunktsenergie isotrop im Phasenraum erzeugt und durch den Detektor verfolgt.

Ein Ereignis wird akzeptiert, wenn folgende Bedingungen erfüllt sind:

B_1 : Für ein Teilchen ist $|\cos\theta| \leq 0,75$, für wenigstens ein weiteres Teilchen ist $|\cos\theta| \leq 0,87$.

B_2 : Die Triggerbedingung ist erfüllt.

Der Wirkungsgrad der Ereignisauswahl ist

$$\epsilon = W(B_1 \wedge B_2) = \text{Wahrscheinlichkeit, daß } B_1 \text{ und } B_2 \text{ erfüllt sind.}$$

Die Monte-Carlo-Simulation ergab:

$$\epsilon(T^+ T^-) = (56 \pm 5)\% \quad (3.2)$$

$$\epsilon(T^+ T^- \gamma^+ \gamma^-) = (69 \pm 5)\% \quad (3.3)$$

$$\epsilon(T^+ T^- T^+ T^-) = (95,5 \pm 4,5)\% \quad (3.4)$$

Dabei steht T für irgendein geladenes Teilchen.

Für höhere geladene Multiplizitäten ist ϵ nahezu 100%.

3.3.2 Nachweiswahrscheinlichkeit für Endzustände mit Myonen

In 3.1.1 wurde die Nachweiswahrscheinlichkeit für Myonen mit $|\cos\theta| \leq 0,75$ ermittelt. Da bei der Ereignisauswahl dieselbe Bedingung gestellt wird, läßt sich die Nachweiswahrscheinlichkeit für μ -inklusive Endzustände bei isotroper Verteilung der Myonen faktorisieren.

Für Ereignisse mit einem Myon und einem weiteren geladenen Teilchen (μ -inklusive Zweiprongereignisse) gilt:

a) Ereignisse ohne Photonen:

$$\eta_{\mu+T} = \eta_{\mu} \cdot \epsilon(T^+ T^-) = (23,5 \pm 2,2)\% \quad (3.5)$$

b) Ereignisse mit Photonen:

$$\eta_{\mu+T+\gamma^+ \gamma^-} = \eta_{\mu} \cdot \epsilon(T^+ T^- \gamma^+ \gamma^-) = (29 \pm 2,2)\% \quad (3.6)$$

Als Mittelwert aus (3.5) und (3.6) erhält man

$$\eta_{\mu\text{-inkl. Zweiprongs}} = (26 \pm 5)\% \quad (3.7)$$

Wurden ein Myon und mindestens 3 weitere geladene Teilchen erzeugt, so ist die Wahrscheinlichkeit, daß das Ereignis in der μ -inklusive Multiprongklasse (≥ 3 geladene Teilchen, dabei ein identifiziertes Myon) erfaßt wird:

$$\eta_{\mu\text{-inkl. Multiprongs}} = \eta_{\mu} \cdot \epsilon(T^+ T^- T^+ T^-) = (40 \pm 3)\% \quad (3.8)$$

4. Inklusive Erzeugung von Myonen

4.1 Ereignisauswahl und Analyse der Myonkammer-Daten

Als Eingabe für die Myonanalyse dienen die nach Ausführung des Vertexfits erhaltenen Daten (vgl. Kap. 2.8). Ereignisse aus der Höhenstrahlung sind hier schon weitgehend ausgeschieden. Außerdem werden folgende Bedingungen gestellt:

- Ein Ereignis muß wenigstens zwei nachgewiesene Spuren, eine davon mit $p \geq 1 \text{ GeV}/c$ und $|\cos\theta| \leq 0,75$, haben.
- Die Spuren müssen vor dem inneren Bleikonverter beginnen, ≥ 5 Meßpunkte in ϕ (Proportionaldrähte) und ≥ 4 Meßpunkte in z (Streifen) haben.
- Der Abstand der an die Spur angepaßten Schraubenlinie vom Wechselwirkungspunkt darf vorgegebene Maximalwerte nicht überschreiten (15mm in r, ϕ und 40mm in z).
- Bei Ereignissen mit zwei nachgewiesenen Teilchen muß der Akoplanaritätswinkel $\Delta\phi \geq 10^\circ$ sein. Dieser Winkel wird in Abbildung 13 erklärt. Hat ein Ereignis mehr als 2 sichtbare Spuren, so müssen wenigstens zwei $\Delta\phi$ größer als 15° sein.

Erfüllt ein Ereignis die aufgeführten Bedingungen, so wird für alle Teilchen mit $p \geq 1 \text{ GeV}/c$ und $|\cos\theta| \leq 0,87$ die folgende Myon-Analyse durchgeführt:

Wie in Abbildung 14 angedeutet ist, wird der Detektor für die Extrapolation einer Teilchenspur durch 3 sphärische Zonen angenähert.

Zone I umfaßt den felderfüllten Raum des Innendetektors. In diesem Bereich wird der Spur eines geladenen Teilchens eine Schraubenlinie angepaßt. In der x, y -Projektion wird daraus ein Kreisbogen mit Öffnungswinkel ζ .

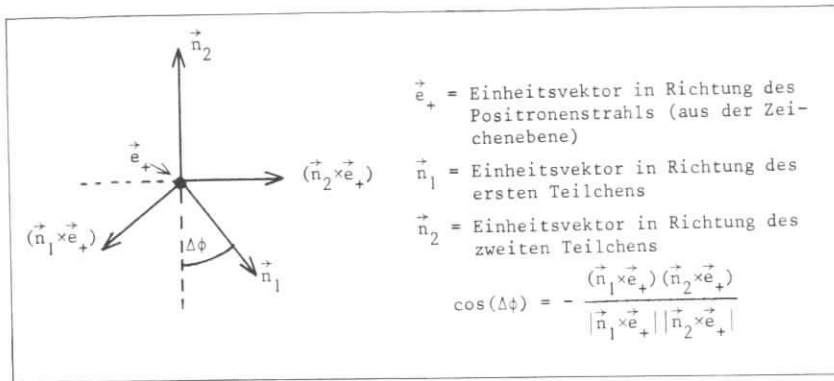


Abb.13: Definition des Akoplanaritätswinkels für Ereignisse mit zwei geladenen Teilchen. $\Delta\phi$ ist der Winkel, um den eine Spur aus der von den Primärstrahlen und der zweiten Spur aufgespannten Ebene abweicht.

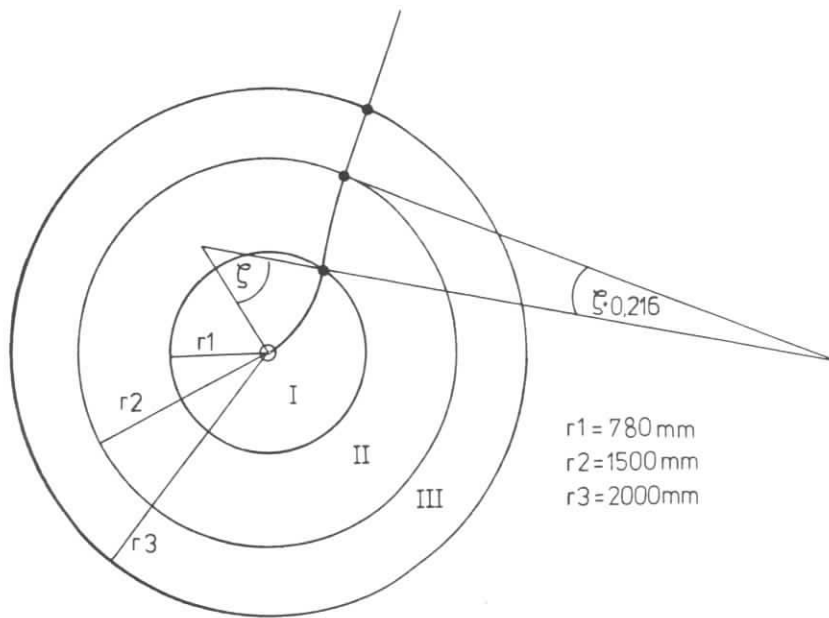


Abb.14: Extrapolation einer Spur aus dem Innendetektor durch das Eisenjoch (Erläuterungen im Text).

Die zweite Zone erstreckt sich bis zur Mitte des Eisenjoches. Hier bewirkt der im Eisen zurückgeführte magnetische Fluß eine entgegengesetzte Krümmung der Spur. Die Teilchenbahn wird durch einen Kreisbogen mit Öffnungswinkel $0,216 \cdot \xi$ (empirischer Wert) verlängert.

Ab ungefähr 1500mm Entfernung vom Wechselwirkungspunkt wird ein Teilchen vom Magnetfeld kaum noch beeinflusst. Die Spur wird geradlinig extrapoliert. Der Durchstoßpunkt der extrapolierten Spur durch die äußerste Kugelschale wird auf den Abstand zu allen Myonkammern untersucht. Kammern mit mehr als 1185mm Abstand werden ausgeschieden. Für die übrigen Kammern wird die Kugelschale auf die Kammerfläche abgebildet.

Die Koordinaten des extrapolierten Spurvektors in der μ -Kammerebene werden mit der Ortsinformation der Proportionaldrähte verglichen. Je nach dem Ergebnis dieser Untersuchung wird der Spur eine Kennung "MTYP" zugeordnet (BÜR 77):

```

Liegt die projizierte Spur innerhalb einer Myonkammer?      nein → MTYP = 0
      ja
      ↓
      MTYP = 1
Ist in einer Myonkammer ein Draht gesetzt, dessen Abstand von der extrapolierten Spur kleiner ist als 125mm?  nein → MTYP = 1
      ja
      ↓
      MTYP = 2
    
```

Ereignisse mit MTYP = 0 für alle Spuren werden verworfen.

Eine Spur mit MTYP = 1 liegt in der Akzeptanz des Myondetektors, trifft aber keine μ -Kammer mit weniger als 125mm Abweichung ("strike"). Das Teilchen wird als Hadronkandidat gewertet.

Bei MTYP = 2 gilt das Teilchen als Myonkandidat ("hit").

Ein Ereignis, in dem wenigstens eine Spur die Bedingungen

$$\text{MTYP} = 2, p \geq 1 \text{ GeV}/c \text{ und } |\cos\theta| \leq 0,75$$

erfüllt, trägt zum inklusiven Myonsignal bei. Hat ein Ereignis kein nachgewiesenes Myon, aber wenigstens eine Spur mit

$$\text{MTYP} = 1, p \geq 1 \text{ GeV}/c \text{ und } |\cos\theta| \leq 0,75,$$

so trägt es zum inklusiven Hadronenspektrum bei. Aus dem Hadronenspektrum wird nach 3.2.1 der Anteil mißidentifizierter Hadronen am Myonsignal bestimmt.

4.2 Aufteilung der Datenmenge

Insgesamt wurde für die vorliegende Arbeit eine integrierte Luminosität von $\int Ldt = 5694,5 \text{ nb}^{-1} = 5,69 \cdot 10^{36} \text{ cm}^{-2}$ verwendet. Die gesamte Datenmenge wurde in vier Energieintervalle unterteilt. Tabelle 11 gibt einen Überblick über die integrierten Luminositäten in den einzelnen Energiebereichen.

Schwerpunktsenergie (GeV)	mittlere Energie (GeV)	$\int Ldt \text{ (nb}^{-1}\text{)}$
$3,60 \leq \sqrt{s} \leq 3,66$	3,614	613,6
$4,00 \leq \sqrt{s} \leq 4,298$	4,07	1660
$4,30 \leq \sqrt{s} \leq 4,80$	4,482	2036,8
$4,998 \leq \sqrt{s} \leq 5,002$	5,0	1384,1

Tabelle 11: Verteilung der gesamten Datenmenge auf vier Energiebereiche, Mittelwerte der Schwerpunktsenergie .

4.3 Bekannte Quellen für Myonen

4.3.1 Höhenstrahlung

Myonen aus der Höhenstrahlung werden zum größten Teil durch einen Schnitt im maximalen Abstand einer Spur vom Wechselwirkungspunkt ausgeschieden. Eine weitere Abtrennung kosmischer Teilchen erreicht der geforderte Akoplanaritätswinkel von mindestens 10° .

2 Typen von Höhenstrahlungsereignissen werden mit diesen Schnitten nicht vollständig erfaßt:

- Ereignisse mit großen Schauern, die zusätzliche Spuren vortäuschen.
- Ereignisse mit Anstoßelektronen, da in der Multiprongklasse kein Schnitt im Akoplanaritätswinkel gemacht wird. Ein Beispiel für ein solches Ereignis zeigt Abbildung 15 im Querschnitt durch den PLUTO-Innendetektor.

Die übrigbleibenden Höhenstrahlungsereignisse werden beim einzelnen Betrachten ("Scan") aller Ereignisse mit Myonkandidaten ausgeschieden.

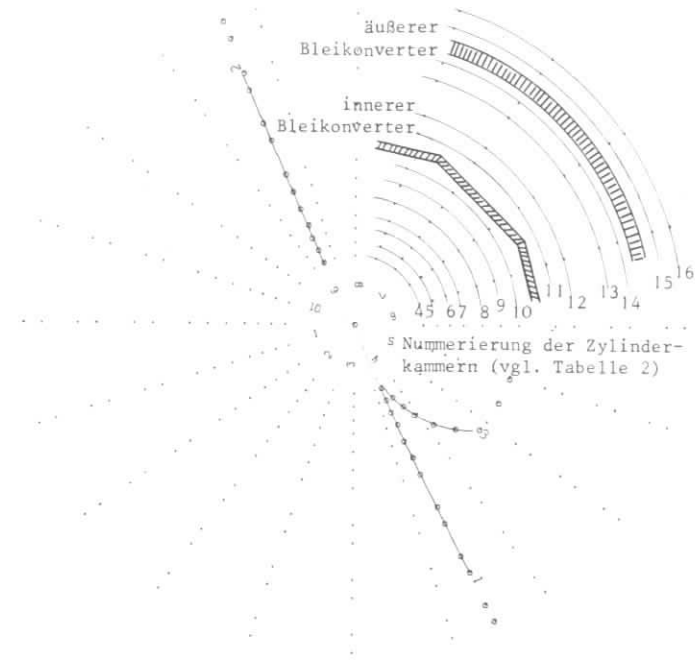


Abb.15: Typisches Ereignis aus der Höhenstrahlung im Querschnitt durch den Innendetektor. Die gekrümmte Spur stammt von einem Anstoßteilchen aus der Wand des Strahlrohrs.

4.3.2 Quantenelektrodynamische Prozesse

Einen großen Beitrag zum Myonsignal liefern vor allem folgende QED-Reaktionen:

$$e^+ e^- \rightarrow \mu^+ \mu^- \quad (4.1)$$

$$e^+ e^- \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma \quad (4.2)$$

$$e^+ e^- \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma \gamma \quad (4.3)$$

$$e^+ e^- \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^- \quad (4.4)$$

Innerhalb des QED-Untergrundes bildet die elastische μ -Paar-Erzeugung (4.1) (vgl. Einleitung) die größte Klasse. Bei Vernachlässigung des Strahlkreuzungs-

winkels werden die Myonen kollinear erzeugt.

In Abbildung 16a und 16b sind die Feynmangraphen für Prozeß (4.2) dargestellt. Wird ein γ im Anfangszustand abgestrahlt, so erhält das virtuelle Photon im Laborsystem einen Impuls in z-Richtung. Die Myonen haben einen Knickwinkel in der r,z-Projektion, sind aber koplanar mit den Primärstrahlen.

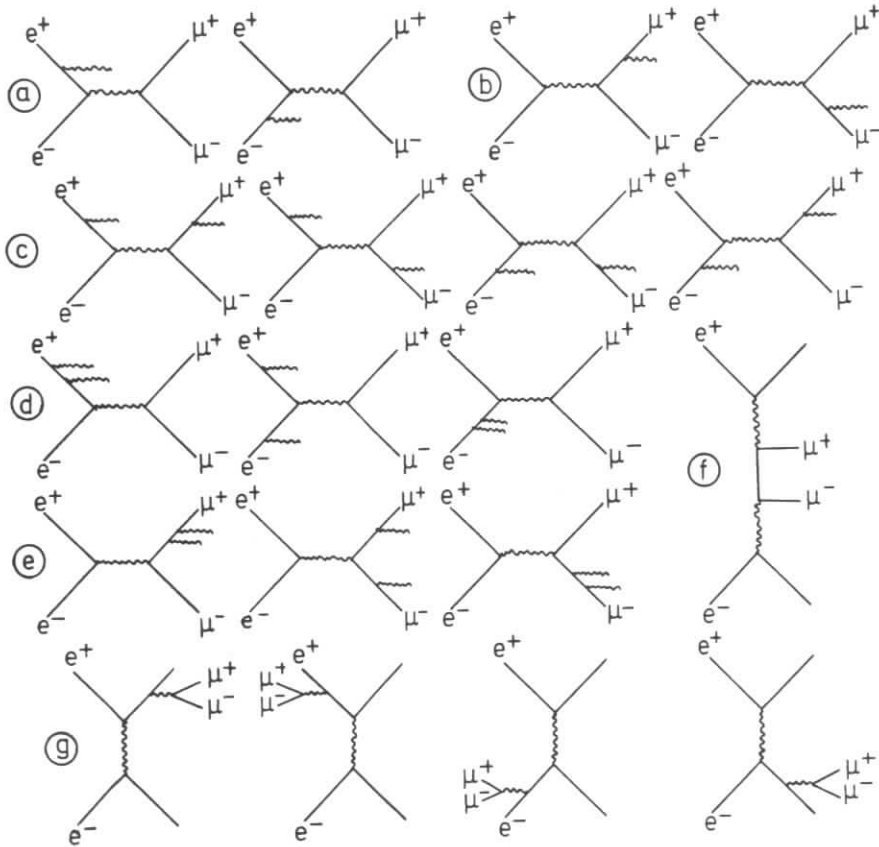


Abb.16: QED-Prozesse, die zum inklusiven Myonsignal im PLUTO-Detektor einen nicht vernachlässigbaren Beitrag liefern.

- (a) Bremsstrahlung im Anfangszustand, (b) Bremsstrahlung im Endzustand,
- (c) bis (e) doppelte Bremsstrahlung (wegen der Vertauschbarkeit der γ 's sind alle Graphen zweimal zu berücksichtigen),
- (f) 2-Photon-Prozeß,
- (g) Bremsstrahlung mit μ -Paar-Erzeugung.

Ereignisse aus der μ -Paar-Erzeugung ohne Abstrahlung (4.1) oder mit Abstrahlung im Anfangszustand (Abbildung 16a) können durch den Schnitt im Akoplanaritätswinkel von $\Delta\phi > 10^\circ$ ausgeschieden werden.

Wird ein Photon im Endzustand abgestrahlt (Abbildung 16b), so kann $\Delta\phi$ je nach Energie des Photons auch größere Werte annehmen. Zur Abtrennung solcher Ereignisse werden die kinematischen Größen "fehlender Impuls" und "fehlende Masse" benutzt.

Der fehlende Impuls eines Ereignisses ist definiert als Differenz der Impulse von Anfangs- und Endzustand:

$$\vec{p}_{\text{miss}} = \vec{p}(e^+) + \vec{p}(e^-) - \sum_f \vec{p}_f = - \sum_f \vec{p}_f,$$

wobei f die Teilchen des Endzustandes bezeichnet. Bei vollständig gemessenen Ereignissen ist $\vec{p}_{\text{miss}} = 0$ (Meßfehler vernachlässigt). Wurden neutrale Teilchen erzeugt, so ist der fehlende Impuls von 0 verschieden.

Bei der Berechnung der fehlenden Masse wird für alle nachgewiesenen Teilchen die Pionmasse angenommen. Es gilt:

$$MM^2 = \left\{ \sqrt{s} - \sum_f \sqrt{m(\pi)^2 + (\vec{p}_f)^2} \right\}^2 - \vec{p}_{\text{miss}}^2.$$

Die fehlende Masse MM ist die Masse eines Teilchens, das mit dem Impuls \vec{p}_{miss} die Energiebilanz des Ereignisses ausgleicht. Bei Ereignissen mit einem Photon als einzigem nicht nachgewiesenen Teilchen ist das Quadrat der fehlenden Masse um 0 verteilt.

Die Verteilung der quadrierten fehlenden Masse ist für alle μ -inklusive Zweiprongereignisse mit einem Akoplanaritätswinkel von mehr als 10° in den Abbildungen 17 bis 20 wiedergegeben.

Alle Verteilungen haben ein deutliches Maximum bei $MM^2 = 0$. Die Breite des Maximums nimmt mit wachsender Schwerpunktsenergie zu. Dies ist durch die schlechtere Auflösung bei hohen Impulsen zu erklären (vgl. Tabelle 1).

Es wird die Annahme gemacht, daß die Anhäufung von Ereignissen um $MM^2 = 0$ durch radiative μ -Paar-Erzeugung (4.2) verursacht wird. Mit den Verteilungen von Abbildung 17a, 18a und 19a kann ein Schnitt zur Abtrennung dieser Ereignisklasse festgelegt werden. Der Schnitt liegt für $\sqrt{s} = 3,6\text{GeV}$ bei $MM^2 = 1,4\text{GeV}^2/c^4$ und wird für höhere Schwerpunktsenergien wegen der schlechter werdenden Auflösung mit dem quadratischen Verhältnis der Strahlenergien extrapoliert:

$$MM^2 = 1,4\text{GeV}^2/c^4 \cdot \left(\frac{\text{Strahlenergie}}{1,8\text{GeV}} \right)^2 \quad (4.5).$$

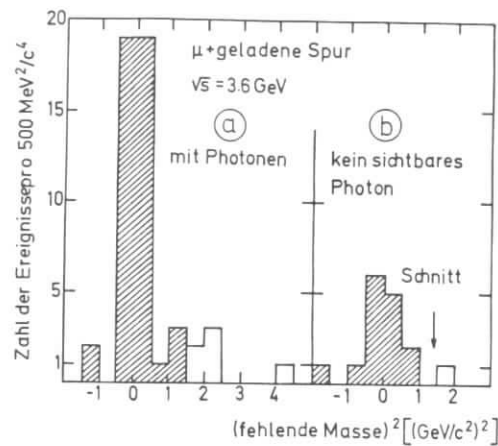


Abb.17: Verteilung der quadrierten fehlenden Masse für μ -inklusive Zweiprongereignisse bei 3,6 GeV Schwerpunktsenergie.

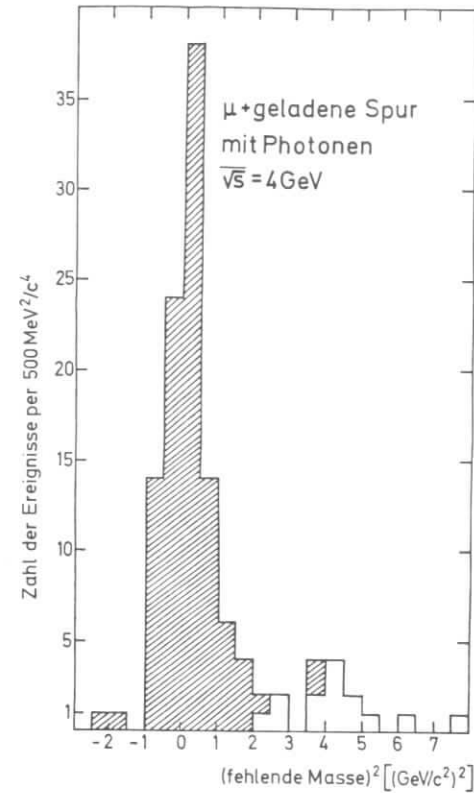
- (a) Ereignisse mit nachgewiesenen Photonen, die durch Anpassung an die Hypothese $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$ als QED identifizierten Ereignisse sind schraffiert dargestellt.
- (b) Ereignisse ohne nachgewiesenes Photon. Schraffiert sind die Ereignisse, bei denen die quadrierte fehlende Masse unter dem in (4.5) definierten Schnitt liegt.

In guter Übereinstimmung mit den gemessenen Verteilungen erhält man für die vier untersuchten Energieintervalle die in Tabelle 12 angegebenen Schnitte.

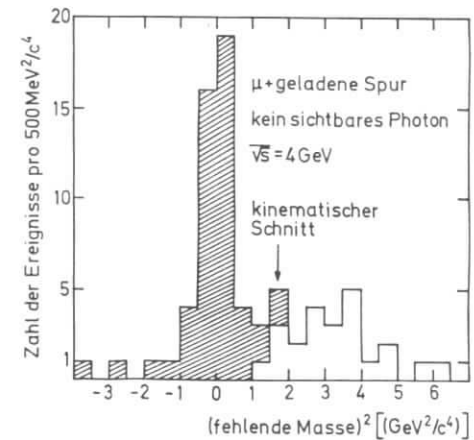
mittl. Schwerpunktsenergie (GeV)	3,61	4,07	4,48	5,0
Schnitt im Quadrat der fehlenden Masse $((\text{GeV}/c^2)^2)$	1,4	1,8	2,2	2,7

Tabelle 12: Schnitt im Quadrat der fehlenden Masse zur Abtrennung des $\mu\mu\gamma$ -Untergrundes.

Es muß nun geprüft werden, ob die Ereignisse mit einer kleinen fehlenden Masse durch QED-Prozesse zu erklären sind. Hierzu wird für sämtliche Ereignisse eine kinematische Anpassung an die Hypothese $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$ durchgeführt.

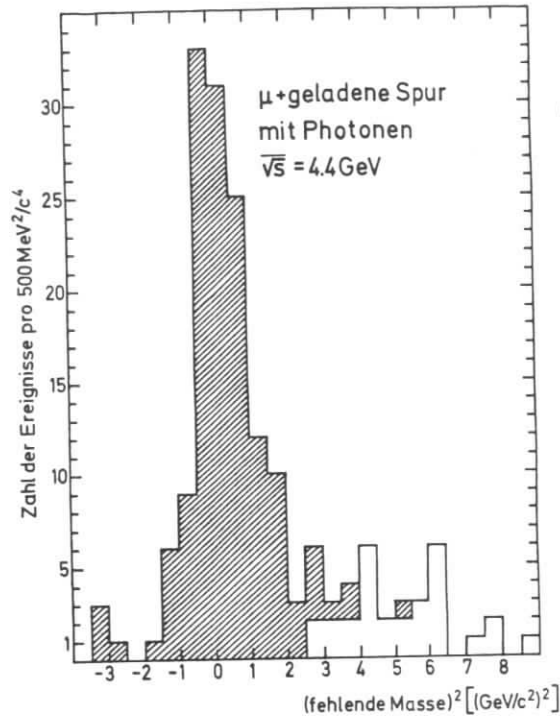


- (a) Ereignisse mit nachgewiesenen Photonen. Die schraffierten Ereignisse wurden durch eine kinematische Anpassung als QED-Untergrund identifiziert.

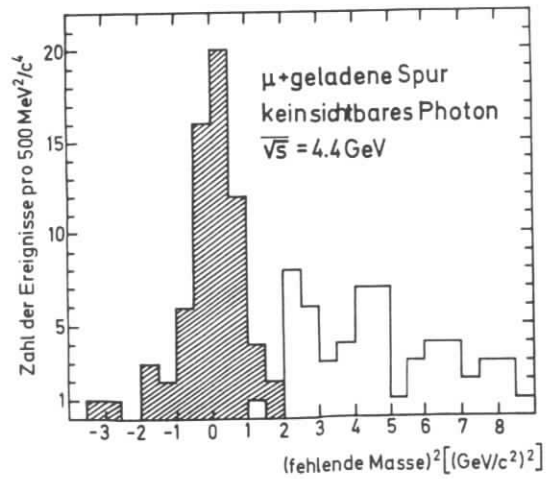


- (b) Ereignisse ohne nachgewiesene Photonen. Die Ereignisse, die unterhalb des Schnitts im Quadrat der fehlenden Masse liegen, werden als QED-Untergrund verworfen.

Abb.18: Quadrat der fehlenden Masse für μ -inklusive Zweiprongereignisse bei Schwerpunktsenergien zwischen 4,0 und 4,3 GeV.

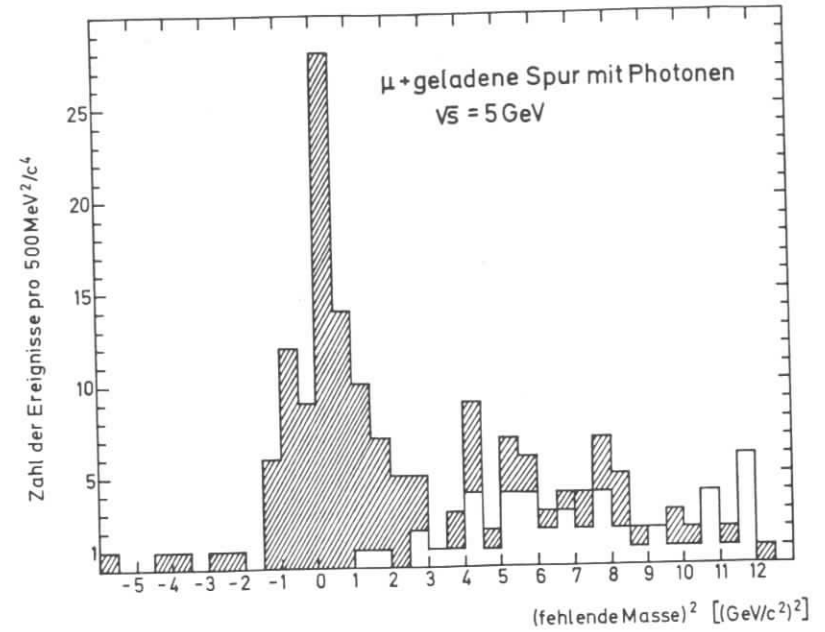


(a) Ereignisse mit nachgewiesenen Photonen. Aufgrund des Hypothesenfits $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$ wurden einige Ereignisse mit großer fehlender Masse als QED identifiziert.

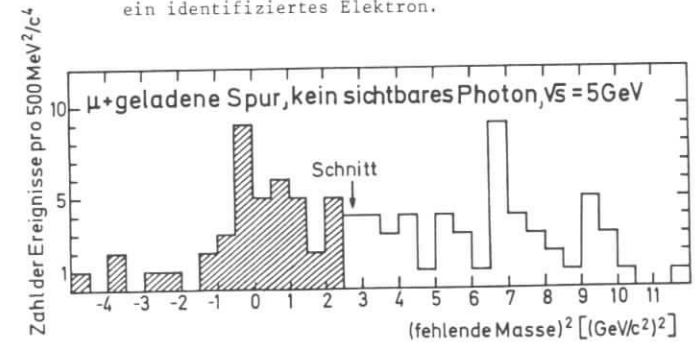


(b) Ereignisse ohne nachgewiesene Photonen. Die Ereignisse unterhalb des Schnitts im Quadrat der fehlenden Masse werden als QED-Untergrund verworfen.

Abb.19: Quadrierte fehlende Masse für μ -inklusive Zweiprongereignisse bei Schwerpunktsenergien zwischen 4,3 und 4,8 GeV. Ereignisse, die auf QED-Prozesse zurückgeführt werden, sind schraffiert dargestellt.



(a) Ereignisse mit identifiziertem Photon. Aufgrund des Hypothesenfits $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$ als QED identifizierte Ereignisse sind schraffiert dargestellt. Man erkennt eine Häufung von QED-Ereignissen mit großer fehlender Masse. Zwei Ereignisse mit kleiner fehlender Masse haben ein identifiziertes Elektron.



(b) Ereignisse ohne identifiziertes Photon. Die schraffierten Ereignisse liegen unter dem Schnitt in der quadrierten fehlenden Masse und werden als QED-Prozesse verworfen.

Abb.20: Quadrierte fehlende Masse für μ -inklusive Zweiprongereignisse bei 5 GeV Schwerpunktsenergie.

Die beim Hypothesenfit berechnete Richtung des Photonimpulses wird mit der Lage des im Detektor nachgewiesenen Photons verglichen. Abbildung 21 zeigt für Schwerpunktsenergien zwischen 4,0 und 4,8GeV die Verteilung der Abweichung im Azimutwinkel zwischen berechneter und gemessener Lage des Photons.

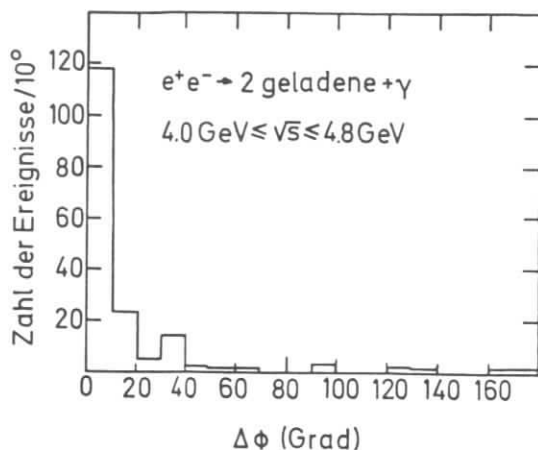


Abb.21: Identifikation von QED-Ereignissen durch Anpassung an die Hypothese $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^- + \gamma$. $\Delta\phi$ ist die Abweichung der Lage des nachgewiesenen Photons von der berechneten Lage im Azimutwinkel.

Alle Ereignisse, bei denen die Abweichung von der berechneten Lage weniger als 20° beträgt, sind in den Abbildungen 17a bis 20a schraffiert eingetragen. Diese Ereignisse werden als $\mu\mu\gamma$ -Prozesse verworfen. Man erkennt, daß durch die kinematische Anpassung an die QED-Hypothese dieselben Ereignisse erfaßt werden wie durch den Schnitt in der fehlenden Masse. Zusätzlich treten mit wachsender Schwerpunktsenergie Ereignisse mit großer fehlender Masse auf, die die QED-Hypothese erfüllen.

Bei den Ereignissen ohne nachgewiesenes Photon wird die Abtrennung des $\mu\mu\gamma$ -Untergrundes mit Hilfe des Schnitts in der fehlenden Masse durchgeführt. Die Wirkung dieses Schnitts ist in den Abbildungen 17b bis 20b dargestellt.

Tabelle 13 zeigt das Verhältnis der als $\mu\mu\gamma$ -Prozesse identifizierten Ereignisse mit und ohne nachgewiesenes Photon. Bei einem Akoplanaritätswinkel $\Delta\phi > 10^\circ$ ist die Energie des abgestrahlten Photons $> 300\text{MeV}$. Die Nachweis-

wahrscheinlichkeit für Photonen mit Energien größer als 300MeV ist in PLUTO

$$\eta_{\gamma, E > 300\text{MeV}} = (64 \pm 2)\% \quad (\text{vgl. 3.1.3}).$$

Das beobachtete Verhältnis aus Tabelle 13 gibt die Photon-Nachweiswahrscheinlichkeit in guter Näherung wieder.

mittl. Schwerpunktsenergie (GeV)	3,6	4,07	4,48	5,00
Zahl der $\mu\mu\gamma$ -Ereignisse mit nachgewiesenem Photon	44	106	142	127
Zahl aller $\mu\mu\gamma$ -Ereignisse	60	158	210	186
Verhältnis	$0,73 \pm 0,06$	$0,67 \pm 0,04$	$0,68 \pm 0,03$	$0,68 \pm 0,03$

Tabelle 13: Verhältnis der $\mu\mu\gamma$ -Ereignisse mit und ohne nachgewiesenes Photon.

Die nach den bisher beschriebenen Methoden identifizierten QED-Ereignisse werden ereignisweise abgetrennt. In der restlichen Datenmenge ist noch ein nicht vernachlässigbarer Untergrund enthalten, der durch die Prozesse (4.3) und (4.4) verursacht wird. Der Beitrag dieser Prozesse zum inklusiven Myonensignal im PLUTO-Detektor wurde von F.Gutbrod und Z.Rek berechnet (GUT 77) und wird statistisch abgezogen. Die wichtigsten Graphen für QED-Prozesse vierter Ordnung sind in Abbildung 16c bis 16g dargestellt.

Eine weitere Korrektur wird für nicht erkannte $\mu\mu\gamma$ -Ereignisse ohne identifiziertes Photon bei großer fehlender Masse angebracht. Die Korrektur ergibt sich aus der Zahl der $\mu\mu\gamma$ -Ereignisse mit erkannten Photonen bei großer fehlender Masse und der Nachweiswahrscheinlichkeit für Photonen.

4.3.3 Zerfälle der J/ψ -Resonanzen

Eine bekannte Quelle für Myonen ist der Zerfall

$$J/\psi(3,1) \rightarrow \mu^+\mu^-.$$

Die J/ψ -Teilchen können direkt erzeugt werden

$$e^+e^- \rightarrow J/\psi(3,1) + \text{geladene Hadronen} \quad (4.6)$$

$$\mu^+\mu^-$$

oder aus Kaskadenzerfällen stammen:



Beide Prozesse wurden mit PLUTO nachgewiesen (PLU 77/1). Myonen aus solchen Zerfällen werden bei der inklusiven Myonanalyse als Untergrund betrachtet und ereignisweise abgetrennt. Für alle Ereignisse mit einem identifizierten Myon und einem weiteren Teilchen mit $p > 1\text{GeV}/c$ wird geprüft, ob eine kinematische Anpassung an (4.6) oder (4.7) möglich ist.

4.3.4 Hadronischer Untergrund

Einen großen Beitrag zum Myonsignal liefern Hadronen, die den Eisenmantel von PLUTO durchdringen und eine Myonkammer treffen. Auch Myonen aus Zerfällen von Hadronen können den Myondetektor erreichen.

In Kapitel 3.2.1 wurde der Anteil der so vorgetäuschten Myonen zu $(2,8 \pm 0,7)\%$ aller Hadronen bestimmt. Um die inklusiven Myonspektren auf diese Untergrundsquelle zu korrigieren, wurden im selben Experiment inklusive Hadronspektren gemessen.

4.4 Inklusive Hadronspektren

Als Hadron wird ein Teilchen gewertet, das in der Akzeptanz des Myondetektors liegt, einen Impuls von mindestens $1\text{GeV}/c$ hat und keine μ -Kammer trifft. Außerdem wurden bei der Auswahl hadronischer Ereignisse folgende Einschränkungen gemacht:

- Wenigstens ein Hadronkandidat pro Ereignis muß einen Polarwinkel mit $|\cos\theta| < 0,55$ haben. Dadurch wird die Abtrennung von Elektronen aus QED-Prozessen verbessert.
- Bei Ereignissen mit 2 geladenen Teilchen muß der Akoplanaritätswinkel größer als 20° sein. Keine Spur darf mehr als 10 Schauerkoordinaten hinter dem äußeren Bleikonverter haben.
- Teilchen, die Schauer verursachen, werden nicht als Hadronen gewertet.
- Im Quadrat der fehlenden Masse werden bei Zweiprongereignissen die Schnitte von Tabelle 12 gemacht.

Der QED-Untergrund (vor allem Bhabhastreuung) kann so fast vollständig abgetrennt werden.

Zur Abtrennung von Ereignissen aus der Strahl-Gas-Wechselwirkung, die durch einen Überschuß an positiver Ladung charakterisiert sind, wurde ein weiteres Kriterium verwendet:

- Ereignisse mit höchstens 3 nachgewiesenen Teilchen und positiver Ladungsbilanz werden verworfen.

Die so ausgewählten hadronischen Ereignisse sind nahezu untergrundfrei. Die absolute Normierung der Hadronspektren muß aber an die Normierung der Myonanalyse angeglichen werden, da zur Auswahl von Hadronen verschärfte Bedingungen verwendet werden (vgl. Kap. 4.1).

Um Hadronspektren zu erhalten, die mit den Myonspektren direkt vergleichbar sind, wurde ein statistisch repräsentativer Teil aller Ereignisse mit Hadronkandidaten zusätzlich ereignisweise untersucht ("Scan"). Dabei wurde für Hadronen derselbe Polarwinkelbereich zugelassen wie für Myonen (siehe Tabelle 9). Bei Zweiprongereignissen wurde ein Akoplanaritätswinkel von mindestens 10° und eine fehlende Masse über dem Schnitt von Tabelle 12 verlangt.

Die Normierung der beim Scan erhaltenen inklusiven Hadronspektren stimmt mit der Normierung, die sich bei der Myonanalyse ergibt, überein.

Tabelle 14 zeigt, getrennt für Zweiprongs und Multiprongs, die Zahl der hadronischen Ereignisse, die beim Scan und bei der Computeranalyse gefunden wurden.

mittl. Schwerpunktsenergie (GeV)	integrierte Luminosität (nb^{-1})	Ereignis-kategorie	Zahl der Hadronen		Scanfaktor
			Computeranalyse	Scan	
4,07	140	Zweiprongs	53±7,3	72±8,5	1,36±0,1
		Multiprongs	267±16,3	274±16,6	1,03±0,01
4,48	245	Zweiprongs	76±8,7	89±9,4	1,17±0,05
		Multiprongs	360±19	347±18,6	0,96±0,01
5,00	252	Zweiprongs	65±8,1	78±8,8	1,2 ±0,06
		Multiprongs	460±21,4	425±20,6	0,92±0,01

Tabelle 14: Vergleich von Scan und Computeranalyse bei der Suche nach Hadronen.

Der Scanfaktor ist die Zahl, mit der die per Programm gefundenen Hadronzahlen multipliziert werden, um ein mit den Myonspektren vergleichbares Hadronspektrum zu erhalten.

Das Verhältnis der beiden Ereigniszahlen liefert einen "Scanfaktor". Gewichtet man die Computerspektren mit diesem Faktor, so erhält man die inklusiven Hadronspektren mit der Normierung der Myonanalyse.

Zum Vergleich der Hadronspektren mit den Ergebnissen anderer Experimente werden die Teilchenzahlen in differentielle Wirkungsquerschnitte umgewandelt.

Es gilt:

$$s \cdot \frac{d\sigma}{dx_p} = s \cdot \frac{\Delta N}{\Delta x_p}$$

und
$$\sigma = \frac{N}{L \cdot \eta}$$

mit: σ = Wirkungsquerschnitt

s = Quadrat der Schwerpunktsenergie

x_p = Teilchenimpuls/maximaler Impuls = $\frac{p \cdot c}{1/2 \sqrt{s}}$

ΔN = Teilchenzahl im Impulsbereich der

Breite Δp um $p = (x_p \cdot \frac{1}{2} \sqrt{s})/c$

L = integrierte Luminosität

η = Akzeptanz (wie in 3.3.2, da dieselben Auswahlkriterien verwendet wurden).

Daraus folgt:

$$s \cdot \frac{d\sigma}{dx_p} = \frac{\Delta N \cdot 1/2 \cdot \sqrt{s}}{L \cdot \eta \cdot \Delta p \cdot c}$$

Abbildung 22 zeigt die inklusiven Hadronspektren für Ereignisse mit mindestens 2 geladenen Teilchen und Hadronimpulse $\geq 1 \text{ GeV}/c$. Die Spektren sind auf vollständige Überdeckung des Raumwinkels um den Wechselwirkungspunkt und 100% Triggerwahrscheinlichkeit korrigiert.

Der Vergleich mit Hadronspektren, die unabhängig aus einem anderen PLUTO-Experiment gewonnen wurden (BÄC 77) sowie mit Ergebnissen der DASP-Kollaboration (DAS 77/1) ergibt eine gute Übereinstimmung.

Dagegen zeigt sich bei hohen Werten von x_p ein deutlicher Unterschied gegenüber den Resultaten der SLAC-LBL-Gruppe (HAN 76).

Die aus den Teilchenzahlen gebildeten Hadronspektren sind in den Abbildungen 26 bis 28 und 31 bis 33 dargestellt.

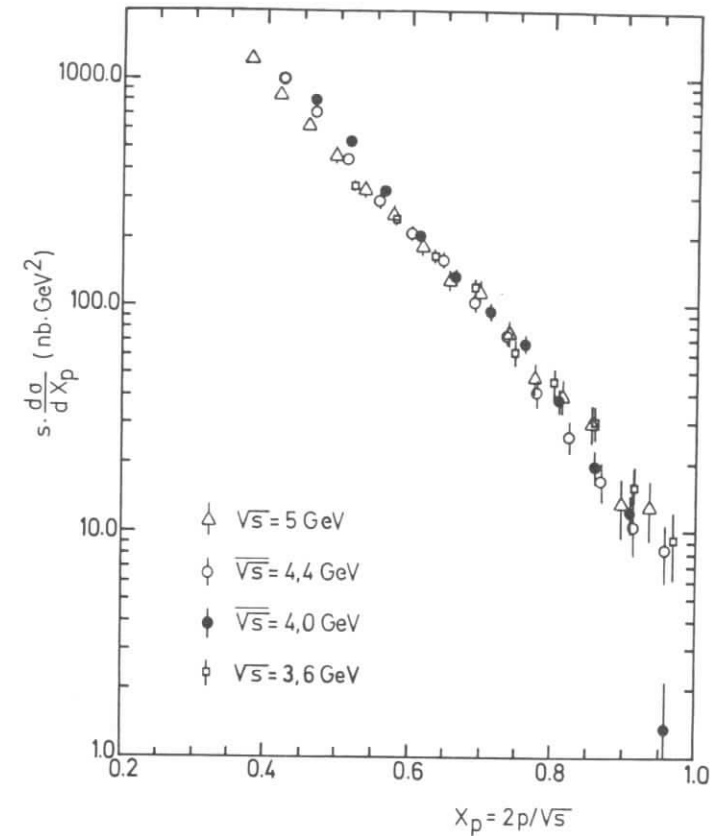


Abb.22: Inklusive Hadronspektren für Hadronen mit Impulsen über $1 \text{ GeV}/c$. Dargestellt ist die Summe aus den Zweiprong- und Multiprongspektren. Als identifizierte Hadronen gelten Teilchen, die in der Akzeptanz des Myondetektors liegen und keine Myonkammer treffen (MTYP = 1). Spuren mit elektromagnetischen Schauern werden verworfen.

4.5 Anomale Myonerzeugung

Als anomal werden im Folgenden solche Myonen bezeichnet, die sich nicht durch die in Kapitel 4.3 beschriebenen Untergrundprozesse erklären lassen.

4.5.1 μ -inklusive Zweiprongereignisse

Nach Abzug des ereignisweise identifizierten Untergrundes bleiben in der Zweiprongklasse 228 Kandidaten für anomale Myonerzeugung übrig. Bei 108 dieser Ereignisse ist das Myon positiv geladen. Die Abhängigkeit der Myonerzeugung von der Strahlenergie zeigt Abbildung 23.

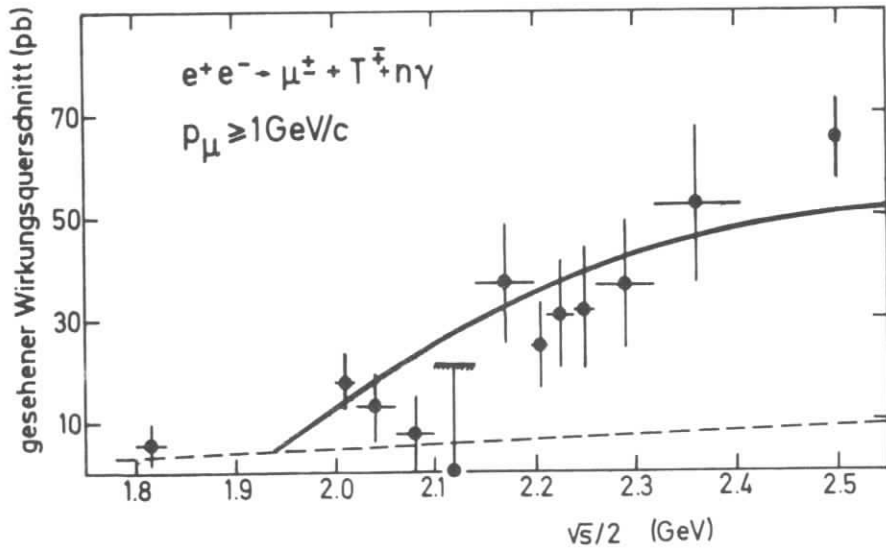


Abb.23: Sichtbarer unkorrigierter Wirkungsquerschnitt für anomale Myonerzeugung in der Zweiprongklasse. Gestrichelt ist der Untergrund von QED-Prozessen höherer Ordnung eingezeichnet (GUT 77). Die durchgezogene Kurve gibt den erwarteten Verlauf für den Zerfall eines Paares schwerer Leptonen mit einer Masse von $1,9\text{GeV}/c^2$, (V-A)-Zerfallsstruktur und einem Verzweungsverhältnis von 10% in μ -inklusive Zweiprongs wieder.

Nach Abzug der bekannten Untergrundquellen für Myonen bleiben Ereignisse vom Typ

$$e^+e^- \rightarrow \mu^+ + T^- + n\gamma + \text{fehlende Energie} \quad (4.8)$$

mit $n \geq 0$

übrig. Ein Zweiprongereignis mit einem Myon, das sich nicht durch konventionelle Prozesse erklären läßt, ist in Abbildung 24 im Querschnitt durch den PLUTO-Innendetektor dargestellt.

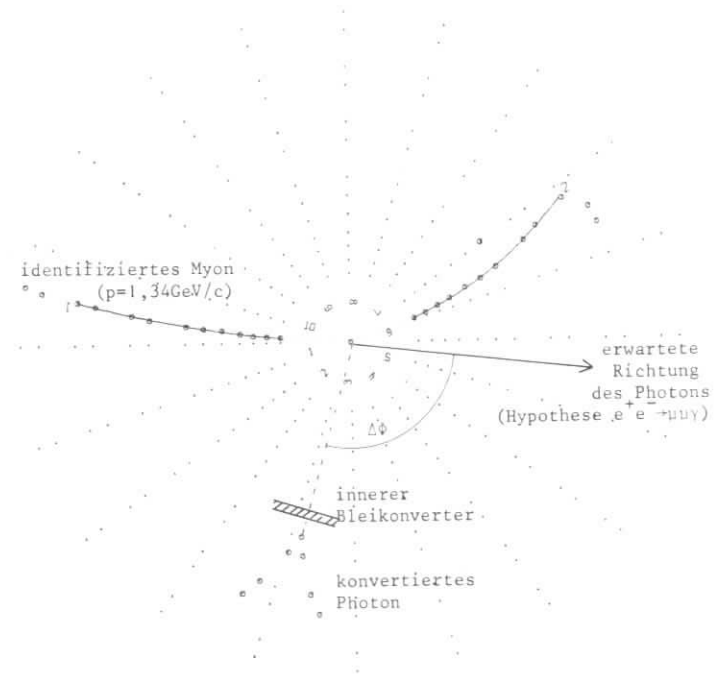


Abb.24: Zweiprongereignis mit anomalem Myon im Querschnitt durch den Innendetektor. Das Quadrat der fehlenden Masse liegt mit $9\text{GeV}^2/c^4$ weit über dem in 4.3.2 festgelegten Schnitt. Die Abweichung des nachgewiesenen Photons von der für die Hypothese $e^+e^- \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$ berechneten Lage ist $\Delta\phi \approx 90^\circ$. Die QED-Hypothese wird deshalb verworfen.

Tabelle 15 gibt eine Übersicht über die Zahl der nachgewiesenen Myonen in den vier untersuchten Energieintervallen. Aus den unkorrigierten Ereigniszahlen wird der Wirkungsquerschnitt für anomale Myonerzeugung auf folgende Weise berechnet:

Mittlere Schwerpunktsenergie (GeV)	3,61	4,07	4,48	5,00
Zahl der identifizierten Myonen	6 ⁺² ₋₄	36 ⁺⁶	86 ⁺⁹ ₋₃	106 ⁺¹⁰ ₋₃
Myonenzahl, korrigiert auf konst. Eisendicke und mißid. $\mu\mu\gamma$'s	7,3 ⁺³	45,6 ⁺⁷ ₋₆	101,1 ⁺¹¹	104 ⁺¹⁰ ₋₈
Zahl der Hadronen	94,3 ⁺¹¹ ₋₁	415 ⁺²³ ₋₈	608 ⁺²⁶ ₋₇	421 ⁺²² ₋₅
Hadronischer Untergrund, (2,8±0,7)% der Hadronen	2,6 ⁺⁰ ₋₇	11,6 ⁺³	17 ⁺⁴ ₋₃	11,7 ⁺³
Korrigierte Myonzahl	4,7 ⁺³ ₋₁	34 ⁺⁸ ₋₂	84,1 ⁺¹¹ ₋₄	92,3 ⁺¹¹
Sichtbarer Wirkungsquerschnitt für Myonimpulse $\geq 1\text{GeV}/c$ (pb)	21 ⁺¹³ ₋₈	56,1 ⁺¹³ ₋₅	113 ⁺¹⁷	182,5 ⁺²²
Untergrund von $\mu\mu\gamma\gamma$ (pb)	7,5	12,2	17,1	22,7
Wirkungsquerschnitt für Erzeugung anomaler Myonen mit $p \geq 1\text{GeV}/c$ (pb). Korrigiert auf vollen Raumwinkel	19 ⁺¹⁹	61,7 ⁺¹⁹	134,8 ⁺²⁴	224,6 ⁺³¹

Tabelle 15: Zahl der nachgewiesenen Myonen in der Zweiprongklasse und Berechnung des Wirkungsquerschnitts für anomale Myonerzeugung.

Die Zahl der durch Treffer in den μ -Kammern nachgewiesenen Myonen wird mit den Werten von Tabelle 5 auf konstante Absorberdicke korrigiert. Für Schwerpunktsenergien über 4,3GeV wird außerdem, wie in 4.3.2 beschrieben, auf nicht erkannte $\mu\mu\gamma$'s mit großer fehlender Masse korrigiert.

Hadronen, die fälschlich als Myonen identifiziert werden, tragen (2,8±0,7)% des Hadronenspektrums zum Myonsignal bei. Nach Abzug des hadronischen Untergrundes erhält man die korrigierte Myonenzahl.

Zur Subtraktion der Beiträge von QED-Prozessen vierter Ordnung wird die korrigierte Myonenzahl mit den bei (GUT 77) verwendeten geometrischen Randbedingungen in sichtbare Wirkungsquerschnitte umgerechnet. Es gilt:

$$\sigma_{\text{vis}, p \geq 1\text{GeV}/c} = \frac{\text{korrigierte Myonenzahl}}{\int \text{Ldt} \cdot n_1}$$

Der Akzeptanzfaktor n_1 gibt die Wahrscheinlichkeit an, mit der μ -inklusive Zweiprongereignisse bei isotroper Verteilung die folgenden Bedingungen erfüllen:

$$|\cos\theta_{\mu}| \leq 0,75, \text{ das Myon trifft eine } \mu\text{-Kammer, und } |\cos\theta_{T}| \leq 0,87.$$

Nach Abzug der Beiträge von $\mu\mu\gamma\gamma$ - und $\mu\mu ee$ -Prozessen werden schließlich die korrigierten Wirkungsquerschnitte für volle Raumwinkelüberdeckung und 100%

Triggerwahrscheinlichkeit bestimmt:

$$\sigma_{p \geq 1\text{GeV}/c} = \frac{\sigma_{\text{vis}, p \geq 1\text{GeV}/c} \cdot \sigma_{\text{QED}}}{n_2}$$

Dabei ist $\sigma_{\text{QED}} = \frac{\text{Zahl der Myonen, die aus } \mu\mu\gamma\gamma\text{- und } \mu\mu ee\text{-Prozessen stammen}}{\int \text{Ldt} \cdot n_1}$

(σ_{QED} wird in (GUT 77) berechnet), und $n_2 = n_{\mu\text{-inkl. Zweiprong}}/n_1$ (vgl. 3.3.2).

Abbildung 25 zeigt einen Vergleich der anomalen Myonerzeugung in der Zweiprongklasse mit den Ergebnissen des SLAC-LBL-Experiments (FEL 76) und der MPP-Kollaboration (CAV 76). Innerhalb der statistischen Fehler zeigen die drei Experimente gute Übereinstimmung.

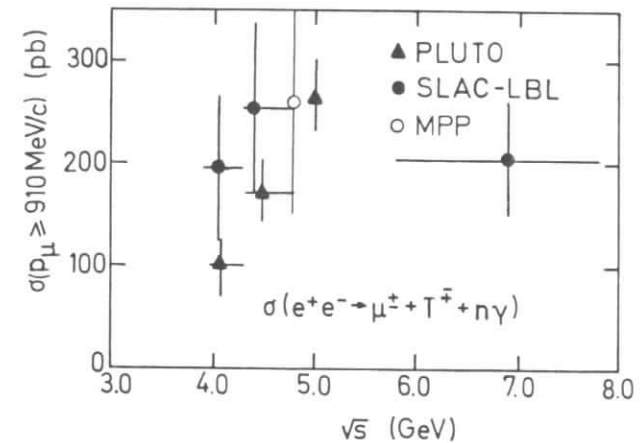


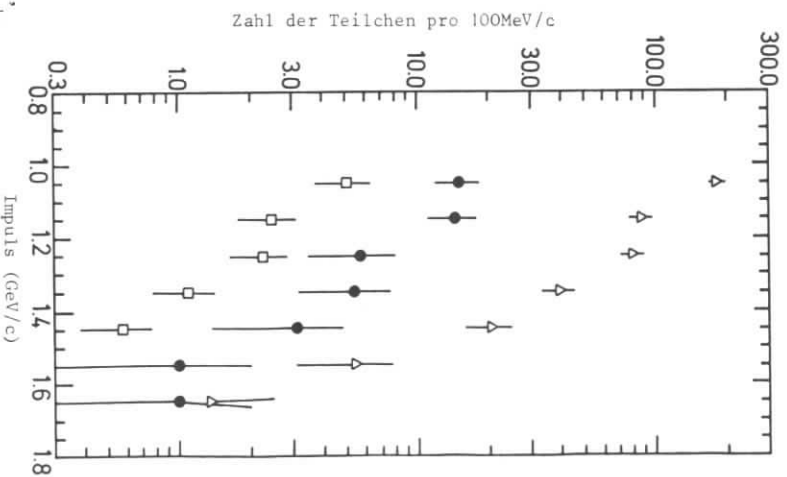
Abb.25: Wirkungsquerschnitt für anomale Myonerzeugung in der Zweiprongklasse, für Myonimpulse über 910MeV/c. Um die verschiedenen Experimente vergleichen zu können, wurden die PLUTO- und MPP-Daten mit dem Standard-(V-A)-Modell (vgl.Kap.5) auf 910MeV/c Abschneideimpuls korrigiert. Vereinfachend wird angenommen, daß sich die Unterschiede in den $\mu\mu\gamma$ - und Akoplanaritätsschnitten kompensieren.

In den Abbildungen 26 bis 28 sind die Impulsspektren der Myonen und der Hadronen aus Zweiprongereignissen mit großer fehlender Masse dargestellt. Eine Umwandlung der Ereigniszahlen in differentielle Wirkungsquerschnitte $\frac{d\sigma}{dp}$ wird entsprechend dem oben beschriebenen Verfahren in den Tabellen 16 bis 18 durchgeführt.

Impulsbereich (GeV/c)	1,0 - 1,2	1,2 - 1,4	1,4 - 1,7
Zahl der ident. Myonen	21 \pm 4,6	10 \pm 3,2	5 \pm 2,2
Myonen, korrigiert auf konstante Eisendicke	29,3 $^{+6,4}$	11,2 $^{+3,5}$	5,1 $^{+2,3}$
Zahl der Hadronen	267,9 $^{+19,1}$	119,7 $^{+12,8}$	27,2 $^{+6,1}$
Hadronischer Untergrund	7,5 $^{+2}$	3,4 $^{+0,9}$	0,8 $^{+0,3}$
Korrigierte Myonenzahl	21,8 $^{+6,7}$	7,8 $^{+3,6}$	4,3 $^{+2,3}$
Sichtb. Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{dp} (\frac{Pb}{GeV/c})$, $p_{\mu} \geq 1GeV/c$	179,7 $^{+56,2}$	64,3 $^{+29,9}$	23,6 $^{+12,7}$
Untergrund von $\mu\mu\gamma\gamma$ ($\frac{Pb}{GeV/c}$)	45 \pm 25	17 \pm 8	5 \pm 5
$\frac{d\sigma}{dp}$ für anomale Myonerzeugung in der Zweiprongkl. ($\frac{Pb}{GeV/c}$), $p_{\mu} \geq 1GeV/c$, korrigiert auf vollen Raumwinkel.	189,3 $^{+85,7}$	66,5 $^{+43,6}$	26,1 $^{+19,1}$

Abbildung 16: $\frac{d\sigma}{dp}$ für anomale Erzeugung von Myonen in der Zweiprongklasse bei Schwerpunktsenergien zwischen 4,0 und 4,3GeV.

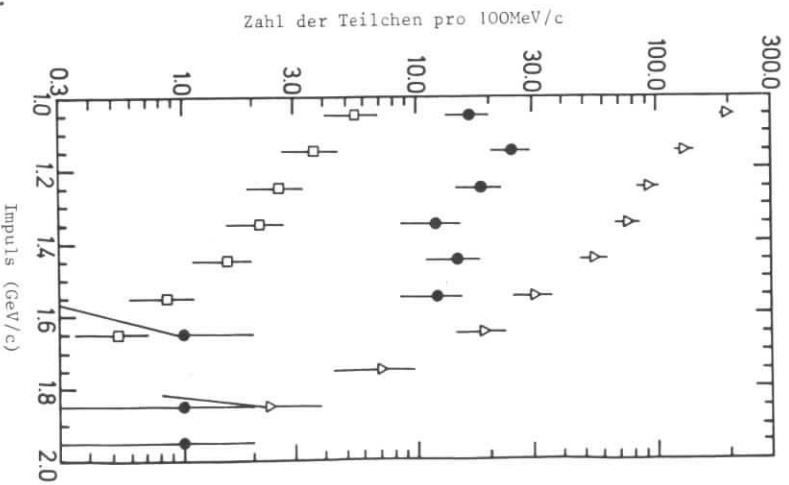
Abbildung 26: Impulsspektrum der Myonen und Hadronen aus Zweiprongereignissen mit $MM^2 > 1,8GeV^2/c^4$, bei Schwerpunktsenergien zwischen 4,0 und 4,3GeV. Dreiecke: Hadronen, Quadrate: (2,8 \pm 0,7)% d. Hadronen, Kreise: Myonen, korrigiert auf konstante Absorberdicke.



Impulsbereich (GeV/c)	1,0 - 1,2	1,2 - 1,4	1,4 - 1,7	1,7 - 2,0
Zahl der ident. Myonen	30 \pm 5,5	27 \pm 5,2	27 \pm 5,2	2 \pm 1,4
Myonen, korrigiert auf konstante Eisendicke	41,2 $^{+7,6}$	30,3 $^{+5,8}$	27,6 $^{+5,3}$	2 \pm 1,4
Zahl der Hadronen	326,4 $^{+19,6}$	168,5 $^{+14}$	104,1 $^{+11}$	9,4 $^{+3,3}$
Hadronischer Untergrund	9,1 $^{+2,4}$	4,7 $^{+1,2}$	2,9 $^{+0,8}$	0,3 $^{+0,1}$
Korrigierte Myonenzahl	32,1 $^{+8}$	25,6 $^{+5,9}$	24,7 $^{+5,4}$	1,7 $^{+1,4}$
Sichtb. Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{dp} (\frac{Pb}{GeV/c})$, $p_{\mu} \geq 1GeV/c$	215,6 $^{+55,2}$	172 \pm 40,9	110,6 $^{+25}$	7,6 $^{+6,3}$
Untergrund von $\mu\mu\gamma\gamma$ ($\frac{Pb}{GeV/c}$)	55 \pm 25	25 \pm 10	9 \pm 6	1,5 $^{+1,5}$
$\frac{d\sigma}{dp}$ für anomale Myonerzeugung in der Zweiprongkl. ($\frac{Pb}{GeV/c}$), $p_{\mu} \geq 1GeV/c$, korrigiert auf vollen Raumwinkel.	225,7 $^{+85,2}$	206,6 $^{+59,2}$	142,8 $^{+36,1}$	8,6 $^{+9,1}$

Abbildung 17: $\frac{d\sigma}{dp}$ für anomale Erzeugung von Myonen in der Zweiprongklasse bei Schwerpunktsenergien zwischen 4,3 und 4,8GeV.

Abbildung 27: Impulsspektrum der Myonen und Hadronen aus Zweiprongereignissen mit $MM^2 > 2,2GeV^2/c^4$, für Schwerpunktsenergien zwischen 4,3 und 4,8GeV. Dreiecke: Hadronen, Quadrate: (2,8 \pm 0,7)% d. Hadronen, Kreise: Myonen, korrigiert auf konstante Absorberdicke.



Bei 97 der insgesamt 228 Kandidaten für anomale Myonerzeugung in der Zweiprongklasse wurden Photonen im Detektor nachgewiesen. Tabelle 19 gibt eine Übersicht über die beobachteten Photonmultiplizitäten.

Schwerpunktsenergie (GeV)	Zahl der nachgewiesenen Photonen				Zahl der Photonen pro Ereignis
	0	1	2	3	
3,60 - 3,66	-	4	2	-	1,33
4,00 - 4,298	23	7	6	-	0,53
4,30 - 4,80	55	17	11	2	0,53
5,0	53	25	17	6	0,76
4,0 - 5,0	131	49	34	8	0,63

Tabelle 19: Beobachtete Photonmultiplizitäten in der μ -inklusive Zweiprongklasse.

Die mittlere unkorrigierte Photonenzahl pro Ereignis ist bei Schwerpunktsenergien über 4,0 GeV $n_\gamma = 0,63$. Bei $\sqrt{s} = 3,6$ GeV ist n_γ doppelt so groß. Nimmt man an, daß pro Ereignis zwei Photonen erzeugt wurden, so erwartet man bei einer Nachweiswahrscheinlichkeit $n_\gamma = (62 \pm 4)\%$ (vgl. Kap. 3.1.3) eine sichtbare Photonmultiplizität von $n_\gamma = 1,24$ Photonen/Ereignis. Die oberhalb von $\sqrt{s} = 4$ GeV beobachteten Photonmultiplizitäten sind nicht verträglich mit der Annahme, daß pro Ereignis mindestens 2 Photonen erzeugt wurden.

Ein Impulsspektrum der nicht identifizierten Teilchen T aller Ereignisse aus dem Prozeß (4.8) ist in Abbildung 29 wiedergegeben. Bei den Ereignissen ohne Photonen ist der Anteil von Teilchen mit hohen Impulsen deutlich größer als bei den Ereignissen mit Photonen. Ein solches Verhalten ist dann zu erwarten, wenn das Photon und das nicht identifizierte Teilchen T^\pm aus dem Zerfall desselben Objektes stammen.

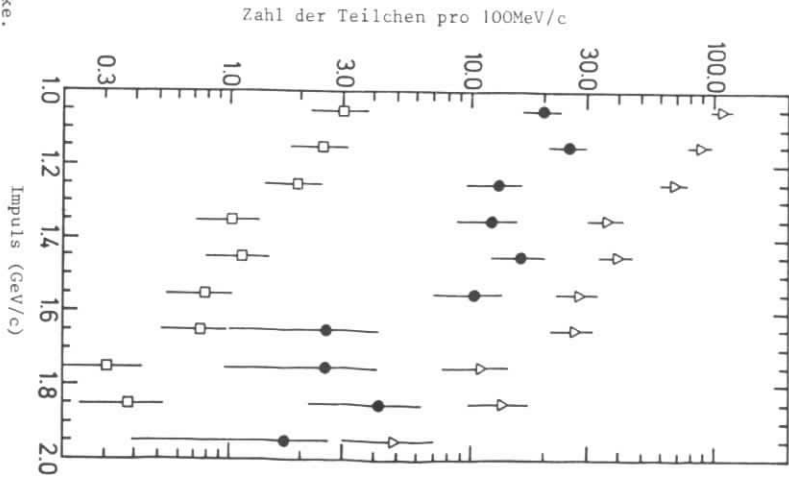
Abbildung 30 zeigt das Impulsspektrum der Myonen aus den μ -inklusive Zweiprongereignissen bei Schwerpunktsenergien zwischen 4 und 5 GeV. Innerhalb der Meßstatistik stimmen die Impulsspektren für Ereignisse mit und ohne Photonen gut überein. Dies spricht dafür, daß die Myonen in beiden Fällen aus derselben Quelle stammen.

Impulsbereich (GeV/c)	1,0 - 1,2	1,2 - 1,4	1,4 - 1,7	1,7 - 2,0
Zahl der ident. Myonen	37 \pm 6,1	26 \pm 5,1	33 \pm 5,7	10 \pm 3,2
Myonen, nach Abzug der mifidentifizierten $\mu\mu^0$'s	31 \pm 6,1	21,7 \pm 5,1	27,8 \pm 5,7	8,4 \pm 3,2
Myonen, korrigiert auf konstante Eisendicke	42,9 \pm 6,4	24,2 \pm 5,4	28,4 \pm 6	8,4 \pm 3,2
Zahl der Hadronen	194,4 \pm 15,3	104,4 \pm 11,2	93,6 \pm 10,6	28,8 \pm 5,9
Hadronischer Untergrund	5,4 \pm 1,4	2,9 \pm 0,8	2,6 \pm 0,7	0,7 \pm 0,2
Korrigierte Myonenzahl	37,5 \pm 6,6	21,3 \pm 5,5	25,8 \pm 6	7,7 \pm 3,4
Sichrb. Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{dp}$ ($\frac{Pb}{GeV^2/c}$), $P_{II} \approx 1$ GeV/c	370,8 \pm 68,7	210,6 \pm 55,7	170 \pm 40,8	50,7 \pm 22,6
Untergrund von $\mu\mu\mu\mu$ ($\frac{Pb}{GeV^2/c}$)	71,5 \pm 30	30 \pm 10	13 \pm 7	4 \pm 3
$\frac{d\sigma}{dp}$ für anomale Myonerzeugung in der Zweiprongkl. ($\frac{Pb}{GeV^2/c}$), $P_{II} \approx 1$ GeV/c, korrigiert auf vollen Raumwinkel.	420,6 \pm 105	253,8 \pm 79,5	220,6 \pm 58,2	65,6 \pm 32

Tabelle 18: $\frac{d\sigma}{dp}$ für anomale Erzeugung von Myonen in der Zweiprongklasse bei 5 GeV Schwerpunktsenergie.

Abb. 28: Impulsspektrum der Myonen und Hadronen aus Zweiprongereignissen mit $MW^2 > 2,7$ GeV²/c⁴, bei 5,0 GeV Schwerpunktsenergie.

Dreiecke: Hadronen, Quadrate: (2,8 \pm 0,7)% d. Hadronen, Kreise: Myonen, korrigiert auf konstante Absorberdicke.



4.5.2 μ -inklusive Multiprongereignisse

Im PLUTO-Experiment wurden Endzustände vom Typ

$$e^+e^- \rightarrow \mu^\pm + \geq 2 \text{ geladene Teilchen} + \text{fehlende Energie} \quad (4.9)$$

nachgewiesen, die sich nicht vollständig durch QED-Prozesse und Mißidentifikation von Hadronen erklären lassen. Tabelle 20 gibt eine Übersicht über die Zahl der Myonkandidaten in der Multiprongklasse. Daraus werden, wie in Kap. 4.5.1 beschrieben, Wirkungsquerschnitte berechnet.

Mittlere Schwerpunktsenergie (GeV)	3,61	4,07	4,48	5,00
Zahl der identifizierten Myonen	$14 \pm 3,7$	$44 \pm 6,6$	$109 \pm 10,4$	$113 \pm 10,6$
Myonenzahl, korrigiert auf konstante Eisendicke	$17,6^{+4,7}$	$52,8^{\pm 8}$	$129,7^{\pm 12,4}$	$132,8^{\pm 12,6}$
Zahl der Hadronen	$560 \pm 23,7$	2249 ± 48	2940 ± 53	2227 ± 47
Hadronischer Untergrund	$15,7^{\pm 4}$	$63 \pm 15,8$	$82,3^{\pm 20,6}$	$62,4^{\pm 8,9}$
Korrigierte Myonenzahl	$1,9^{\pm 6,2}$	$-10,2^{\pm 17,7}$	$47,4^{\pm 24,1}$	$70,4^{\pm 15,4}$
Sichtb. Wirkungsquerschnitt für Myonimpulse $\geq 1 \text{ GeV}/c$ (pb)	$5,8^{\pm 19}$	$-11,5^{\pm 20}$	$43,7^{\pm 22}$	$95,6^{\pm 20,9}$
Untergrund von $\mu\mu ee$ (pb)	13,5	14,9	16,6	16,7
Wirkungsquerschnitt für Erzeugung anomaler Myonen mit $p_{\perp} \geq 1 \text{ GeV}/c$ in der Multiprongklasse (pb). Korrigiert auf vollen Raumwinkel.	< 40 (95% c.l.)	< 18 (95% c.l.)	36 ± 29	$104,9^{\pm 28}$

Tabelle 20: Zahl der nachgewiesenen Myonen in der Multiprongklasse und Berechnung des Wirkungsquerschnitts für anomale Myonerzeugung.

Das Myonsignal ist in der Multiprongklasse wesentlich kleiner als in der Zweiprongklasse. In den beiden unteren Energieintervallen lassen sich alle beobachteten Myonkandidaten durch Untergrundquellen erklären. Für die Wirkungsquerschnitte können nur obere Grenzen angegeben werden.

Die Abbildungen 31 bis 33 zeigen die Impulsspektren der Myonen und Hadronen aus Multiprongereignissen. Bei Schwerpunktsenergien über 4,3GeV ist ein Myonsignal über dem Untergrund von mißidentifizierten Hadronen zu erkennen.

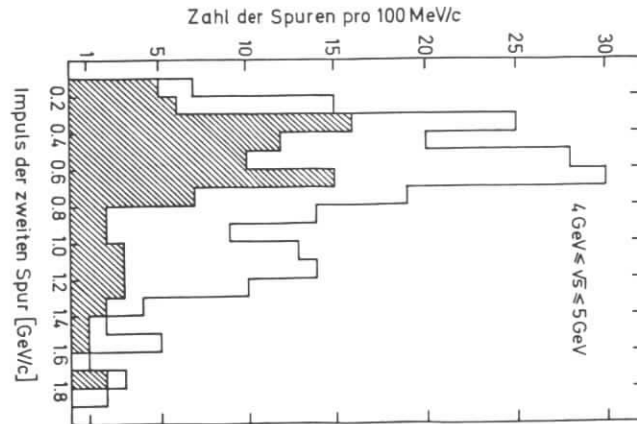


Abb.29: Impulsspektrum der nicht identifizierten Teilchen aus den μ -inklusive Zweiprongereignissen. Mit Photonen: 91 Ereignisse (schraffiert), ohne Photonen: 131 Ereignisse.

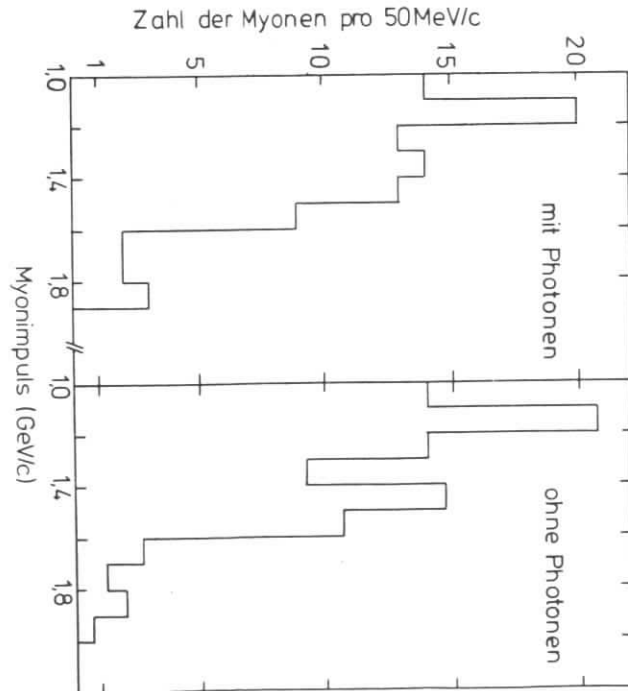


Abb.30: Impulsspektrum der Myonen aus den μ -inklusive Zweiprongereignissen bei Schwerpunktsenergien zwischen 4 und 5GeV. Die Spektren für Ereignisse mit und ohne Photonen sind auf gleiche Ereigniszahlen normiert.

In Tabelle 21 wird der differentielle Wirkungsquerschnitt für anomale Myonerzeugung in der Multiprongklasse bei 5GeV Schwerpunktsenergie angegeben.

Impulsbereich (GeV/c)	1,0 - 1,2	1,2 - 1,4	1,4 - 1,7	1,7 - 2,0	2,0 - 2,4
$\frac{d\sigma}{dp}$ ($\frac{pb}{GeV/c}$), korrigiert, für Myonimpulse $\geq 1GeV/c$	$140,7^{+100}$	$130,7^{+65}$	$75,9^{+38}$	32^{+23}	29^{+15}

Tabelle 21: $\frac{d\sigma}{dp}$ für anomale Myonerzeugung in der Multiprongklasse bei 5GeV Schwerpunktsenergie.

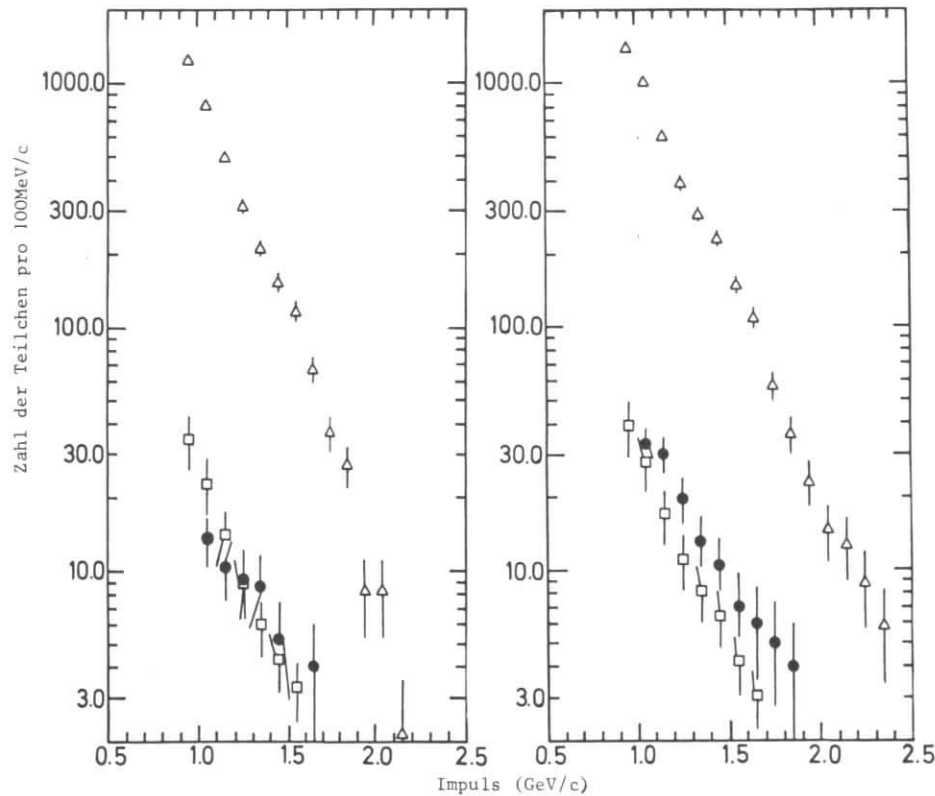


Abb.31: Impulsspektrum der Myonen u. Hadronen aus Multiprongereignissen bei Schwerpunktsenergien zwischen 4,0 und 4,3GeV.

Dreiecke: Hadronen, Quadrate: $(2,8 \pm 0,7)\%$ d.Hadronen, korrigiert auf konstante Absorberdicke, Kreise: Myonen,

Abb.32: Impulsspektrum der Myonen u. Hadronen aus Multiprongereignissen bei Schwerpunktsenergien zwischen 4,3 und 4,8GeV.

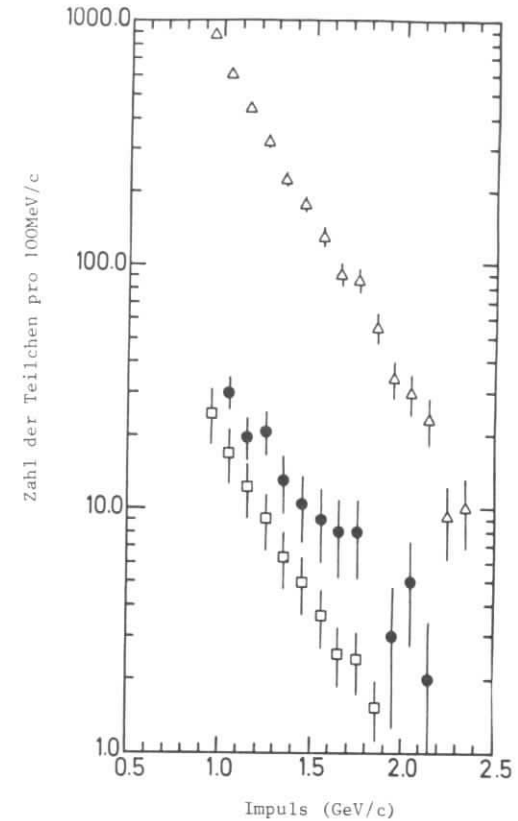


Abb.33: Impulsspektrum der Myonen und Hadronen aus Multiprongereignissen bei 5,0GeV Schwerpunktsenergie. Symbole wie bei Abb. 31.

4.5.3 Myon-Elektron-Ereignisse

Bei der Analyse der inklusiven Myondaten wurden Ereignisse vom Typ

$$e^+ e^- \rightarrow \mu^+ + \mu^- + T^+ + (X)$$

mit (X) = Konfiguration geladener und neutraler Teilchen

gefunden, die sich nicht durch bekannte Quellen für Myonen erklären lassen.

Das Auftreten von Myonen oberhalb einer Energieschwelle signalisiert den schwachen Zerfall eines Teilchens, das nach Überschreiten der Schwelle erzeugt

wird. Größe und Schwellenverhalten des beobachteten Wirkungsquerschnitts deuten auf paarweise elektromagnetische Erzeugung des neuen Teilchens entsprechend (1.1) hin.

Wenn die Myon-Elektron-Universalität gilt (vgl. Kap.1), so muß es auch Zerfälle des neuen Teilchens in Elektronen geben. Man erwartet also Ereignisse vom Typ

$$e^+e^- \rightarrow e^+ + T^+ + (X).$$

Insbesondere sollte in der Zweiprongklasse ohne Photonen der Prozeß

$$e^+e^- \rightarrow \mu^+ + e^+ + \text{keine weiteren nachgewiesenen Teilchen}$$

zu beobachten sein. Solche Ereignisse wurden erstmals 1975 im SLAC-LBL-Experiment (PERL 75) nachgewiesen.

Die inklusiven Myondaten des PLUTO-Experiments enthalten 24 Ereignisse der Art

$$e^+e^- \rightarrow \mu^+ + e^+ + \text{fehlende Masse} \quad (4.10)$$

mit den folgenden charakteristischen Eigenschaften:

- Jedes Ereignis hat ein identifiziertes Myon mit $p_\mu > 1\text{GeV}/c$ und ein Elektron mit mindestens 11 Schauerkoordinaten in den beiden äußersten Zylinderkammern.
- Keine weiteren geladenen Teilchen oder Photonen sind im Detektor nachgewiesen.
- Die Gesamtladung aller Ereignisse ist 0, in 10 Fällen ist das Myon positiv geladen.
- Elektron und Myon werden in allen bis auf höchstens eine der durchquerten Zylinderkammern nachgewiesen ($\geq 0,9$ Spurpunkte pro durchquerte Kammerebene).
- Bei 21 Ereignissen ist das Quadrat der fehlenden Masse größer als $3\text{GeV}^2/c^4$.
- Bei 19 Ereignissen zeigt die Richtung des fehlenden Impulses auf den äußeren Bleikonverter.

Abbildung 34 zeigt ein Myon-Elektron-Ereignis im Querschnitt durch den Innendetektor.

Die Wahrscheinlichkeit, ein solches Ereignis bei isotroper Verteilung der Teilchen zu identifizieren, ist

$$\eta_{\mu+e} = \eta_{\mu+T} \cdot \eta_e \cdot \frac{55}{87} = (11 \pm 2,3)\% \quad (4.11).$$

Der letzte Faktor berücksichtigt dabei die Einschränkung des Raumwinkels für Elektronerkennung gegenüber der Zweiprongakzeptanz.

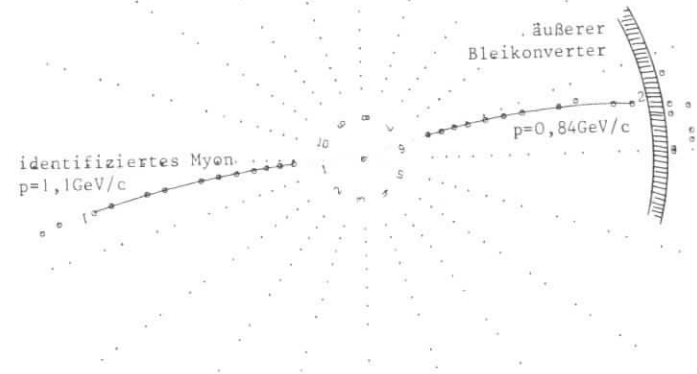


Abb.34: μ -e-Ereignis im Querschnitt durch den Innendetektor. Das Elektron erzeugt einen Schauer mit 41 Koordinaten hinter dem äußeren Bleikonverter, die quadrierte fehlende Masse ist $8,9\text{GeV}^2/c^4$. $\sqrt{s} = 5,0\text{GeV}$.

In Abbildung 35 sind Akoplanaritätswinkel und quadrierte fehlende Masse der beobachteten μ e-Endzustände dargestellt. Die Verteilung der Ereignisse auf die untersuchten Energieintervalle zeigt Tabelle 22.

Mittl. Schwerpunktsenergie (GeV)	3,61	4,07	4,48	5,00	4,0 - 5,0
Zahl der nachgewiesenen μ e-Ereignisse	0	3	10	11	24
Mißid. QED-Ereignisse	-	1	1	-	2
Hadronischer Untergrund	-	0,4	0,9	0,6	1,9
Korrigierte Zahl der μ e-Ereignisse	-	$1,6^{+1,4}$	$8,1^{+3}$	$10,4^{+3,3}$	$20,1^{+4,7}$
Untergrund von μ uee (pb)	-	0,4	0,7	1,1	2,2
Wirkungsquerschnitt für anomale μ e-Erzeugung (pb), $p \geq 1\text{GeV}/c$, korrigiert	-	$8,4^{+7,9}$	$34,4^{+14,7}$	$67,9^{+26,2}$	$33,9^{+10,7}$

Tabelle 22: Übersicht über die Myon-Elektron-Ereignisse und Berechnung des Wirkungsquerschnitts für anomale Erzeugung von μ e-Endzuständen.

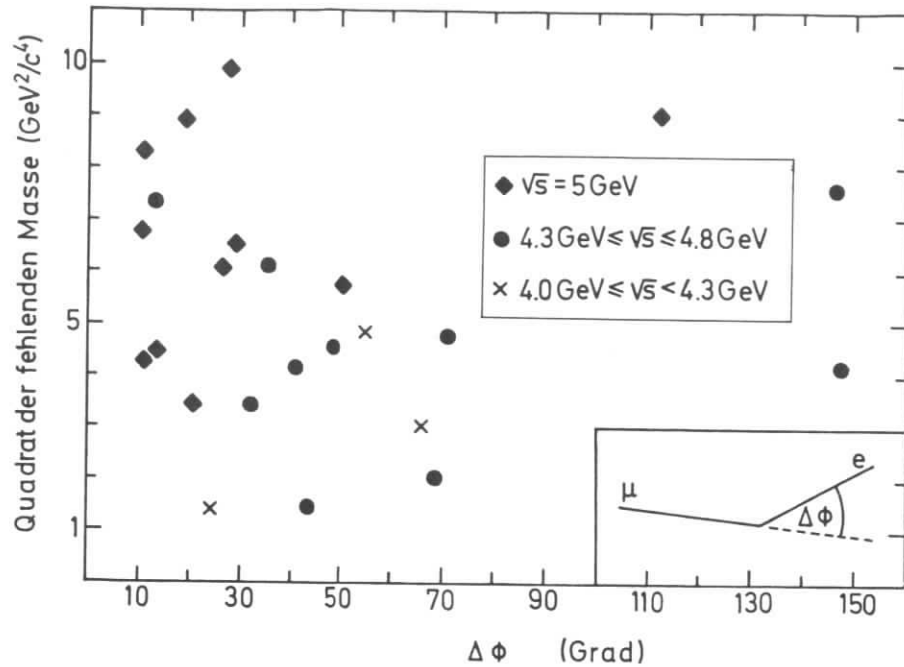


Abb.35: Wichtige kinematische Größen der Myon-Elektron-Ereignisse.

Zum Untergrund in der μe -Klasse können die folgenden Kanäle beitragen:

- $\mu\gamma\gamma$ -Ereignisse, bei denen das Photon nicht im Detektor konvertiert und ein Myon fälschlich als Elektron identifiziert wird.
- Hadronische Zweiprongs ohne Photonen, bei denen ein Teilchen das Eisenjoch durchdringt und das andere einen Schauer verursacht.
- μ -inklusive Zweiprongs ohne Photonen, bei denen das zweite Teilchen fälschlich die Elektronkriterien erfüllt.
- $\mu e e e$ -Ereignisse, von denen ein Myon und ein entgegengesetzt geladenes Elektron im Detektor nachgewiesen werden. Dieser Untergrundbeitrag wird in (GUT 77) berechnet.

Werden die anomalen Leptonen in einem Zwei- oder Dreikörperzerfall unter Beteiligung masseloser Zerfallspartner erzeugt, so ist der kinematisch erlaubte Impuls des Leptons:

$$\frac{2p}{\sqrt{s}} \equiv x_p < \frac{1+\beta}{2}$$

mit: p = Impuls des Leptons

β = Geschwindigkeit v/c des zerfallenden Primärteilchens

$\frac{1}{2}\sqrt{s}$ = halbe Schwerpunktsenergie = Energie des Primärteilchens.

Zwei μe -Kandidaten mit $MM^2 < 2\text{GeV}^2/c^4$ liegen außerhalb dieses Impulsbereichs und werden als nicht erkannte QED-Prozesse verworfen.

Nach Abzug des Untergrundes wird in Tabelle 22 mit dem Akzeptanzfaktor (4.11) der Wirkungsquerschnitt

$$\sigma_{e^+e^- \rightarrow e^+ \mu^+ \mu^-} > 1\text{GeV}/c$$

berechnet.

Das Impulsspektrum der Elektronen aus den μe -Ereignissen ist in Abbildung 36 dargestellt. Die gemessenen Elektronimpulse sind gut verträglich mit einem Dreikörperzerfall unter Beteiligung masseloser Zerfallspartner. Dagegen kann ein Zweikörperzerfall auch bei Berücksichtigung der Impulsverschmierung die Daten nicht vollständig beschreiben.

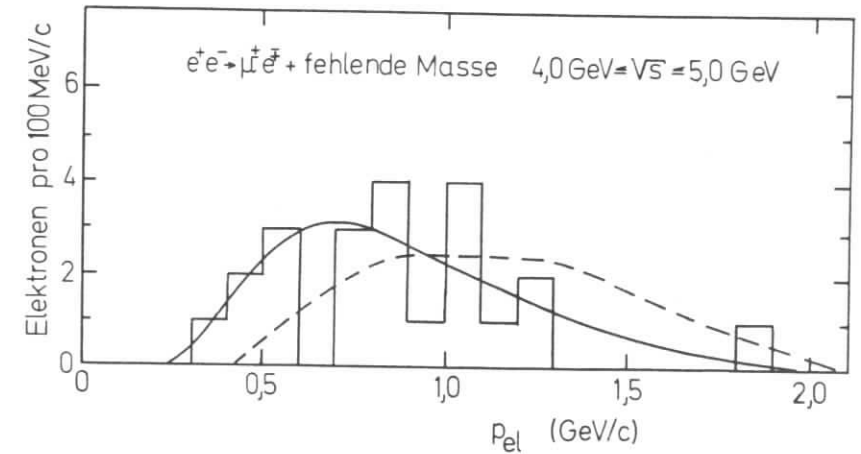


Abb.36: Impulsspektrum der Elektronen aus den μe -Ereignissen. Durchgezogene Kurve: erwartetes Spektrum für Dreikörperzerfall mit 2 masselosen Zerfallspartnern bei einer Masse des zerfallenden Teilchens von $1,9\text{GeV}/c^2$ und (V-A)-Kopplung. Gestrichelte Kurve: erwarteter Verlauf für Zweikörperzerfall. Die Kurven sind auf 22 Ereignisse normiert. Die Impulsverschmierung ist berücksichtigt, Strahlungskorrekturen und Spin-Korrelationen sind vernachlässigt.

Einige Ereignisse mit einem Myon und einem Elektron wurden auch in der Zweiprongklasse mit Photonen und in der Multiprongklasse gefunden.

Vor Abzug des Untergrundes enthalten die Daten 10 Ereignisse vom Typ

$$e^+e^- + \mu^+ + e^- + \gamma \quad (4.12).$$

Die Nachweiswahrscheinlichkeit ist für diese Ereignisklasse

$$\eta_{\mu e \gamma} = \epsilon(T^+T^- \gamma's) \cdot \eta_{\mu} \cdot \eta_e \cdot \eta_{\gamma} \cdot \frac{55}{87} = (8 \pm 1,8)\%.$$

Tabelle 23 gibt einen Überblick über die Subtraktion des Untergrundes. 6 Ereignisse werden als mißidentifizierte QED-Prozesse einzeln abgezogen. Eine nicht vernachlässigbare Untergrundquelle bilden μ -inklusive Zweiprongereignisse mit Photonen, bei denen das zweite Teilchen ein Elektron vor-täuscht.

Mittlere Schwerpunktsenergie (GeV)	4,07	4,48	5,00	4,0 - 5,0
Zahl der nachgewiesenen $\mu e \gamma$ -Ereignisse	3	2	5	10
Mißidentifizierte QED	3	2	1	6
Zahl der μ -inklusive 2prongs bei denen die zweite Spur in der e-Akzeptanz liegt	9^{+3}	$20^{+4,5}$	$28^{+5,3}$	$57^{+7,5}$
Hadronischer Untergrund	$0,3^{+0,1}$	$0,7^{+0,2}$	$1,0^{+0,2}$	$2,0^{+0,3}$
Korrigierte Zahl der $\mu e \gamma$ -Ereignisse	-	-	$3,0^{+2,0}$	$2,0^{+2,0}$
Zahl der μe -Ereignisse in der Multiprongklasse	0	4	10	14
Ereignisse, bei denen μ und e gleiche Ladung haben	-	2	3	5
Ereignisse, bei denen das e aus konvertiertem γ stammt	-	-	2	2
Zahl der Hadronen, die zum Untergrund beitragen	$44^{+6,6}$	82^{+9}	100^{+10}	226^{+15}
Hadronischer Untergrund	$1,5^{+0,4}$	$2,9^{+0,7}$	$3,5^{+0,8}$	$7,9^{+1,7}$
Korrigierte Zahl der μe -Ereignisse in der Multiprongklasse	-	-	$1,5^{+2,3}$	$\ll 5,3$ (95% c.l.)

Tabelle 23: Ereignisse mit einem μ , einem e und weiteren nachgewiesenen Teilchen.

Ein Ereignis vom Typ $e^+e^- + \mu^+ + e^- + >1$ geladenes Teilchen (4.13)

ist in Abbildung 37 dargestellt. In dieser Ereignisklasse beträgt die Nachweiswahrscheinlichkeit

$$\eta_{\mu e + \text{geladene}} = \epsilon(T^+T^-T^-) \cdot \eta_{\mu} \cdot \eta_e \cdot \frac{55}{87} = (17,7 \pm 4)\%.$$

Die Verteilung der Ereignisse auf die untersuchten Energieintervalle und die Berechnung des Untergrundes ist aus Tabelle 23 ersichtlich. Alle μe -Ereignisse in der Multiprongklasse lassen sich durch Untergrundprozesse erklären.

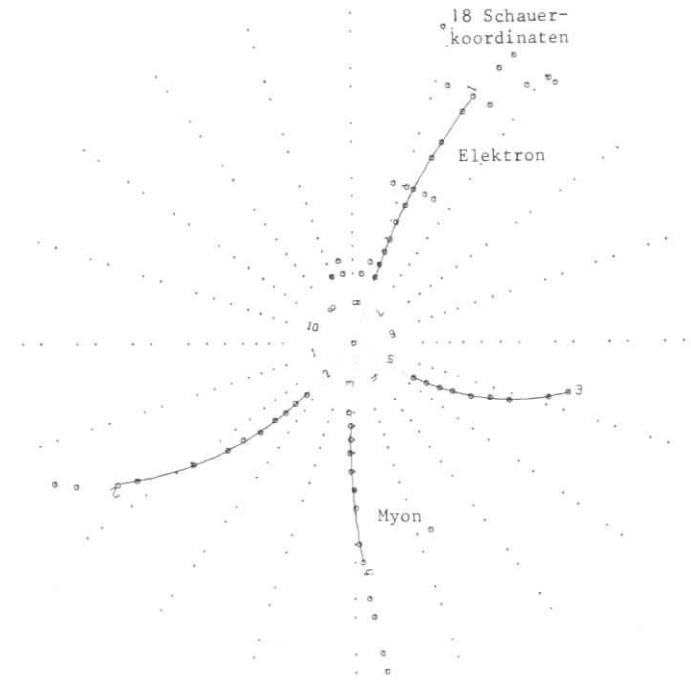


Abb.37: Ereignis mit einem Myon, einem Elektron und zwei weiteren geladenen Teilchen. Das Elektron erzeugt Schauer in beiden Bleikonvertern. Die effektive Masse der beiden nicht identifizierten Teilchen liegt mit $602 \text{ MeV}/c^2$ deutlich über der K^0 -Masse.

4.5.4 Spezielle Endzustände in der Zweiprongklasse

Wenn die anomalen Myonen aus schwachen Zerfällen eines paarweise erzeugten Teilchens stammen, so muß es auch Ereignisse mit zwei anomalen Myonen geben. Tatsächlich wurden 6 Ereignisse vom Typ

$$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^- + \text{fehlende Masse} \quad (4.14)$$

nachgewiesen. Ein Beispiel für ein solches Ereignis ist in Abbildung 38 im Schnitt durch den PLUTO-Myondetektor dargestellt.

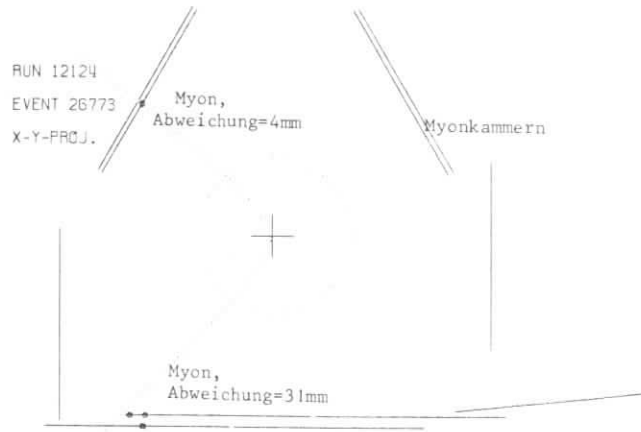


Abb.38: Ereignis mit zwei anomalen Myonen im Querschnitt durch den Außendetektor. Die Extrapolation der Teilchenspuren aus dem Innendetektor ist nach dem in Kap. 4.1 beschriebenen Verfahren durchgeführt. Treffer in den Myonkammern sind markiert.

Vernachlässigt man eine Korrelation zwischen den beiden Myonen (dies ist möglich, da die Myonkammern nicht symmetrisch zum Wechselwirkungspunkt angebracht sind), so erhält man als Nachweiswahrscheinlichkeit

$$\eta_{\mu\mu, \text{unkorr.}} = \epsilon(T^+T^-) \cdot \eta_{\mu} \cdot \frac{2 \cdot 75}{87} = (8,5 \pm 1)\%$$

Der letzte Faktor berücksichtigt die gegenüber der Triggerbedingung eingeschränkte Akzeptanz für das zweite Myon.

Nimmt man eine vollständige Korrelation zwischen den beiden Myonen an (d.h. die beiden Myonen fallen immer gleichzeitig in die Myonakzeptanz), so ergibt sich:

$$\eta_{\mu\mu, \text{korr.}} = \epsilon(T^+T^-) \cdot \eta_{\mu} \cdot \frac{75}{87} = (20 \pm 1)\%$$

Als Mittelwert erhält man

$$\eta_{\mu\mu} = (14,3 \pm 6)\%$$

Tabelle 24 zeigt die Zahl der $\mu\mu$ -Ereignisse in den verschiedenen Energiebereichen. Als Untergrund können μ -inklusive Zweiprongereignisse beitragen, bei denen das zweite Teilchen einen Impuls von mindestens 1 GeV/c hat und nach Kap. 3.2.1 ein Myon vortäuscht.

Mittlere Schwerpunktsenergie (GeV)	4,07	4,48	5,00	4,0 - 5,0
Zahl der nachgewiesenen Ereignisse mit 2 anomalen μ 's	-	1 ⁻¹	5 ^{-2,2}	6 ^{-2,4}
Hadronischer Untergrund	0,1	0,2	0,2	0,5
Korrigierte Zahl der $\mu\mu$ -Ereignisse	-	0,8 ^{-1,0}	4,8 ^{-2,2}	5,5 ^{-2,4}
Zahl der Ereignisse mit einem Myon und einem Hadronkandidaten, ohne γ	1	5	7	13
Ereignisse, bei denen der Impuls des h ν gleich dem Abschneideimpuls ist	-	-	1	1
Hadronspur zeigt auf den Rand einer Myonkammer	-	-	4	4
$ \cos\theta_h > 0,55$	1	2	2	5
Korrigierte Zahl der Myon-Hadron-Ereignisse ohne Photonen	0	3 ^{-1,7}	0	3 ^{-1,7}
Zahl der Ereignisse mit einem Myon, einem Hadronkandidaten und Photonen	1	3	6	10
Ereignisse, bei denen der Impuls des h ν gleich dem Abschneideimpuls ist	-	-	2	2
Hadronspur zeigt auf den Rand einer Myonkammer	-	1	1	2
$ \cos\theta_h > 0,55$	1	1	1	3
Korrigierte Zahl der Myon-Hadron-Ereignisse mit Photonen	0	1 ⁻¹	2 ^{-1,4}	3 ^{-1,7}

Tabelle 24: Ereignisse mit zwei anomalen Myonen und Ereignisse mit einem Myon und einem Hadronkandidaten.

Die μ -inklusive Zweiprongs enthalten Ereignisse, bei denen das zweite Teilchen als "Nicht-Myon" und als "Nicht-Elektron" identifiziert werden kann.

Bei der Auswahl von Hadronkandidaten werden folgende Bedingungen gestellt:

- Der Impuls des Teilchens muß über dem Abschneideimpuls an der entsprechenden Stelle des PLUTO-Eisenmantels liegen.
- Die extrapolierte Trajektorie des Teilchens muß durch eine Myonkammer gehen.
- Das Teilchen muß den äußeren Bleikonverter treffen und darf nicht mit einem Schauer korreliert sein.

Ereignisse mit einem Myon und einem Hadronkandidaten wurden in der Klasse mit Photonen und in der Klasse ohne Photonen beobachtet. Ein Beispiel für den Prozeß



zeigt Abbildung 39 im Schnitt durch den Außendetektor.

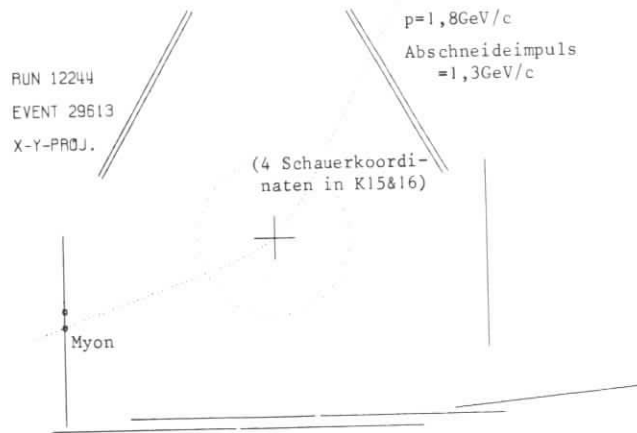


Abb.39: Ereignis mit einem Myon und einem Hadronkandidaten im Schnitt durch den Myondetektor.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit für Ereignisse ohne Photonen beträgt

$$\eta_{\mu+h} = \epsilon(T^+T^-) \cdot \eta_{\mu} \cdot \frac{35}{87} = (9,5 \pm 1)\%$$

Der letzte Faktor berücksichtigt die Einschränkung des Raumwinkels für Hadronerkennung gegenüber der Triggerbedingung (für $|\cos\theta| \leq 0,55$ ist die μ -Kammerüberdeckung $0,35 \cdot 4\pi$ sterad).

Für Ereignisse mit zusätzlichen Photonen



ist die Nachweiswahrscheinlichkeit $\eta_{\mu+h\gamma} = (12 \pm 1)\%$.

Tabelle 24 gibt eine Übersicht über die nachgewiesenen Ereignisse aus den Prozessen (4.15) und (4.16).

Um zu vermeiden, daß Myonen fälschlich als Hadronen interpretiert werden, wird bei der Subtraktion des Untergrundes eine weitere Bedingung gestellt:

- Ein Hadronkandidat wird nur dann als Hadron gewertet, wenn die extrapolierte Spur durch eine Myonkammer geht und der Abstand vom Kammerrand mindestens gleich der maximalen für Myonen zulässigen Abweichung ist.

Nach Abzug der nicht eindeutig zu identifizierenden Kandidaten bleiben 3 Ereignisse mit einem Myon, einem Hadron und Photonen und 3 Ereignisse mit einem Myon, einem Hadron und keinen weiteren nachgewiesenen Teilchen übrig.

5. Analyse der anomalen Myondaten

5.1 Paarweise Erzeugung eines schweren Teilchens

Anomale Erzeugung von Leptonen wurde in mehreren Experimenten gefunden:

a) Die SLAC-LBL-Gruppe beobachtete anomale Leptonen in drei Ereignisklassen:

$$e^+ e^- \rightarrow \mu^\pm + 1 \text{ geladenes Teilchen (FEL 76) (5.1)}$$

$$e^+ e^- \rightarrow \nu^\pm + e^\mp \text{ (PERL 76) (5.2)}$$

$$e^+ e^- \rightarrow \nu^\pm + \gg 2 \text{ geladene Teilchen (FEL 76) (5.3)}$$

b) Mit PLUTO wurden, wie in Kapitel 4 beschrieben, ebenfalls die Prozesse (5.1), (5.2) und (5.3) nachgewiesen (PLU 77/2 und PLU 77/3).

c) Im MPP-Experiment wurden anomale Myonen aus (5.1) gefunden (CAV 76).

d) Die DASP-Kollaboration berichtete über Ereignisse vom Typ

$$e^+ e^- \rightarrow e^\pm + 1 \text{ geladenes Teilchen (DAS 77/2) (5.4)}$$

und über anomale μe -Ereignisse.

e) Das DELCO-Experiment am Speicherring SPEAR vervielfachte die Statistik für Reaktion (5.4) (KIR 77).

f) Durch Einbau einer Bleiglaswand wurde der Nachweis von Elektronen im SLAC-LBL-Detektor MARK I verbessert. Inzwischen wurden neue Daten zu den Elektron-inklusionen (5.2) und (5.4) gesammelt (BAR 77).

Alle Experimente beobachteten im Rahmen der Meßstatistik ein Schwellenverhalten der anomalen Leptonerzeugung. Während sich die bei 3,6 GeV Schwerpunktsenergie gefundenen Ereignisse durch Untergrundprozesse erklären lassen, findet man oberhalb von 4 GeV ein deutliches Signal.

Die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts für anomale Leptonerzeugung von der Schwerpunktsenergie läßt sich in guter Näherung durch paarweise Erzeugung eines punktförmigen Teilchens erklären. Die Masse des neuen Teilchens wird zwischen 1,8 und 2 GeV/c² erwartet. Ein Vergleich von Messungen der oben angeführten Experimente mit dem theoretischen Produktionsquerschnitt für ein Paar schwerer Leptonen findet sich bei (FLÜ 77).

Bei elastischer Paarerzeugung erhalten die erzeugten Teilchen einen mit wachsender Schwerpunktsenergie zunehmenden Impuls im Laborsystem. Eine notwendige

Folge ist, daß der Winkel zwischen den Zerfallsprodukten der beiden Teilchen größer wird.

Abbildung 40 zeigt für alle μ -inklusive Ereignisse mit zwei geladenen Teilchen im Endzustand den Akoplanaritätswinkel der beiden Teilchenspuren (vgl. Abb.13). Mit wachsender Schwerpunktsenergie werden die Teilchen systematisch koplanarer. Ein solches Verhalten ist nur zu verstehen, wenn die Spuren von den Zerfallsprodukten verschiedener Teilchen stammen.

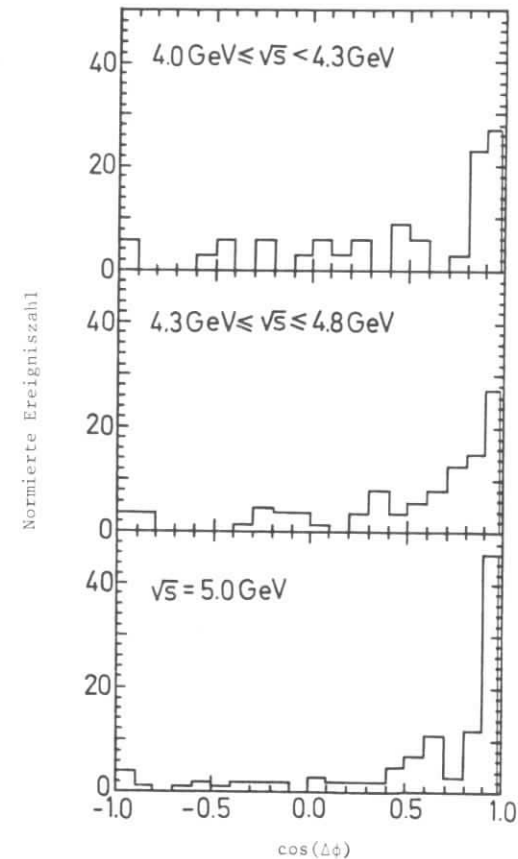


Abb.40: Verhalten des Akoplanaritätswinkels $\Delta\phi$ der μ -inklusionen Zweiprongs mit wachsender Schwerpunktsenergie. Der Schnitt bei $\Delta\phi > 10^\circ$ entspricht $\cos(\Delta\phi) < 0,985$. Die Darstellungen sind auf gleiche Ereigniszahlen normiert.

5.2 Nicht nachgewiesene Teilchen

Der große Massendefekt bei den anomalen Leptonereignissen ist auf nicht nachgewiesene Teilchen zurückzuführen. In diesem Kapitel soll aus den gemessenen Daten auf die Natur der fehlenden Teilchen geschlossen werden.

a) Die einfachste Erklärung bieten geladene Teilchen außerhalb der Akzeptanz des Detektors. Wegen der Ladungserhaltung müssen jedoch in der Zweiprong-Klasse mindestens zwei Teilchen pro Ereignis verloren gegangen sein. Die Akzeptanz von PLUTO für die Erkennung einer Spur ist 87% des vollen Raumwinkels um die Wechselwirkungszone. Die Wahrscheinlichkeit, 2 Spuren in einem Ereignis zu verlieren, ist also kleiner als 2%. Beobachtet wurden aber 210 Zweiprongergebnisse und nur 120 Multiprongs mit Myonen. Geladene Teilchen können deshalb die große fehlende Masse nicht erklären.

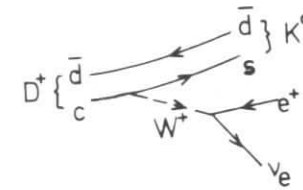
b) Photonen oder Teilchen, die in Photonen zerfallen (π^0, η) könnten Träger der fehlenden Energie sein. Um die großen fehlenden Massen zu erklären, müssen pro Ereignis wenigstens 2 Photonen erzeugt worden sein. Auch Zerfälle von π^0 und η liefern $>2 \gamma$'s. Die beobachtete Photonmultiplizität schließt aber, wie in 4.5.1 gezeigt, die Erzeugung von 2 Photonen pro Ereignis aus.

c) Als letzte konventionelle Erklärung kommen neutrale Teilchen in Betracht, die im Detektor keine Wechselwirkung ausführen.

Neutronen können im PLUTO-Detektor nicht nachgewiesen werden. Beim Zerfall eines paarweise erzeugten Teilchens erwartet man mit gleicher Wahrscheinlichkeit n und \bar{n} . Antineutronen können aber mit guter Wahrscheinlichkeit nachgewiesen werden. Die charakteristischen "Strahlungssterne" wurden jedoch nicht beobachtet. Auch die große Zahl von Myonen mit hohen Impulsen läßt sich bei Annahme eines Zerfallspartners mit einer Masse von $\approx 1 \text{ GeV}/c^2$ nicht erklären.

Entstehen die anomalen Leptonen beim Zerfall von Teilchen mit der Quantenzahl Charm, so erwartet man gleichzeitig die Erzeugung von K-Mesonen. Im Modell von Glashow, Iliopoulos und Maiani ("GIM-Mechanismus", GIM 70) koppelt das c-Quark mit einer Amplitude proportional dem Cosinusquadrat des Cabibbo-winkels ($\cos^2 \theta_c \approx 0,95$) an ein s-Quark. Experimentell wurde gezeigt, daß beim Zerfall von Teilchen mit Charm-Quantenzahl $\neq 0$ bevorzugt Endzustände mit Kaonen auftreten (PLU 77/4, DAS 77/3).

Beim semileptonischen Zerfall des D-Mesons:



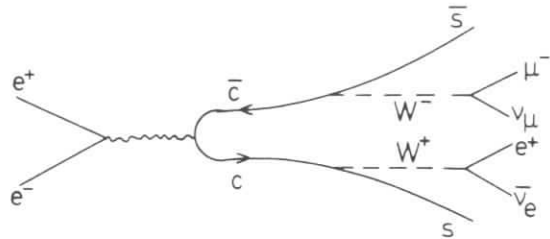
werden mit gleicher Wahrscheinlichkeit K_S^0 - und K_L^0 -Mesonen erzeugt. Wenn die 22 von PLUTO nachgewiesenen $e\mu$ -Ereignisse ohne Photonen oder zusätzliche Spuren aus Zerfällen von D-Mesonen stammen, so müssen auch in anderen Klassen Ereignisse mit einem Elektron und einem Myon vorkommen. Tabelle 25 zeigt die Verteilung semileptonischer D^+D^- -Zerfälle auf verschiedene Endzustände bei Berücksichtigung der Nachweiswahrscheinlichkeiten in PLUTO. Die beobachteten Ereigniszahlen von Tabelle 23 schließen solche D-Zerfälle als wichtigen Beitrag zu den anomalen Leptonereignissen aus.

100 Ereignisse vom Typ $D\bar{D} \rightarrow eK_{\nu_e}^0 + \mu K_{\nu_\mu}^0$ enthalten	Im PLUTO-Detektor nachweisbare K^0 -Zerfälle	Nachweisbarer Endzustand		
		$e\mu$	$e+\mu$ + geladene	$e\mu + \gamma$'s
25 $e\mu K_L^0 \bar{K}_L^0$	-	25	-	-
50 $e\mu K_L^0 K_S^0$	33: $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$	0,6	32,4	-
	17: $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$	1,0	-	16
25 $e\mu K_S^0 \bar{K}_S^0$	11: $2K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0 \pi^0$	-	10,8	0,2
	11: $2K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$	-	11	-
	3: $2K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0 \pi^0$	-	-	3
Verteilung der 100 Ereignisse auf die verschiedenen Endzustandsklassen (μ und e seien immer nachgewiesen)		26,6%	54,2%	19,2%
Vergleich mit den gemessenen Daten		gesehen: 20,1 ± 4,7	gesehen: < 5,3 erwartet: 41	gesehen: 2 ± 2 erwartet: 15

Tabelle 25: Erwartete Zahl von Ereignissen in verschiedenen Klassen, falls gleichzeitig mit den anomalen Leptonen neutrale Kaonen erzeugt werden.

Wegen der Erhaltung der Leptonenzahl erwartet man die Erzeugung eines Neutrinos mit jedem Elektron oder Myon (dies braucht nicht der Fall zu sein, wenn das zerfallende Teilchen selbst eine leptonische Quantenzahl hat). Verteilt sich die fehlende Energie bei den anomalen Leptonereignissen auf Neutrinos, so gibt es keine Möglichkeit, in PLUTO Spuren zu erkennen. Die Impulsspektren der Elektronen aus μe -Ereignissen (Abb.36) und der anomalen Myonen (siehe Abb.43) lassen sich gut durch Dreikörperzerfälle unter Beteiligung masseloser Neutrinos erklären.

d) Schließlich muß die Möglichkeit in Betracht gezogen werden, daß sich die fehlende Energie auf spekulative Teilchen wie zum Beispiel ungebundene Quarks verteilt. Denkbar ist ein Prozeß, bei dem die Quarks nicht zu Hadronen koppeln, sondern einzeln existieren:



Eine Abschätzung der Nachweiswahrscheinlichkeit einer PLUTO-Zylinderkammer für ein Teilchen mit der Ladung $1/3$ (Ladung des s-Quarks) ergibt $\eta \approx 50\%$ (TIM 77). Bei keinem der anomalen Myonereignisse wurden jedoch Spuren gefunden, die auf Teilchen mit drittelzahliger Ladung schließen lassen.

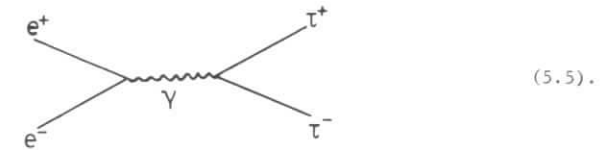
Zusammenfassend folgt, daß nur Neutrinos als nicht nachgewiesene Zerfallspartner eine vollständige Erklärung der anomalen Leptonereignisse bieten. Kleine Beimischungen von verschiedenen der übrigen diskutierten Möglichkeiten lassen sich natürlich nicht ausschließen.

In den folgenden Abschnitten wird untersucht, ob sich der in Kapitel 4 beschriebene experimentelle Sachverhalt durch Zerfälle eines schweren Leptons widerspruchsfrei erklären läßt.

5.3 Das Standardmodell eines schweren Leptons

Angenommen wird die Existenz eines dritten geladenen Leptons. Dieses Teilchen wird im Folgenden entsprechend dem Vorschlag von M.L.Perl mit τ (vom griechischen τρίτον = ein Drittes) bezeichnet.

Nach Überschreiten der Schwelle $s = 2M(\tau)c^2$ kann das τ in der e^+e^- -Wechselwirkung paarweise erzeugt werden:



Die Kopplung des τ an das virtuelle Photon soll gleich der Kopplung zwischen e und γ sein. Der Erzeugungswirkungsquerschnitt ergibt sich aus dem Wirkungsquerschnitt für μ -Paar Erzeugung (vgl.(1.2)) und einem Schwellenfaktor. Es gilt:

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-) = \sigma_{\mu\mu} \frac{3\beta - \beta^3}{2} \quad (5.6)$$

mit $\beta = \sqrt{1 - \left(\frac{M(\tau)}{E(\tau)}\right)^2}$

Dem τ wird ein Neutrino ν_τ zugeordnet, dessen Masse zunächst unbestimmt bleibt. τ und ν_τ erhalten eine eigene, separat erhaltene Leptonenzahl (Modell des "sequentiellen" schweren Leptons).

Im Weinberg-Salam-Modell der schwachen Wechselwirkung (BEN 75) wird der geladene Schwache Strom vom intermediären Boson W^\pm getragen. Das Standardmodell eines schweren Leptons geht davon aus, daß das W-Boson gleichermaßen an die leptonischen Dubletts

$$\begin{pmatrix} e \\ \nu_e \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \mu \\ \nu_\mu \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \tau \\ \nu_\tau \end{pmatrix} \quad \text{koppelt.}$$

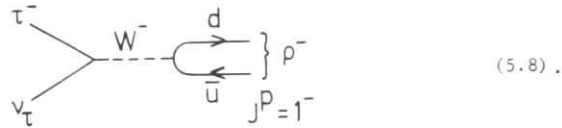
Der Zerfall des W-Bosons erklärt die beobachteten Endzustände mit Leptonen:



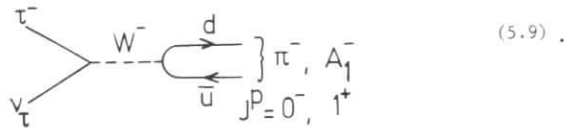
(5.7).

Das Schwellenverhalten der anomalen Leptonereignisse läßt auf eine τ -Masse von $M(\tau) \geq 1,8 \text{ GeV}/c^2$ schließen. Dann können beim τ -Zerfall auch Hadronen erzeugt werden (vorausgesetzt ist eine genügend kleine Masse des ν_τ).

Der vektorielle Anteil des Schwachen Stromes ermöglicht einen Zerfall in Vektormesonen:



Hat der Schwache Strom einen axialen Anteil, so können beim τ -Zerfall axiale oder pseudoskalare Mesonen entstehen:



Von besonderer Bedeutung ist dabei die Suche nach dem bisher nicht eindeutig nachgewiesenen A_1 -Meson.

Wenn das τ und sein Neutrino in Analogie zu den bekannten Leptonen an eine Mischung aus vektoriellem und axialem leptonischem Strom koppelt, so ist der Lagrangeoperator für den Zerfall

$$\tau \rightarrow \nu_\tau + \begin{pmatrix} e \\ \mu \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix}$$

gegeben durch:

$$L = \frac{G}{\sqrt{2}} \bar{\tau} \gamma^\mu (\sin\alpha(1-\gamma_5) + \cos\alpha(1+\gamma_5)) \nu_\tau \cdot \bar{\nu} \begin{pmatrix} e \\ \mu \end{pmatrix} \gamma^\mu (1-\gamma_5) \begin{pmatrix} e \\ \mu \end{pmatrix} + \text{h.c.} \quad (5.10)$$

V,A-Kopplung des τ
(V-A)-Kopplung von e oder μ

mit: G = Kopplungskonstante der schwachen Wechselwirkung

γ = Diracsche Matrizen

$e, \mu, \tau, \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$ = Wellenfunktionen der Leptonen

α = Mischungswinkel zwischen (V-A)- und (V+A)-Kopplung
 $(-\frac{\pi}{2} < \alpha < \frac{\pi}{2})$.

Bei Annahme einer reinen V- oder A-Kopplung erhält man:

$$L(V) = \frac{G}{\sqrt{2}} \bar{\tau} \gamma^\mu \nu_\tau \cdot \bar{\nu} \begin{pmatrix} e \\ \mu \end{pmatrix} \gamma^\mu (1-\gamma_5) \begin{pmatrix} e \\ \mu \end{pmatrix} + \text{h.c.} \quad (5.11)$$

für einen Vektorstrom, bzw.

$$L(A) = \frac{G}{\sqrt{2}} \bar{\tau} \gamma^\mu \gamma_5 \nu_\tau \cdot \bar{\nu} \begin{pmatrix} e \\ \mu \end{pmatrix} \gamma^\mu (1-\gamma_5) \begin{pmatrix} e \\ \mu \end{pmatrix} + \text{h.c.} \quad (5.12)$$

für reinen Axialstrom.

Setzt man Masse und Kopplung des τ sowie die Masse des zugehörigen Neutrinos als bekannt voraus, so lassen sich die Häufigkeiten verschiedener Zerfallskanäle berechnen (TSA 71, THA 71, FUJ 76). Tabelle 26 zeigt die berechneten Zerfallskanäle für eine τ -Masse von $1,9 \text{ GeV}/c^2$, ein masseloses τ -Neutrino und (V-A)-Kopplung.

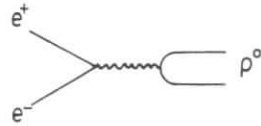
Zerfallskanal	Verzweigungsverhältnis	Zahl der gel. Teilchen im Endzustand
(1) $\tau^- \rightarrow \nu_\tau + e^- + \bar{\nu}_e$	15,1%	1
(2) $\tau^- \rightarrow \nu_\tau + \mu^- + \bar{\nu}_\mu$	14,7%	1
(3) $\tau^- \rightarrow \nu_\tau + \pi^-$	7,5%	1
(4) $\tau^- \rightarrow \nu_\tau + K^-$	0,5%	1
(5) $\tau^- \rightarrow \nu_\tau + \rho^-$	20,3%	1
(6) $\tau^- \rightarrow \nu_\tau + K^{*-}$	1,4%	1
(7) $\tau^- \rightarrow \nu_\tau + A_1^-$	7,8%	1 oder 3
(8) $\tau^- \rightarrow \nu_\tau + (\text{hadron.Kontinuum})^-$	32,7%	1, 3, 5...

Tabelle 26: Zerfallskanäle eines sequentiellen schweren Leptons mit einer Masse von $1,9 \text{ GeV}/c^2$, (V-A)-Kopplung und masselosem Neutrino, berechnet nach (TSA 71).

Die rein leptonischen Zerfallskanäle (1) und (2) lassen sich entsprechend dem Zerfall des Myons $\mu^- \rightarrow \nu_\mu + e^- + \bar{\nu}_e$ berechnen.

Durch Umkehrung des Pionzerfalls $\pi^- \rightarrow \nu_\mu + \mu^-$ erhält man die Zerfallsbreite für Kanal (3). Berücksichtigt man die Unterdrückung des Strangeness-ändernden Zerfalls ($\sqrt{2} \sin\theta_C$), so folgt aus (3) die Häufigkeit des Zerfalls in ein K (4).

Zur Berechnung der Zerfallsbreite von Kanal (5) wird der gemessene Wirkungsquerschnitt für



(5.13)

benutzt. Mit der Hypothese vom erhaltenen Vektorstrom (CVC) erhält man aus dem γ, ρ -Vertex von (5.13) den W, ρ -Vertex von (5.8).

Im Gegensatz zu den Berechnungen dieser Zerfallskanäle sind die Unsicherheiten bei der Abschätzung der Zerfälle (7) und (8) beträchtlich. Das Verzweigungsverhältnis für das hadronische Kontinuum in Tabelle 26 beruht auf neuen Messungen des totalen hadronischen Wirkungsquerschnitts in der Elektron-Positron-Wechselwirkung.

Das Impulsspektrum der Elektronen oder Myonen aus den rein leptonenischen Dreikörperzerfällen des τ ist in (FUJ 76) angegeben. Es gilt:

$$\begin{aligned} \frac{d\Gamma}{dx} &= f(x, E(\tau), M(\tau), M(\nu_\tau), \alpha) \\ \rightarrow \frac{d\Gamma}{dp} &= f(p, E(\tau), M(\tau), M(\nu_\tau), \alpha) \end{aligned} \quad (5.14)$$

mit: Γ = relative Häufigkeit der Myonen aus τ -Zerfällen

$$x = \frac{E(e, \mu)}{1/2\sqrt{s}} \approx \frac{p(e, \mu)}{1/2\sqrt{s}} \quad (E(e, \mu) \text{ und } p(e, \mu) \text{ sind Energie und Impuls des } e \text{ bzw. } \mu)$$

$$\alpha = V, A\text{-Mischungsparameter (vgl. (5.10))}$$

$$M(\tau), M(\nu_\tau) = \text{Masse von } \tau \text{ und } \nu_\tau$$

$$E(\tau) = \text{Energie des } \tau.$$

Die obere Grenze des Spektrums ist gegeben durch

$$x < \frac{1-\epsilon^2}{2} \cdot (1+\beta_\tau) \quad (5.15),$$

das Maximum liegt bei

$$x = \frac{1-\epsilon^2}{2} \cdot (1-\beta_\tau) \quad (5.16).$$

Dabei ist $\epsilon = M(\nu_\tau)/M(\tau)$ und $\beta_\tau = \sqrt{1-(M(\tau)/E(\tau))^2}$.

Die relative Häufigkeit Γ wird normiert auf

$$\int_0^{p_{\max}} \frac{d\Gamma}{dp} dp = 1,$$

wobei p_{\max} der maximale kinematisch erlaubte Elektron- bzw. Myonimpuls ist (zu berechnen aus (5.15)).

Nach Tabelle 26 können beim Zerfall eines τ ein oder mehrere geladene Teilchen im Endzustand auftreten. Die Zerfallswahrscheinlichkeit des τ läßt sich zerlegen in

$$V(\tau \rightarrow \text{alles}) = V(l) + V(M) = V(\mu) + V(1-\mu) + V(M) = 1 \quad (5.17)$$

$$\text{mit: } V(l) = \text{Verzweigungsverhältnis } \tau \rightarrow l \text{ gel. Teilchen + Neutrale}$$

$$V(M) = \text{Verzweigungsverhältnis } \tau \rightarrow 3 \text{ gel. Teilchen + Neutrale}$$

$$V(\mu) = \text{Verzweigungsverhältnis } \tau \rightarrow \mu + \text{Neutrinos}$$

$$V(1-\mu) = V(l) - V(\mu).$$

Für Zerfälle eines $\tau^+\tau^-$ -Paares gilt:

$$V(\tau) \cdot V(\tau) = (V(\mu) + V(1-\mu) + V(M))^2 = 1.$$

Der Beitrag zum μ -inklusive Zweiprongsignal ist:

$$BR(\mu\text{-inkl. Zweiprongs}) = V(\mu)^2 + 2V(\mu)V(1-\mu) \quad (5.18).$$

Das Verzweigungsverhältnis für die μ -inklusive Multiprongklasse beträgt:

$$BR(\mu\text{-inkl. Multiprongs}) = 2V(\mu)V(M) \quad (5.19).$$

Der Wirkungsquerschnitt für die μ -inklusive Zerfallskanäle ist gegeben durch

$$\sigma_0 = \int_0^{p_{\max}} BR \cdot \sigma_E \cdot \frac{d\Gamma}{dp} dp = BR \cdot \sigma_E \quad (5.20).$$

Dabei ist σ_E der Erzeugungsquerschnitt für ein $\tau^+\tau^-$ -Paar (5.6).

σ_0 ist unabhängig von der Kopplung des τ an den geladenen Schwachen Strom. In einem Experiment ohne Abschneideimpuls für Teilchenidentifikation könnte bei bekanntem Erzeugungsquerschnitt das inklusive Verzweigungsverhältnis absolut gemessen werden. Ein Schnitt im Impuls des nachzuweisenden Teilchens ergibt:

$$\sigma_{p > p_{\text{Schnitt}}} = BR \cdot \sigma_E \cdot \int_{p_{\text{Schnitt}}}^{p_{\max}} \frac{d\Gamma}{dp} dp \quad (5.21).$$

Das Integral in (5.21) nimmt für verschiedene Mischungen zwischen Vektor- und Axialvektorströmen beim τ -Zerfall verschiedene Werte an.

5.4 Untersuchung der Eigenschaften des neuen Teilchens

5.4.1 Beschreibung des Verfahrens

Mit dem in Kapitel 5.3 erläuterten Standardmodell lassen sich einige Eigenschaften des τ durch eine Anpassung des theoretischen Impulsspektrums an die gemessenen inklusiven Myonspektren bestimmen.

Das Impulsspektrum der Elektronen oder Myonen aus dem Zerfall

$$\tau^\pm \rightarrow (\bar{\nu}_e^\pm) + (\nu_\mu^\pm) + \nu_\tau$$

ist nach (FUJ 76) gegeben durch

$$\frac{d\Gamma}{dx} = \frac{1}{\beta} \cdot \{F(1 - \frac{2x}{1+\beta}) - F(1 - \frac{2x}{1-\beta})\} \quad \text{für } 0 < x < \frac{1-\epsilon^2}{2}(1-\beta),$$

$$\text{und } \frac{d\Gamma}{dx} = \frac{1}{\beta} \cdot \{F(1 - \frac{2x}{1+\beta}) - F(\epsilon^2)\} \quad \text{für } \frac{1-\epsilon^2}{2}(1-\beta) < x < \frac{1-\epsilon^2}{2}(1+\beta). \quad (5.22)$$

(Bezeichnungen wie in Kapitel 5.3).

Der vollständige Ausdruck für die Funktion F wird im Anhang D angegeben.

Die Form des Spektrums (5.22) ist abhängig von vier Parametern:

- Masse des τ $M(\tau)$,
- Masse des zugehörigen Neutrinos $M(\nu_\tau)$,
- Energie des τ $E(\tau)$ (= halbe Schwerpunktsenergie, für gegebenes $M(\tau) \sim \beta$), und
- Kopplung des τ an den geladenen Schwachen Strom, charakterisiert durch den V,A-Mischungswinkel α (vgl. (5.10)).

Abbildung 41 zeigt die Abhängigkeit des Myonspektrums aus (5.22) von den vier Parametern.

Die absolute Höhe des Myonspektrums hängt ab vom Wirkungsquerschnitt für τ -Erzeugung und vom Verzweigungsverhältnis der untersuchten Reaktion. Durch Integration des gemessenen Impulsspektrums ergibt sich (5.21).

In den Tabellen 16 bis 18 wurden in drei Energiebereichen die differentiellen Wirkungsquerschnitte für anomale Myonerzeugung in der Zweiprongklasse berechnet. Wenn die anomalen Myonen aus Zerfällen von τ -Teilchen stammen, so muß es möglich sein, die theoretische Kurve (5.22) mit denselben Parametern $M(\tau)$, $M(\nu_\tau)$, α und BR in einem gemeinsamen Fit an alle drei Myonspektren anzupassen.

Die Energie des τ ist bekannt (= $\sqrt{s}/2$), der Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung von $\tau^+ \tau^-$ -Paaren wird vorgegeben, da nach (5.21) nur entweder BR oder σ_E aus den Daten gewonnen werden kann.

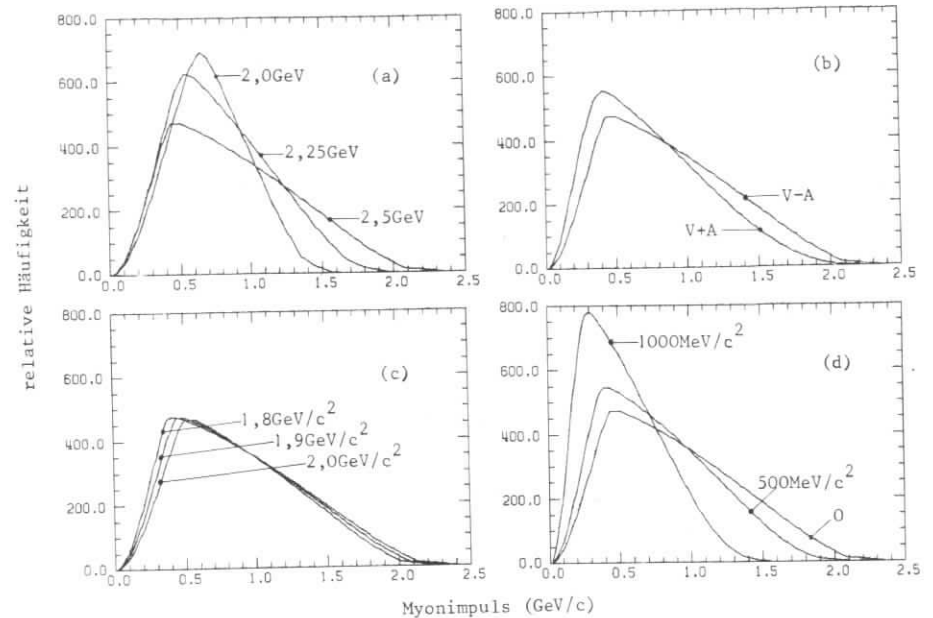


Abb. 41: Abhängigkeit des Impulsspektrums von Myonen aus τ -Zerfällen von verschiedenen Parametern: (a) Variierende Strahlenergie, $M(\tau)=1,9\text{GeV}/c^2$, $M(\nu_\tau)=0$, (V-A)-Kopplung. (b) Variierende Zerfallsstruktur, $M(\tau)=1,9\text{GeV}/c^2$, $M(\nu_\tau)=0$, $\sqrt{s}=5\text{GeV}$. (c) Variierende τ -Masse, $M(\nu_\tau)=0$, (V-A)-Kopplung, $\sqrt{s}=5\text{GeV}$. (d) Variierende Neutrinomasse, $M(\tau)=1,9\text{GeV}/c^2$, (V-A)-Kopplung, $\sqrt{s}=5\text{GeV}$.

Für jeden vollständigen Parametersatz liefert die Anpassungsrechnung ein χ^2 , das ein Maß für die Güte der Anpassung des theoretischen Spektrums an die gemessenen Daten darstellt (vgl. BRA 75).

5.4.2 Spin und Verzweigungsverhältnisse

Vorausgesetzt wird die paarweise Erzeugung eines punktförmigen Teilchens. Für den Erzeugungsquerschnitt gilt (siehe Anhang C):

$$\sigma_{00} = \frac{1}{4} \beta^3 \cdot \sigma_{\mu\mu} \quad \text{für punktförmige Teilchen mit Spin 0} \quad (5.23),$$

$$\sigma_{22} = \frac{3}{2} (3-\beta^2) \cdot \sigma_{\mu\mu} \quad \text{für punktförmige Teilchen mit Spin } \frac{1}{2} \quad (5.24),$$

$$\sigma_{11} = \frac{3}{4} \beta^3 \cdot \sigma_{\mu\mu} \quad \text{für punktförmige Teilchen mit Spin 1} \quad (5.25).$$

Durch Variation der τ -Masse und des Verzweigungsverhältnisses BR wird (5.22) an die gemessenen Impulsspektren angepaßt. Tabelle 27 zeigt das Ergebnis der Anpassungsrechnung für verschiedene Spins und Zerfallsstrukturen des τ .

Spin	Kopplung	τ -Masse(GeV/c ²)	Verzweigungsverhältnis BR	
			μ -inkl.2prongs	μ -inkl.Multiprongs
0	V+A	1,81±0,06	2,28±0,55	1,19±0,35
0	V-A	-1,68±0,09	2,29±0,55	
$\frac{1}{2}$	V+A	1,82±0,08	0,23±0,04	0,112±0,033
$\frac{1}{2}$	V-A	1,93±0,05	0,19±0,03	0,086±0,024
1	V+A	1,67±0,09	0,76±0,19	
1	V-A	1,81±0,06	0,76±0,17	0,29±0,08

Tabelle 27: Ergebnis der Anpassungsrechnung für verschiedene Spins und Zerfallsstrukturen des τ . Das Verzweigungsverhältnis BR ist in (5.18) und (5.19) erklärt. Die Werte für die Zweiprongklasse enthalten eine Korrektur auf den MM^2 -Schnitt.

Das Zweiprong-Verzweigungsverhältnis ist auf τ -Zerfälle korrigiert, die wegen des Schnitts im Quadrat der fehlenden Masse fälschlich als QED-Prozesse identifiziert und verworfen wurden. Die Korrektur wurde mit Hilfe von Monte-Carlo-Rechnungen abgeschätzt und beträgt 10%.

Die Masse aus dem Fit an die Zweiprongspektren wird bei der Anpassung an das Multiprongspektrum aus Tabelle 21 beibehalten, da vorausgesetzt wird, daß alle anomalen Myonen aus derselben Quelle stammen.

Mit den Werten von Tabelle 27 wird das Gleichungssystem (5.17) bis (5.19) gelöst. Man erhält so die Häufigkeit, mit der beim Zerfall eines τ ein Myon, ein geladenes Teilchen oder mehrere geladene Teilchen entstehen. Die Ergebnisse sind in Tabelle 28 dargestellt.

Für Spin 0 existiert keine reelle Lösung des Gleichungssystems.

Spin 1 ist im Rahmen der Fehlergrenzen nur möglich, wenn das τ fast ausschließlich in ein Myon und Neutrinos zerfällt. Dies steht aber im Widerspruch zu der beobachteten Häufigkeit von Ereignissen mit einem Myon und einem Elektron im Endzustand. Außerdem zeigt Abbildung 30 die Existenz hadronischer Zerfallskanäle des τ .

Spin	Kopplung	Verzweigungsverhältnisse		
		V(μ) $\tau \rightarrow \mu + \text{Neutrale}$	V(l) $\tau \rightarrow \text{gel.T.} + \text{Neutrale}$	V(M) $\tau \rightarrow 3 \text{ gel.T.} + \text{Neutrale}$
0		(>100%)	keine reelle Lösung	
$\frac{1}{2}$	V+A	(19±3,5)%	(70,5±10)%	(29,5±10)%
$\frac{1}{2}$	V-A	(15±3)%	(71±10)%	(29±10)%
1		(=100%)	keine reelle Lösung	

Tabelle 28: Verzweigungsverhältnisse für verschiedene Zerfälle des τ .

In Übereinstimmung mit der Hypothese eines schweren Leptons lassen die Meßdaten auf Spin $\frac{1}{2}$ für das neue Teilchen schließen. Diese Annahme ist für (V-A)- und für (V+A)-Kopplung des τ an den geladenen Schwachen Strom gut verträglich mit den gemessenen Myonspektren. Im Folgenden wird deshalb das τ als punktförmiges Fermion betrachtet, wobei die Punktförmigkeit aus dem beobachteten Schwellenverhalten geschlossen wird (dies ist allerdings noch mit großen Unsicherheiten behaftet).

5.4.3 Masse des τ und des zugehörigen Neutrinos

Bei gleichzeitiger Variation von $M(\tau)$ und $M(\nu_\tau)$ zeigt das in 5.4.1 beschriebene Anpassungsverfahren keine Konvergenz. Deshalb muß einer der beiden Parameter vorgegeben werden.

Mit der Annahme eines masselosen Neutrinos ergibt sich aus den inklusiven Myonspektren:

(a) Für (V-A)-Kopplung ($\alpha = 1$)

$$M(\tau) = (1,93 \pm 0,05) \text{ GeV}/c^2, \chi^2 = 7,5 \text{ (8 Freiheitsgrade)}.$$

(b) Für (V+A)-Kopplung ($\alpha = 0$)

$$M(\tau) = (1,82 \pm 0,08) \text{ GeV}/c^2, \chi^2 = 11,7 \text{ (8 Freiheitsgrade)}.$$

Das Zuverlässigkeitsniveau für die Hypothese eines sequentiellen Leptons mit den Eigenschaften (a) ist $W_a = 48\%$. Für Lösung (b) gilt $W_b = 16\%$.

Andere τ -Massen ergeben für beide Kopplungen schlechtere Anpassungen, wie aus Abbildung 42 ersichtlich ist.

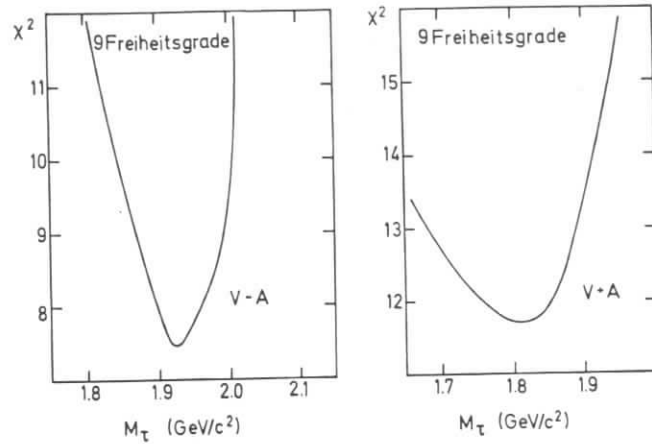


Abb.42: χ^2 des Fits in Abhängigkeit von der τ -Masse (Neutrinomasse = 0).

In den Abbildungen 43 und 44 sind die gemessenen Spektren für inklusive anomale Erzeugung von Myonen und die theoretischen Spektren für die Lösungen (a) und (b) dargestellt.

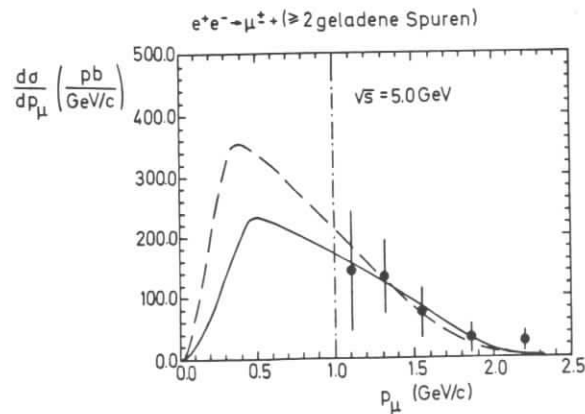


Abb.44: Gemessenes Impulsspektrum der anomalen Myonen in der Multiprongklasse bei 5GeV Schwerpunktsenergie und Modellkurven für ein schweres Lepton.
 Durchgezogene Kurve: $M(\tau)=1,93\text{GeV}/c^2$, (V-A)-Kopplung.
 Gestrichelte Kurve : $M(\tau)=1,82\text{GeV}/c^2$, (V+A)-Kopplung.

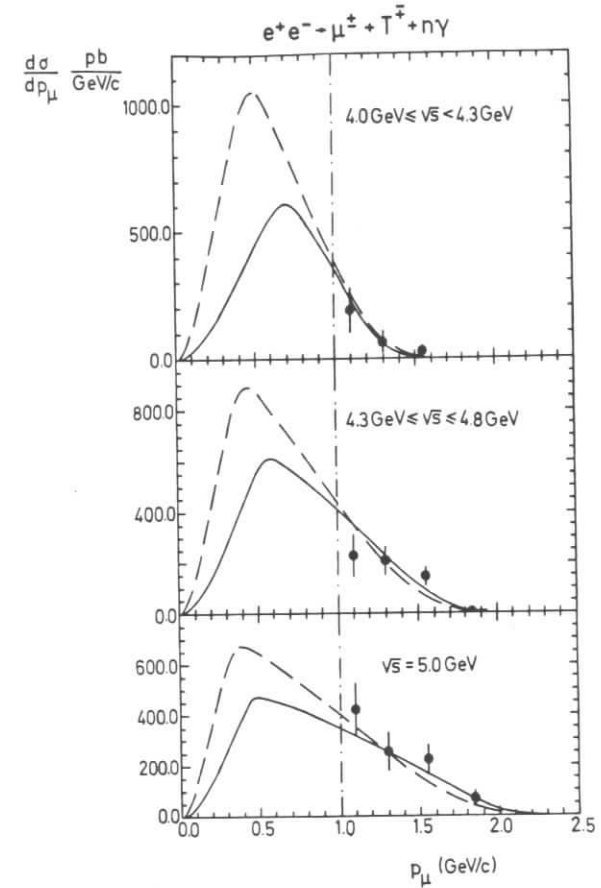


Abb.43: Gemessene Impulsspektren der anomalen Myonen in der Multiprongklasse und Modellkurven für ein schweres Lepton.
 Durchgezogene Kurve: $M(\tau) = 1,93\text{GeV}/c^2$, (V-A)-Kopplung.
 Gestrichelte Kurve : $M(\tau) = 1,82\text{GeV}/c^2$, (V+A)-Kopplung.

Um eine Abschätzung für die Neutrinomasse zu erhalten, wurde der Fit mit verschiedenen fest vorgegebenen Werten $M(\nu_\tau)$ wiederholt. Abbildung 45 zeigt die Variation von χ^2 mit der Neutrinomasse. Die Anpassung an die Meßdaten wird mit wachsender Masse schlechter.

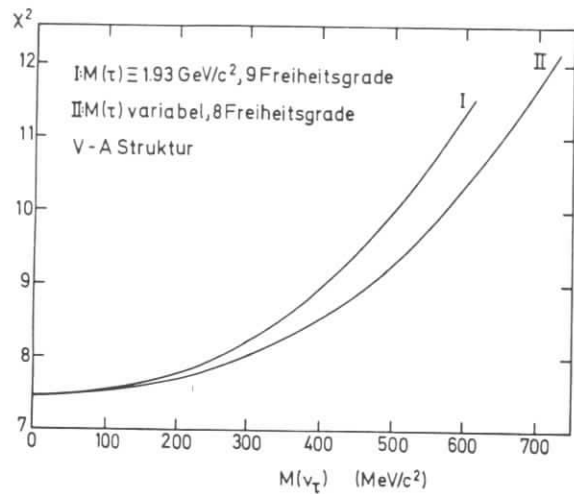


Abb.45: Bestimmung der Masse des τ -Neutrinos. Aufgetragen ist das χ^2 des Fits in Abhängigkeit von $M(\nu_\tau)$.

Mit den Werten von (a) als wahrscheinlichster Lösung für $M(\tau)$ und α folgt aus Abbildung 45I:

$$M(\nu_\tau) \Big|_{M(\tau)=1,93\text{GeV}/c^2} < 460\text{MeV}/c^2 \quad (95\% \text{ c.l.}).$$

Unabhängig von der τ -Masse folgt für (V-A)-Kopplung aus Abbildung 45II:

$$M(\nu_\tau) < 520\text{MeV}/c^2 \quad (95\% \text{ c.l.}).$$

5.4.4 Zerfallsstruktur des τ

Im Standardmodell koppelt das τ an eine Mischung aus vektoriellen und axialem Schwachen Strom. Bei bekannter Masse des τ und seines Neutrinos ließe sich der Mischungswinkel α durch eine Anpassung der Modellkurve (5.22) an die gemessenen Myonspektren bestimmen.

Da die τ -Masse nicht festgelegt werden kann, wird wie bei der Bestimmung der Neutrinomasse verfahren. Der Sinus des Mischungswinkels α wird in kleinen Schritten variiert, Fitparameter sind die Masse $M(\tau)$ und das Verzweigungsverhältnis BR. Die Neutrinomasse wird als 0 angenommen. Abbildung 46 zeigt die Abhängigkeit der Güte des Fits von $\sin\alpha$. (V-A)-Kopplung ist gegenüber einer reinen (V+A)-Kopplung leicht bevorzugt.

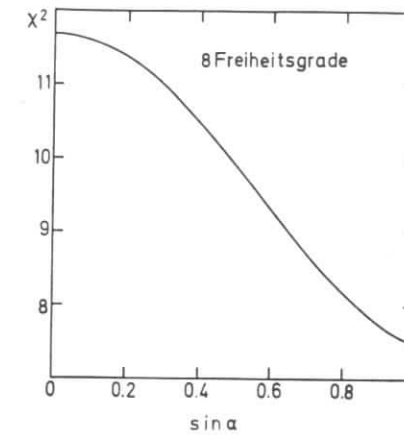


Abb.46: χ^2 des Fits in Abhängigkeit vom V,A-Mischungswinkel beim τ -Zerfall.

Das Spektrum von Myonen oder Elektronen aus Zerfällen eines sequentiellen Leptons mit reiner V- oder A-Kopplung ist in Abbildung 47 dargestellt. Man sieht, daß Spektren, die mit (V-A)- und (V+A)-Zerfällen verträglich sind, auch durch reine Vektor- oder Axialströme beschrieben werden können.

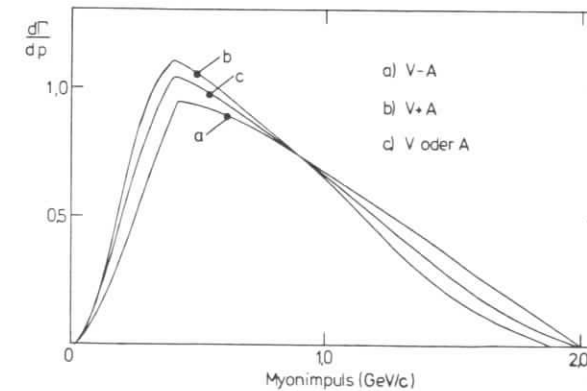


Abb.47: Impulsspektrum der Myonen aus τ -Zerfällen (willkürliche Einheiten) für verschiedene Kopplungen des τ an den geladenen Schwachen Strom (nach KAW 76).

5.4.5 Wirkungsquerschnitt in wichtigen Ereignisklassen und elektronisches Verzweigungsverhältnis des τ

Abbildung 48 zeigt die Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts für anomale Myonerzeugung in verschiedenen Ereignisklassen.

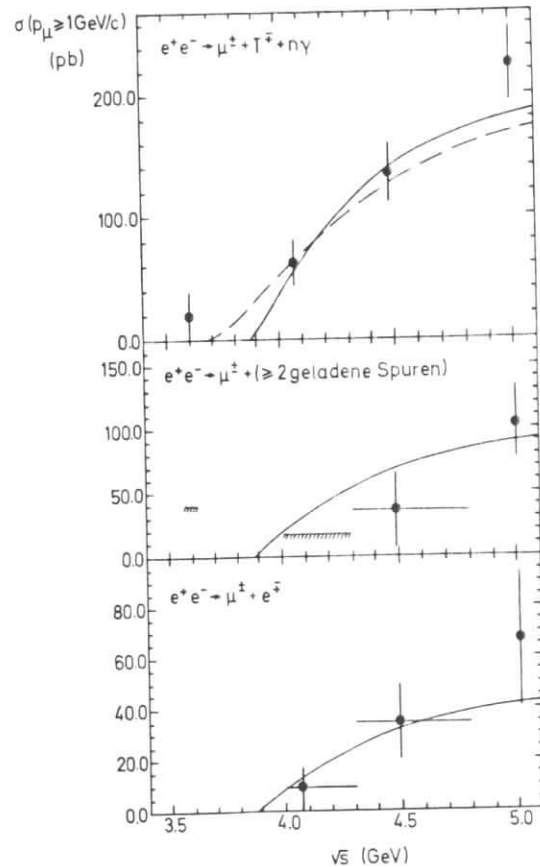


Abb.48: Wirkungsquerschnitt für anomale Myonerzeugung in verschiedenen Ereignisklassen. Korrigiert auf vollen Raumwinkel und 100% Nachweiswahrscheinlichkeit, nicht korrigiert auf den Abschneideimpuls für Myonen. Angepaßte Modellkurven für (V-A)-Kopplung und $M(\tau)=1,93\text{GeV}/c^2$ (durchgezogene Kurve) und (V+A)-Kopplung und $M(\tau)=1,82\text{GeV}/c^2$ (gestrichelt).

Wenn die Myonen aus Zerfällen eines schweren Leptons stammen, so gilt nach Kapitel 5.3:

$$\sigma_{p_\mu > 1\text{GeV}/c} = \text{BR} \cdot \zeta \cdot \sigma_{\mu\mu} \cdot \frac{3}{2}(3-\beta^2) \quad (5.26)$$

- mit: β = Geschwindigkeit $\frac{v}{c}$ des schweren Leptons
- $\sigma_{\mu\mu}$ = QED-Wirkungsquerschnitt für μ -Paar-Erzeugung (1.2)
- BR = Verzweigungsverhältnis des betrachteten Endzustandes
- ζ = Anteil der Zerfälle $\tau^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu + \nu_\tau$, der ein Myon mit $p_\mu > 1\text{GeV}/c$ liefert.

ζ ist energieabhängig und ergibt sich aus dem Impulsspektrum der Myonen zu

$$\zeta = \frac{\int_{p_\mu = 1\text{GeV}/c}^{p_{\text{max}}} \frac{d\Gamma}{dp} dp}{\int_0^{p_{\text{max}}} \frac{d\Gamma}{dp} dp}$$

In Abbildung 49 ist die Variation von ζ mit der Schwerpunktsenergie für (V-A)- und (V+A)-Zerfälle dargestellt.

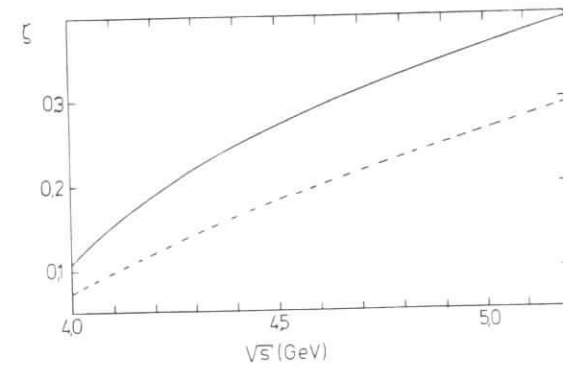


Abb.49: Anteil der Zerfälle $\tau \rightarrow \mu + \text{Neutrinos}$, der ein Myon mit $p_\mu > 1\text{GeV}/c$ liefert, in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie. Durchgezogene Kurve: (V-A)-Kopplung, $M(\tau)=1,93\text{GeV}/c^2$. Gestrichelte Kurve: (V+A)-Kopplung, $M(\tau)=1,82\text{GeV}/c^2$.

Durch Einsetzen der oben berechneten Parameter in Gleichung (5.26) erhält man die Modellkurven für anomale Myonerzeugung in der Zwei- und Multiprongklasse,

die in Abbildung 48 dargestellt sind.

Eine Anpassung der theoretischen Kurve (5.26) an die Meßpunkte aus Tabelle 22 durch Variation des Verzweigungsverhältnisses BR ergibt den erwarteten Verlauf des μe -Wirkungsquerschnitts unter Voraussetzung des Standardmodells. Abbildung 48 zeigt, daß die gemessene Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts für anomale Myonerzeugung in allen 3 Ereignisklassen mit der Hypothese eines paarweise erzeugten schweren Leptons verträglich ist.

Das elektronische Verzweigungsverhältnis

$$V(e) = \text{Verzweigungsverhältnis } \tau \rightarrow e + \text{Neutrinos}$$

läßt sich aus den angepaßten Kurven von Abbildung 48 bestimmen.

Für (V-A)-Kopplung gilt:

$$V(e) = \frac{BR(\mu + e)}{BR(\mu + \tau)} \cdot V(1) = (16,5 \pm 5,6)\%$$

Für (V+A)-Kopplung erhält man:

$$V(e) = (13,7 \pm 5)\%$$

Innerhalb der statistischen Fehlergrenzen stimmen das myonische und das elektronische Verzweigungsverhältnis des τ gut überein.

5.4.6 Zweikörperzerfälle als Quelle anomaler Myonen

Teilchen, die aus Zweikörperzerfällen stammen, haben ein rechteckiges Impulsspektrum. Die Grenzen des Spektrums sind durch die Masse des Zerfallspartners und die Energie des zerfallenden Teilchens festgelegt. Durch Überlagerung der Rechteckspektren bei verschiedenen Schwerpunktsenergien und durch die Ungenauigkeit der Impulsmessung kann jedoch das Dreiecksspektrum eines Dreikörperzerfalls vorgetäuscht werden. Deshalb muß geprüft werden, welcher Anteil der Myonspektren sich durch Zweikörperzerfälle erklären läßt.

Dazu wird das reine Dreiecksspektrum von Gleichung (5.22) mit einem Rechteckspektrum überlagert. Durch eine Anpassung des gemischten Spektrums an die gemessenen Myonspektren wird der Anteil δ von Zweikörperzerfällen bestimmt, der die Daten am besten beschreiben kann. Es ergibt sich:

$$\delta(\text{Zweikörperzerfälle}) = (10 \pm 15)\% \\ \chi^2 = 6,96 \text{ (8 Freiheitsgrade)}$$

für $M(\tau) = 1,93 \text{ GeV}/c^2$, masselosen Zerfallspartner, (V-A)-Kopplung und eine Unschärfe der Impulsbestimmung von $\sigma(\frac{\Delta p}{p}) = 8\%$.

5.5 Zerfälle des τ in drei geladene Teilchen

Unter den μ -inklusive Multiprongs bilden die Ereignisse vom Typ

$$e^+ e^- \rightarrow \mu^{\pm} + (3 \text{ geladene})^{\pm} + n \cdot \gamma \quad (5.27)$$

die einfachste Klasse. Die Wahrscheinlichkeit, daß ein solches Ereignis die Triggerbedingung erfüllt und alle geladenen Teilchen erkannt werden, ist

$$\eta_{\mu+3\text{geladene}} = \epsilon(T^+ T^- T^+ T^-) \cdot \eta_{\mu} \cdot \eta_{\text{Spur}}^3 = (26,4 \pm 1,4)\%$$

Dabei ist isotrope Verteilung der Teilchen vorausgesetzt.

Die analysierten Daten enthalten 102 Ereignisse vom Typ (5.27). Tabelle 29 zeigt die Verteilung der Ereignisse auf die untersuchten Energieintervalle.

Mittlere Schwerpunktsenergie (GeV)	4,07	4,48	5,00	4,0 - 5,0
Zahl der Ereignisse mit einem Myon und 3 weiteren geladenen Teilchen	16	40	46	102
Zahl der Ereignisse mit ident. Photonen oder schlecht gemessenen Spuren	9	29	41	79
μ -inklusive Vierprongs ohne γ 's	7	11	5	23
$(MM)^2 < 1,7 \text{ GeV}^2/c^4$	4	6	2	12
$\mu^{\pm} + h^{\mp} + h^+ + h^-$ - Signal	3	5	3	11

Tabelle 29: Übersicht über die μ -inklusive Vierprongereignisse.

Zur Suche nach einem Zerfall des τ in genau 3 geladene Teilchen werden zunächst alle Ereignisse mit erkannten Photonen ausgeschieden. Für die übrigbleibenden 23 Ereignisse der Art

$$e^+ e^- \rightarrow \mu^{\pm} + T^{\mp} + T^+ + T^- \quad (5.28)$$

ist in Abbildung 50 die effektive Dreikörpermasse $M(TTT)$ gegen die beiden möglichen Zweikörpermassen $M(T^+ T^-)$ aufgetragen. Bei der Berechnung der effektiven Massen wird für jedes Teilchen die Pionmasse angenommen.

Bei einem Ereignis ist die Dreikörpermasse ungefähr gleich der oben bestimmten τ -Masse. Daraus läßt sich eine obere Grenze für das Verzweigungsverhältnis für

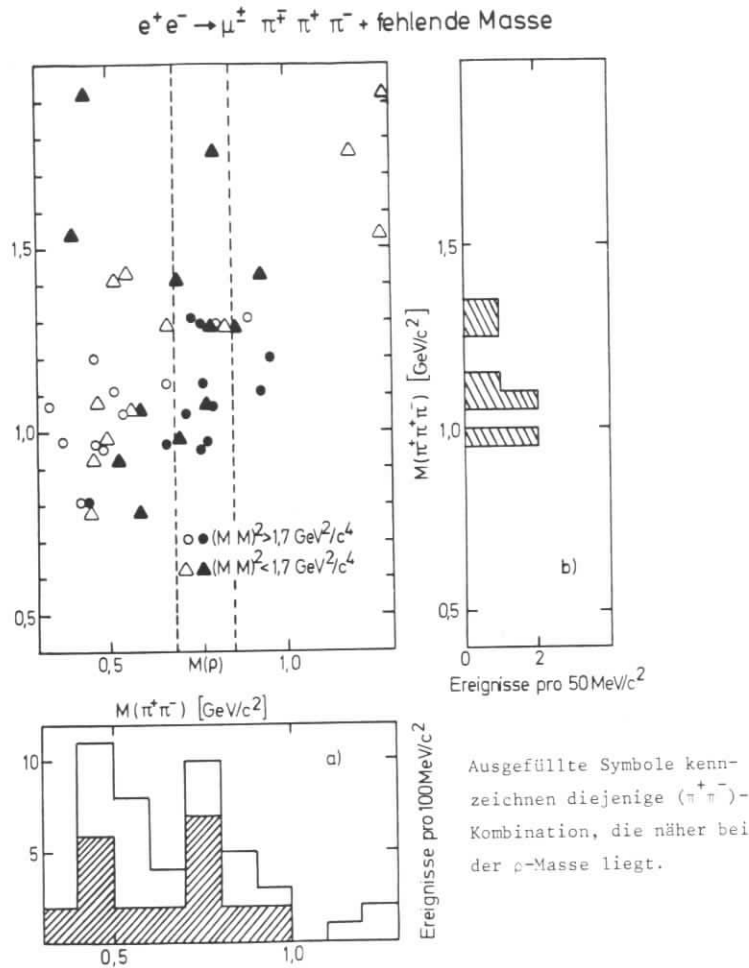


Abb.50: Verteilung der effektiven Massen für μ -inklusive Vierprongereignisse ohne Photonen.

- (a) Verteilung der $(\pi^+ \pi^-)$ -Massen (2 Eintragungen pro Ereignis).
 Schraffiert: Ereignisse mit einer quadrierten fehlenden Masse von weniger als $1,7 \text{ GeV}^2/c^4$.
- (b) Dreikörpermasse für Ereignisse mit großer fehlender Masse und einer $(\pi^+ \pi^-)$ -Kombination innerhalb des ρ -Bandes.

Zerfälle des τ in genau drei geladene Teilchen abschätzen. Es gilt:

$$V(\tau \rightarrow 3 \text{ geladene}) = \frac{\text{Zahl d. Kandidaten} \cdot n(\mu e)}{\text{Zahl d. } \mu e \cdot n(\mu + 3 \text{ geladene})} \cdot V(e) < 2\% \quad (90\% \text{ c.l.}).$$

Wenn das τ existiert und eine hinreichend große Masse hat, so sollte der Zerfall

$$\tau^\pm \rightarrow \nu_\tau + h^\pm + h^+ + h^-$$

existieren. Der sichtbare Endzustand (5.28) wird dann durch eine große fehlende Masse charakterisiert sein, da 3 Neutrinos beteiligt sind.

Durch die Bedingung $MM^2 > 1,7 \text{ GeV}^2/c^4$ scheidet die in Abbildung 50 besonders gekennzeichneten Ereignisse aus. Übrig bleiben 11 Ereignisse mit großer fehlender Masse und -Energie. Die zugehörigen Zweiteilchenmassen zeigen ein deutliches Maximum bei der ρ -Masse. Eine zweite Häufung um $400 \text{ MeV}/c^2$ stellt offensichtlich die kinematische Reflexion dar, da für jedes Ereignis beide möglichen Massenkombinationen berücksichtigt sind.

Macht man in der $(\pi^+ \pi^-)$ -Masse einen Schnitt bei $(770 \pm 80) \text{ MeV}/c^2$, so bleiben 7 ρ^0 -Kandidaten übrig. Die $(\pi^+ \pi^-)$ -Massenverteilung für diese 7 Ereignisse ist in Abbildung 50b dargestellt. Die Dreikörpermassen liegen innerhalb der Grenzen

$$950 \text{ MeV}/c^2 < M(\pi^+ \pi^+ \pi^-) < 1350 \text{ MeV}/c^2.$$

Im Standardmodell wird für ein sequentielles schweres Lepton der Zerfallskanal $\tau^\pm \rightarrow A_1^\pm + \nu_\tau$ vorhergesagt (vgl. Tabelle 26). Die Existenz des A_1 -Mesons konnte bisher noch nicht eindeutig nachgewiesen werden, jedoch gibt es experimentelle Hinweise auf eine $\rho\pi$ -Resonanz bei einer Masse von ungefähr $1100 \text{ MeV}/c^2$ (HAB 77).

Gleichberechtigte Zerfallskanäle des A_1 sind

$$A_1^\pm \rightarrow \rho^0 + \pi^\pm, \rho^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-, \text{ und}$$

$$A_1^\pm \rightarrow \rho^\pm + \pi^0, \rho^\pm \rightarrow \pi^\pm + \pi^0.$$

Im PLUTO-Detektor kann nur der Endzustand mit 3 geladenen Pionen identifiziert werden.

Nach Tabelle 26 folgt aus dem Standardmodell ein Verzweungsverhältnis von

$$V(\tau \rightarrow \nu_\tau + A_1^\pm) \rightarrow \pi^\pm + (\pi^+ \pi^-) = 3,9\%.$$

Aus den 7 Ereignissen von Abbildung 50c erhält man ein Verzweungsverhältnis von

$$V(\rho^0 \pi^\pm) = \{V(\tau^\pm \rightarrow \nu_\tau + \pi^\pm + \pi^+ + \pi^-), M(\pi^+ \pi^-) = M(\rho^0)\}$$

$$= \frac{\text{Zahl d. Kandidaten} \cdot n(\mu e)}{\text{Zahl d. } \mu e \cdot n(\mu + 3 \text{ geladene})} \cdot V(e) = (2,2 \pm 1,3)\%.$$

5.6 Neutrale schwere Leptonen

In verschiedenen Theorien wird die Existenz eines neutralen schweren Leptons vorhergesagt (z.B. BLS 73, FGM 76).

Ein möglicher Erzeugungsmechanismus für ein neutrales Lepton M^0 mit der leptonischen Quantenzahl des Myons ist der Prozeß



Mißt man die Impulse des Myons und des Pions aus dem M^0 -Zerfall, so ist die Kinematik der Reaktion (5.29) vollständig bekannt. Es gilt:

$$M(M^0)c^2 = \{s - 2 \cdot |\vec{p}(M^0)c| \cdot \sqrt{s}\}^{1/2} \quad (5.30)$$

mit: $M(M^0)$ = Masse des M^0 = eff. Masse des $\mu\pi$ -Systems

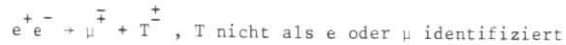
$\vec{p}(M^0)$ = Impuls des M^0 = $\vec{p}(\mu) + \vec{p}(\pi)$

\sqrt{s} = Schwerpunktsenergie

c = Vakuumlichtgeschwindigkeit.

Wenn Ereignisse vom Typ (5.29) existieren, so müssen sie in der μ -inklusive Zweiprongklasse ohne Photonen enthalten sein.

Abbildung 51 zeigt die Kurve, auf der Masse und Impuls des M^0 liegen müssen, damit Gleichung (5.30) erfüllt wird. Im selben Bild ist für alle bei $\sqrt{s} = 5\text{GeV}$ beobachteten Ereignisse vom Typ



die effektive Masse und der Impuls des μT -Systems dargestellt.

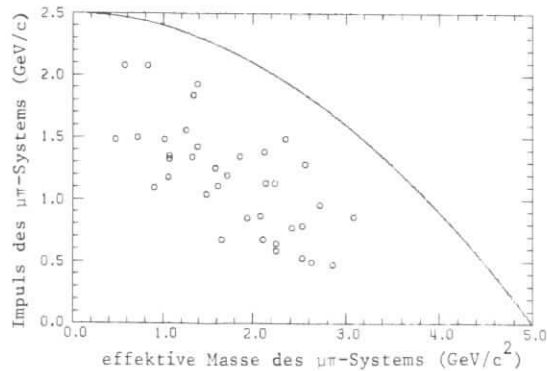


Abb.51: Suche nach neutralen schweren Leptonen. Ereignisse aus dem Prozeß (5.29) müssen auf der Kurve liegen.

Kein Ereignis ist innerhalb der Massenauflösung mit Gleichung (5.30) verträglich. Daraus folgt als obere Grenze für die Erzeugung eines neutralen schweren Leptons in der Reaktion (5.29):

$$\frac{\Gamma(e^+e^- \rightarrow \nu_\mu + M^0)_{\mu^\pm + \pi^\mp}}{\Gamma(e^+e^- \rightarrow \mu^\pm + T^\pm)} < 0,045 \quad (90\% \text{ c.l.}).$$

5.7 Strahlungszerfälle des schweren Leptons

Wenn Strahlungszerfälle des τ existieren, erwartet man den folgenden Prozeß:



Das zweite τ kann in ein geladenes Teilchen ("prong") und weitere, nicht nachgewiesene Teilchen zerfallen. Die Existenz solcher τ -Zerfälle wurde in 4.5.1 gezeigt. Ereignisse vom Typ (5.31) wären dann in der Zweiprongklasse mit Photonen enthalten.

Für die Kinematik von Reaktion (5.31) gilt:

$$M(\tau)^2 c^4 = E(\tau)^2 - \vec{p}(\tau)^2 c^2 = \frac{s}{4} - (\vec{p}(\mu) + \vec{p}(\gamma))^2 c^2 \quad (5.32).$$

Außerdem gilt:

$$E(\mu) + E(\gamma) = E(\tau), \text{ und} \\ |\vec{p}(\gamma)| \cdot c = E(\gamma).$$

Die Schwerpunktsenergie \sqrt{s} ist bekannt. Wenn das Myon vollständig gemessen und der Konversionsort des Photons bekannt ist, so lassen sich die übrigen Größen berechnen.

Gleichung (5.32) liefert dann die τ -Masse unter Voraussetzung der Hypothese (5.31). Abbildung 52 zeigt die τ -Massenverteilung von 52 Zweiprongereignissen mit Photonen, deren Konversionsort bekannt ist. Die Massenverteilung ist flach und gibt keinen Anhaltspunkt für die Existenz von Strahlungszerfällen des schweren Leptons.

Eine obere Grenze für die Wahrscheinlichkeit von Strahlungszerfällen des τ läßt sich aus der Zahl der nachgewiesenen $\mu e \gamma$ -Ereignisse abschätzen. Es ist

$$V(\tau^+ \rightarrow e^+ \gamma) \cdot V(\tau^+ \rightarrow \mu^+ \gamma) = \frac{\text{Zahl der } \mu e \gamma \text{'s} \cdot n(\mu e)}{\text{Zahl der } \mu e \text{'s} \cdot n(\mu e \gamma)} \cdot V(e) < 6\% \quad (95\% \text{ c.l.}).$$

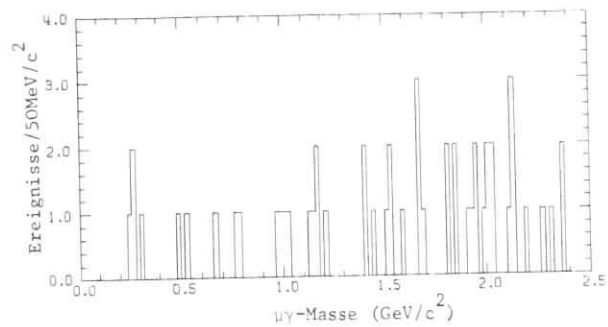


Abb.52: Massenverteilung für die Hypothese $\tau^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} \gamma$.

6. Zusammenfassung

Mit dem magnetischen Detektor PLUTO wurde in Endzuständen aus der e^+e^- -Ver-
nichtung ein Überschuß von Myonen nachgewiesen. Das Myonsignal läßt sich
weder durch konventionelle Quellen noch durch Untergrundprozesse erklären.

Insbesondere wurden 22 Ereignisse mit einem Elektron, einem Myon und keinen
weiteren nachgewiesenen Teilchen beobachtet. Der Untergrund in dieser Klasse
ist gering.

Die anomalen Leptonereignisse sind durch große fehlende Masse und - Energie
gekennzeichnet. Daraus wird geschlossen, daß pro Ereignis mehrere Teilchen
nicht nachgewiesen werden konnten. Eine gemeinsame Beschreibung aller Ereig-
nisse mit anomalen Leptonen ist nur mit der Annahme möglich, daß es sich bei
den nicht nachgewiesenen Teilchen um Neutrinos handelt.

Endzustände mit Leptonen können bei Zerfällen von Teilchen mit der Quanten-
zahl Charm auftreten. Bei solchen Zerfällen werden mit großer Wahrscheinlich-
keit K-Mesonen erzeugt. Die Messungen schließen jedoch aus, daß bei einem
großen Teil der Ereignisse mit anomalen Leptonen K-Mesonen beteiligt sind.
Eine Erklärung des Myonsignals durch Zerfälle von D-Mesonen ist also nur mög-
lich, wenn es neben dem GIM-Mechanismus einen bisher noch unbekanntem Zerfalls-
mechanismus für Teilchen mit Charm gibt.

Dagegen sind die Messungen gut verträglich mit der Hypothese eines schweren
Leptons, das paarweise erzeugt wird.

Aus den gemessenen Daten ergeben sich für das neue Teilchen die folgenden
Eigenschaften:

$M(\tau) = (1,93 \pm 0,05) \text{ GeV}/c^2$, unter der Annahme, daß das τ an einen geladenen

Schwachen Strom mit (V-A)-Struktur koppelt, und

$M(\tau) = (1,82 \pm 0,08) \text{ GeV}/c^2$ bei Annahme einer (V+A)-Struktur.

Masse des assoziierten Neutrinos $\nu_{\tau} < 520 \text{ MeV}/c^2$.

Für die Verzweungsverhältnisse des τ erhält man:

$V(\tau \rightarrow \nu_{\tau} + u + \bar{\nu}_{\mu}) = (15 \pm 3)\%$ für (V-A)-Kopplung und $(19 \pm 3,5)\%$ für (V+A)-Kopplung,

$V(\tau \rightarrow \nu_{\tau} + e + \bar{\nu}_{e}) = (16,5 \pm 5,6)\%$ für (V-A)-Kop. und $(13,7 \pm 5)\%$ für (V+A)-Kopplung,

$V(\tau \rightarrow T + \text{Neutrale}) = (70,5 \pm 10)\%$ für beide Kopplungen (T = geladenes Teilchen).

Die Verzweungsverhältnisse stimmen mit den Vorhersagen des Modells gut
überein.

Zerfällt das neue Teilchen nach einer konventionellen schwachen Wechselwirkung,
so scheint nach den gemessenen Impulsspektren ein (V-A)-Zerfall gegenüber einem
(V+A)-Zerfall bevorzugt zu sein. Allerdings ist wegen des hohen Abschneideim-
pulses für Myonidentifikation von $p_{\mu} > 1 \text{ GeV}/c$ eine eindeutige Identifikation
der Zerfallsstruktur nicht möglich.

In der μ -inklusive Zweiprongklasse wurden 91 Ereignisse mit Photonen und 131
Ereignisse ohne Photonen gefunden. Die Myonspektren stimmen in den beiden Klas-
sen überein. Daraus folgt, daß hadronische Zerfälle des τ existieren. Die
durchschnittliche Zahl der Photonen in den Zweiprongereignissen mit Myonen
beträgt 0,63 Photonen pro Ereignis oberhalb von 4,0 GeV Schwerpunktsenergie.

In der μ -inklusive Multiprongklasse bleiben nach Abzug des Untergrundes 100
Ereignisse mit anomalen Myonen übrig.

Anhang A: Korrektur der Strike-Spuren auf konstante Absorberdicke

Die Hadronkandidaten enthalten, insbesondere bei niedrigen Energien, eine Beimischung von Myonen, die wegen ihres zu geringen Impulses im Eisenjoch gestoppt werden.

Mit den Bezeichnungen

- n_{μ} = Zahl der nachgewiesenen Myonen
- n_h = Zahl der Strike-Spuren · Scanfaktor = Zahl der Hadronen + gestoppten Myonen
- f = Korrekturfaktor für 68cm Eisendicke
- $n_{\mu} \cdot f$ = korrigierte Zahl der Myonen

ist $\frac{n_{\mu} \cdot f}{n_{\mu} + n_h}$ der Anteil der Myonen an allen Spuren, und

$(1 - \frac{n_{\mu} \cdot f}{n_{\mu} + n_h})$ ist der Anteil der Hadronen an allen Spuren.

Die Zahl der echten Hadronen, korrigiert auf konstante Absorberdicke von 68cm,

ist $n_h' = (n_h + n_{\mu}) \cdot (1 - \frac{n_{\mu} \cdot f}{n_{\mu} + n_h}) = n_h + n_{\mu}(1 - f)$.

Der Maximalwert der Korrektur liegt bei $p = (1,05 \pm 0,05) \text{ GeV}/c$ (vgl. Tabelle 5).

An dieser Stelle ist $f = 1,5$. Die Korrektur beträgt damit

$$n_h - n_h' = 0,5 \cdot n_{\mu}$$

Der hadronische Untergrund im Myonsignal wurde zu $(2,8 \pm 0,7)\%$ der Gesamtzahl aller Hadronen bestimmt.

Vernachlässigt man die Korrektur der Hadronen auf konstante Absorberdicke, so beträgt der dadurch im Myonspektrum verursachte Fehler maximal $(1,4 \pm 0,4)\%$ der Zahl der nachgewiesenen Myonen.

Anhang B: Strahlungskorrektur

Da der totale hadronische Wirkungsquerschnitt im Bereich zwischen 3,7 und 4,8 GeV Schwerpunktsenergie starke Strukturen aufweist, müssen Strahlungskorrekturen berücksichtigt werden.

Die Berechnung des strahlungskorrigierten Wirkungsquerschnittes erfolgte nach einem von J.D.Jackson beschriebenen Verfahren (JAC 74).

Abbildung 53 zeigt die Meßpunkte für den Erzeugungsquerschnitt für anomale Myonen in der Zweiprongklasse in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie. Der zusätzlich eingezeichnete Polygonzug stellt den Wirkungsquerschnitt nach Rechnung der Strahlungskorrekturen dar. Die Änderungen sind so gering, daß die Strahlungskorrekturen in der Myonanalyse vernachlässigt werden können.

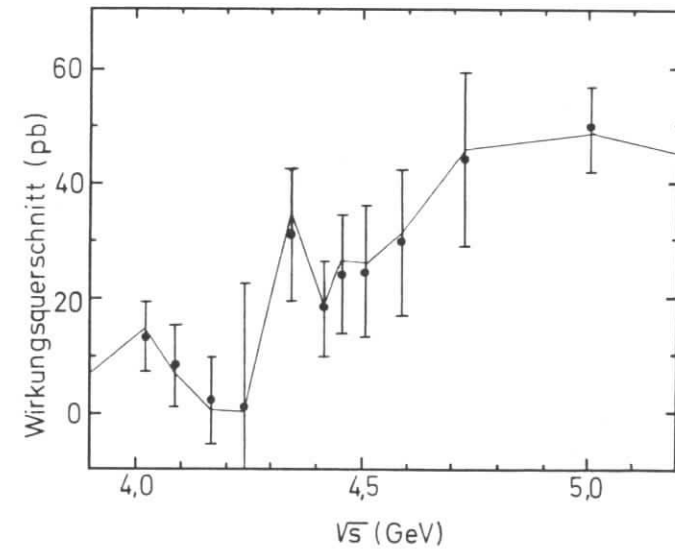


Abb.53: Wirkungsquerschnitt für anomale Myonerzeugung in der Zweiprongklasse (Meßpunkte) und Strahlungskorrektur (Polygonzug).

Anhang C: Wirkungsquerschnitte für paarweise Erzeugung

Die Masse des erzeugten Teilchens sei M, die Schwerpunktsenergie im Speicherring \sqrt{s} . Der Wirkungsquerschnitt für μ -Paar-Erzeugung ist

$$\sigma_{\mu\mu} = \frac{4\pi\alpha^2}{3s}$$

(a) Hat das paarweise erzeugte Teilchen Spin Null, so ist nach (GOU 70)

$$\sigma_{\text{tot}} = \frac{\pi\alpha^2}{3s} \left(1 - \frac{4M^2}{s}\right)^{\frac{3}{2}} |F(s)|^2$$

$F(s=0)$ ist die Ladung des Teilchens. Außerdem gilt:

$$\left(1 - \frac{4M^2}{s}\right)^{\frac{1}{2}} = \left(1 - \frac{M^2}{E^2}\right)^{\frac{1}{2}} = \beta$$

Mit einer Ladung von 1 erhält man

$$\sigma_{\text{tot}} = \frac{\pi\alpha^2}{3s} \cdot \beta^3 = \frac{1}{4}\beta^3 \cdot \sigma_{\mu\mu}$$

(b) Für Teilchen mit Spin $\frac{1}{2}$ gilt:

$$\sigma_{\text{tot}} = \frac{8\pi\alpha^2 M^2}{3s^2} \left(1 - \frac{4M^2}{s}\right)^{\frac{1}{2}} \left\{ |F_1(s) + \frac{s}{4M^2} F_2(s)|^2 + \frac{s}{4M^2} |F_1(s) + F_2(s)|^2 \right\} \quad (\text{Gou 70}),$$

mit $F_1(s=0) =$ Ladung des Teilchens (= 1), und

$F_2(s=0) =$ anomales magnetisches Moment = 0, wenn das erzeugte Teilchen näherungsweise strukturlos ist.

Es folgt:
$$\sigma_{\text{tot}} = \frac{8\pi\alpha^2 M^2 \beta}{3s^2} \left(1 + \frac{s}{2M^2}\right) = \frac{4\pi\alpha^2}{3s} \cdot \frac{\beta}{2} \left(\frac{4M^2}{s} + 2\right) = \sigma_{\mu\mu} \frac{\beta}{2} (3 - \beta^2).$$

(c) Ist der Spin des erzeugten Teilchens 1, so gilt nach (GOU 70):

$$\sigma_{\text{tot}} = \frac{\pi\alpha^2}{s} \left(1 - \frac{4M^2}{s}\right)^{\frac{3}{2}} \left\{ |F_0(s)|^2 + \frac{s}{4M^2} |F_1(s)|^2 + \frac{s^2}{18M^4} |F_2(s)|^2 \right\},$$

mit $F_0(s=0) =$ Ladung des Teilchens = 1,

$F_1(s=0) =$ magnetisches Dipolmoment, und

$F_2(s=0) =$ elektrisches Quadrupolmoment.

Wenn F_1 und F_2 verschwinden, so vereinfacht sich die Gleichung für den Erzeugungsquerschnitt zu

$$\sigma_{\text{tot}} = \frac{\pi\alpha^2}{s} \beta^3 = \frac{3}{4} \beta^3 \cdot \sigma_{\mu\mu}$$

Anhang D: Impulsspektrum der Myonen aus Zerfällen des Schweren Leptons

Das Spektrum der Elektronen und Myonen aus den Zerfällen eines schweren Leptons wird in (FUJ 76) für V,A-Kopplung des τ an den Schwachen geladenen Strom berechnet.

Die Funktion F aus Kapitel 5.4.1 ist gegeben durch

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

$$\varepsilon = M(\tau) / M(\nu_\tau),$$

$$N = f(\varepsilon) + \sin 2\alpha g(\varepsilon),$$

$$f(\varepsilon) = (1-\varepsilon^4)(1-8\varepsilon^2+\varepsilon^4) - 24\varepsilon^4 \ln \varepsilon,$$

$$g(\varepsilon) = -2\varepsilon \{ (1-\varepsilon^2)(1+10\varepsilon^2+\varepsilon^4) + 12\varepsilon^2(1+\varepsilon^2) \ln \varepsilon \}$$

Liste der Abbildungen:

- Abb. 1: Teilchenbeschleuniger bei DESY
Abb. 2: Übersicht über PLUTO, Aufbau des Eisenjoches
Abb. 3: Koordinatensysteme
Abb. 4: Zylinder-Proportionalkammer
Abb. 5: Aufbau einer Myonkammer
Abb. 6: Querschnitt durch den magnetischen Detektor PLUTO
Abb. 7a: Anordnung der Myonkammern um das Eisenjoch
Abb. 7b: Dicke des Hadronabsorbers
Abb. 8: Überdeckung des PLUTO-Eisenjoches mit Myonkammern
Abb. 9: Reichweite von Myonen in Materie
Abb. 10: Abweichungsverteilung der nachgewiesenen Myonen
Abb. 11: Elektronerkennung durch Nachweis elektromagnetischer Schauer
Abb. 12: Nachweiswahrscheinlichkeit für Elektronen
Abb. 13: Definition des Akoplanaritätswinkels
Abb. 14: Extrapolation einer Spur durch das Eisenjoch
Abb. 15: Höhenstrahlungsereignis
Abb. 16: QED-Prozesse
Abb. 17: Quadrierte fehlende Masse bei 3,6 GeV Schwerpunktsenergie
Abb. 18: Quadrierte fehlende Masse bei 4 GeV Schwerpunktsenergie
Abb. 19: Quadrierte fehlende Masse bei 4,5 GeV Schwerpunktsenergie
Abb. 20: Quadrierte fehlende Masse bei 5 GeV Schwerpunktsenergie
Abb. 21: Identifikation von QED-Ereignissen durch kinematische Anpassung
Abb. 22: Inklusives Hadronenspektrum
Abb. 23: Wirkungsquerschnitt für Myonerzeugung in der Zweiprongklasse
Abb. 24: Zweiprongereignis mit Myon
Abb. 25: Vergleich des Wirkungsquerschnitts für Myonerzeugung mit anderen Experimenten
Abb. 26: Impulsspektrum der Myonen und Hadronen in der Zweiprongklasse, bei 4 GeV Schwerpunktsenergie
Abb. 27: wie Abb. 26, bei 4,5 GeV Schwerpunktsenergie
Abb. 28: wie Abb. 26, bei 5 GeV Schwerpunktsenergie
Abb. 29: Impulsspektrum der zweiten Teilchen aus den μ -inklusive Zweiprongs
Abb. 30: Impulsspektrum der Myonen aus den μ -inklusive Zweiprongs
Abb. 31: Impulsspektrum der Myonen und Hadronen aus Multiprongereignissen, bei 4 GeV Schwerpunktsenergie
Abb. 32: wie Abb. 31, bei 4,5 GeV Schwerpunktsenergie
Abb. 33: wie Abb. 31, bei 5 GeV Schwerpunktsenergie
Abb. 34: μe -Ereignis
Abb. 35: Wichtige kinematische Größen der μe -Ereignisse
Abb. 36: Impulsspektrum der Elektronen aus den μe -Ereignissen
Abb. 37: Multiprongereignis mit einem Myon und einem Elektron
Abb. 38: Ereignis mit zwei anomalen Myonen
Abb. 39: Ereignis mit einem Myon und einem Hadronkandidaten
Abb. 40: Verhalten des Akoplanaritätswinkels bei wachsender Schwerpunktsenergie
Abb. 41: Abhängigkeit des Impulsspektrums der Myonen von verschiedenen Parametern
Abb. 42: χ^2 des Fits in Abhängigkeit von der Masse des schweren Leptons
Abb. 43: Impulsspektrum der anomalen Myonen aus Zweiprongereignissen
Abb. 44: Impulsspektrum der anomalen Myonen aus Multiprongereignissen
Abb. 45: Bestimmung der Masse des τ -Neutrinos
Abb. 46: χ^2 des Fits in Abhängigkeit von der Kopplung des schweren Leptons
Abb. 47: Impulsspektrum der Myonen für verschiedene Kopplungen des τ
Abb. 48: Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts für anomale Myonerzeugung in verschiedenen Ereignisklassen
Abb. 49: Anteil der Zerfälle eines schweren Leptons, der ein Myon mit einem Impuls über 1 GeV/c liefert
Abb. 50: Verteilung der effektiven Massen für Vierprongereignisse mit einem anomalen Myon
Abb. 51: Suche nach neutralen schweren Leptonen
Abb. 52: Suche nach Strahlungserfällen des schweren Leptons
Abb. 53: Strahlungskorrektur des Wirkungsquerschnitts für anomale Myonerzeugung

Literaturverzeichnis

PLUTO-Kollaboration:

J. Burmester, L. Criegee, H.C. Dehne, K. Derikum, P. Devenish, G. Flügge, J.D. Fox,
G. Franke, Ch. Gerke, P. Harms, G. Horlitz, Th. Kahl, G. Knies, M. Rößler, R. Schmitz,
U. Timm, H. Wahl, P. Waloschek, G.G. Winter, S. Wolff, W. Zimmermann
Deutsches Elektronen-Synchrotron DESY, Hamburg

V. Blobel, B. Koppitz, E. Lohrmann, W. Lührsen
II. Institut für Experimentalphysik der Universität Hamburg

A. Bächer, J. Bürger, C. Grupen, G. Zech
Gesamthochschule Siegen

H. Meyer, K. Wacker
Gesamthochschule Wuppertal

- (AKH 65) A.I. Akhiezer : Quantum Electrodynamics, J. Wiley & Sons, New York 1965
(ALL 70) V. Alles-Borelli et al., Lett. Nuovo Cim. 4(1970), 1156
(AND 37) C.D. Anderson und S.H. Neddermeyer, Phys. Rev. 51(1937), 884
(BÄC 77) A. Bäcker, Dissertation, Gesamthochschule Siegen 1977
(BAR 65) M. Bardon et al., Phys. Rev. Lett. 14(1965), 449
(BAR 77) A. Barbaro-Galtieri et al., Phys. Rev. Lett. 39(1977), 1058
(BEN 75) I. Bender: Die Weinberg-Theorie der schwachen und elektromagnetischen Wechselwirkung, Vorlesung auf der Herbstschule in Maria Laach, 1975
(BET 53) H.A. Bethe und J. Ashkin, Exp. Nucl. Phys. Bd.1(1953), Wiley New York
(BLO 77) V. Blobel: Bank Organisation System, Interner DESY-Bericht F14-77/01
(BLS 73) J.D. Bjorken und C.H. Llewellyn Smith, Phys. Rev. D7(1973), 887
(BRA 75) S. Brandt: Statistische Methoden der Datenanalyse, BI-Verlag 1975
(BÜR 77) J. Bürger, interne Mitteilung
(CAV 76) M. Cavalli-Sforza et al., Phys. Rev. Lett. 36(1976), 558
(DAN 62) G. Danby et al., Phys. Rev. Lett. 9(1962), 36
(DAS 77/1) DASP-Kollaboration, R. Brandelik et al., Phys. Lett. 67B(1977), 358
(DAS 77/2) R. Kotthaus, Vortrag auf der Frühjahrstagung der DPG, Aachen 1977
(DAS 77/3) DASP-Kollaboration, R. Brandelik et al., Phys. Lett. 70B(1977), 387
(DER 75) K. Derikum, Diplomarbeit Hamburg 1975, Interner DESY-Bericht F33-75/2
(FEGM 58) R.P. Feynman und M. Gell-Mann, Phys. Rev. 109(1958), 193
(FEL 76) G. Feldman et al., Phys. Rev. Lett. 38(1976), 117
(FGM 76) H. Fritsch, M. Gell-Mann und P. Minkowski, Phys. Lett. 59B(1976), 256
(FLÜ 77) G. Flügge, DESY-Report 77/35 (1977)
(FRA 75) G. Franke, interne Mitteilung
(FRS 76) G. Franke und R. Schmitz, DESY-Report 76/64 (1976)
(FUJ 76) K. Fujikawa und N. Kawamoto, Phys. Rev. D14(1976), 59
(GER 77) Ch. Gerke, Diplomarbeit Hamburg 1977, interner DESY-Bericht F33-77/01
(GIM 70) S.L. Glashow, J. Iliopoulos und L. Maiani, Phys. Rev. D2(1970), 1285
(GOU 70) M. Gourdin, in: Hadronic Interactions of Electrons and Photons (Hrsg. J. Cumming), Academic Press London 1971
(GUT 77) F. Gutbrod und Z. Rek, DESY-Report 77/45 (1977)
(HAB 77) H.E. Haber und G.L. Kane, Univ. of Michigan Preprint HE 77-9, 1977
(HAN 76) G. Hanson, Vortrag auf der 18. Int. Conf. on High Energy Physics, Tbilissi 1976 und SLAC-PUB-1814(1976)
(IWA 72) E. Iarocci und P. Waloschek, DESY-Report 72/13 (1973)
(JAC 74) J.D. Jackson, LBL Physics Notes JDJ 74-3
(JOS 69) P.M. Joseph, Nucl. Inst. Meth. 75(1969), 13
(KAW 76) N. Kawamoto, Tokyo Inst. of Tech. Preprint TIT/HEP-27, 1976
(KIR 77) DELCO-Kollaboration, J. Kirkby: Vortrag auf d. Int. Lepton-Photon Konf. Hamburg, 1977
(LIP 64) E. Lipmanow, Soviet Physics JETP 19(1964), 1291
(MIC 50) L. Michel, Proc. Phys. Soc. London A63(1950), 514 und 1371
(NEU 77) B. Neumann, private Mitteilung
(PAR 76) Particle Data Group: Particle Properties, 1976
(PER 72) D.H. Perkins: Introduction to High Energy Physics, Addison-Wesley 1972
(PERL 74) M.L. Perl und P. Rapidis, SLAC-PUB-1496 (1974)
(PERL 75) M.L. Perl et al., Phys. Rev. Lett. 35(1975), 1489
(PERL 76) M.L. Perl et al., Phys. Lett. 63B(1976), 466
(PLU 73) L. Criegee et al., DESY-Proposal 121, 1973
(PLU 74) PLUTO-Handbuch, DESY 1974
(PLU 77/1) PLUTO-Kollaboration, J. Burmester et al., Phys. Lett. 68B(1977), 283
(PLU 77/2) PLUTO-Kollaboration, J. Burmester et al., Phys. Lett. 68B(1977), 297
(PLU 77/3) PLUTO-Kollaboration, J. Burmester et al., Phys. Lett. 68B(1977), 301
(PLU 77/4) PLUTO-Kollaboration, J. Burmester et al., Phys. Lett. 67B(1977), 367
(ROT 69) K.W. Rothe und A.M. Wolsky, Nucl. Phys. B10(1969), 241
(SAK 71) J.J. Sakurai, Lett. Nuovo Cim. 1(1971), 624
(SAN 74) H.G. Sander, Diplomarbeit RWTH Aachen, HEP 74/07, 1974
(SEG 65) E. Segre: Nuclei and Particles, W.A. Benjamin New York 1965
(THA 71) H.B. Thacker und J.J. Sakurai, Phys. Lett. 36B(1971), 103
(TIM 77) U. Timm, interne Mitteilung
(TSA 71) Y.S. Tsai, Phys. Rev. D4(1971), 2821
(TSA 74) Y.S. Tsai, Rev. of mod. Phys. 46(1974), 815
(WIE 75) H. Wiedemann: Einführung in die Physik der e^+e^- -Speicherringe, Vorlesung auf der Herbstschule in Maria Laach 1975

Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen des Experiments der PLUTO-Kollaboration. Allen am Experiment Beteiligten gilt mein Dank für die gute Zusammenarbeit bei Datennahme und Auswertung.

Herrn Prof. H. Schopper und Herrn Prof. G. Weber danke ich, daß ich diese Arbeit mit einem Stipendium am Deutschen Elektronen-Synchrotron durchführen konnte.

Herrn Prof. E. Lohrmann danke ich für die Themenstellung und viele nützliche Hinweise.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. H. Meyer für die Betreuung der Arbeit, Unterstützung bei der Auswertung und zahlreiche Diskussionen und Hinweise.

Für die Hilfe bei der Auswertung und beim Niederschreiben dieser Arbeit danke ich besonders den Herren J. Bürger, G. Flüge, J. Gayler, Th. Kahl, W. Lührsen und K. Wacker.

Frau H. Siegner danke ich für das sorgfältige Anfertigen eines großen Teils der Abbildungen.

Ich versichere, daß ich diese Arbeit selbständig unter Angabe aller verwendeten Hilfsmittel angefertigt habe.

Hamburg, den 12. Dezember 1977

Lebenslauf

- | | |
|----------------|---|
| 23. 8. 1951 | geboren in Stuttgart als drittes Kind des Juristen Peter Rößler und seiner Frau Ruth geb. Drescher |
| 16. 4. 1958 | Eintritt in die Wagenburg-Grundschule in Stuttgart |
| 2. 5. 1952 | Eintritt in das humanistische Eberhard-Ludwigs-Gymnasium in Stuttgart |
| 12. 6. 1970 | Abitur |
| ab WS 1970 | Studium der Physik an der Universität Heidelberg |
| 10. 7. 1972 | Vordiplomprüfung |
| ab WS 1973 | Diplomarbeit am Max-Planck-Institut für Kernphysik in Heidelberg. Thema der Diplomarbeit: Ein zweidimensional ortsempfindliches Detektorsystem für schwach ionisierende Teilchen. |
| 7. 7. 1975 | Diplom-Hauptprüfung an der Universität Heidelberg |
| Am 29. 8. 1975 | heiratete ich die Diplom-Physikerin Ingrid Schlegel. |
| Seit 1.12.1975 | erhalte ich ein Stipendium zum Zwecke der Promotion am Deutschen Elektronen-Synchrotron in Hamburg. |