

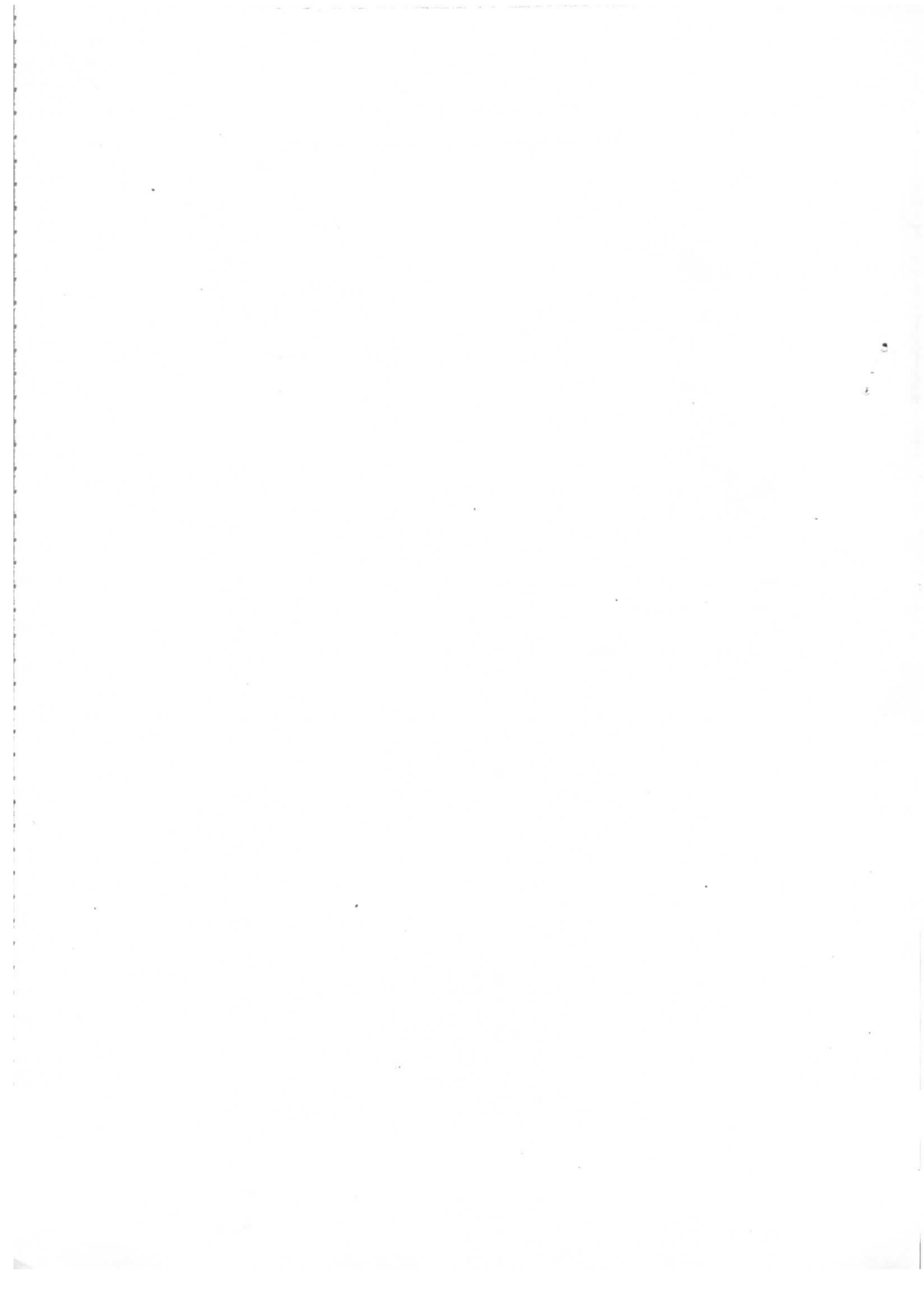
Interner Bericht  
DESY F14-78/03  
Mai 1978

DESY-FI  
16. J

EIN NEUES SCHWERES LEPTON

von

Günter Flüge



Ein neues schweres Lepton

Günter Flüge

Deutsches Elektronen-Synchrotron

DESY, Hamburg

Hamburg, Februar 1978

INHALT

	Seite
I. Einleitung	1
II. Signaturen für ein schweres Lepton	3
1. Erzeugung schwerer Leptonen	3
2. Zerfall eines schweren Leptons und mögliche Signaturen	7
3. Konkurrierende Prozesse	11
III. Verfügbare Daten	17
1. Beschreibung der Experimente	17
2. Totaler Wirkungsquerschnitt	25
3. Inklusive Lepton-Daten	27
a) Myonen	27
b) Elektronen	34
IV. Hinweise auf ein schweres Lepton	38
1. Standardmodell	38
2. Elastische Produktion eines Teilchenpaares	39
a) Schwellenverhalten	39
b) Kollinearität	39
c) Impulsspektren	41
3. Dilepton-Ereignisse	45
V. Andere Erklärungen	52
1. Charm	52
2. Higgs-Bosonen	54
3. Quarks	55
VI. Eigenschaften des schweren Leptons	56
1. Masse	56
2. Neutrinomasse	58
3. V,A-Struktur der $(\tau - \nu_\tau)$ -Kopplung	60
4. Leptonische Eigenschaften	63
5. Lebensdauer	65

VII.	Verzweigungsverhältnisse	Seite
	1. Leptonische Zerfälle	66
	2. Kontinuumsanteil	68
	3. Spezielle semileptonische Zerfälle	71
	a) Vektorstrom	71
	b) Axialvektorstrom	73
	c) Cabibbo-Winkel im $\tau$ -Zerfall	77
	4. Seltene Zerfälle	78
VIII.	Welche Art von schwerem Lepton	80
	1. Minimale Theorien	80
	2. Ortho- und Paraleptonen	81
	3. Sequentielles Lepton	83
IX.	Zusammenfassung	84

## I. Einleitung

Die Frage nach schweren Leptonen ist so alt wie das Problem der Teilchen-Zwillinge Elektron und Myon. Bekanntlich unterscheiden sich diese geladenen Leptonen durch nichts außer ihrer Masse und ihrer leptonischen Quantenzahl. Letzteres zeigt sich darin, daß die neutralen Partner, die Neutrinos, für Elektron und Myon verschieden sind. Warum das Myon existiert und ob es weitere schwere Leptonen gibt, ist bis heute ein brennendes Problem in der Hochenergiephysik geblieben.

Erst in jüngster Zeit, mit dem Aufkommen der Eichtheorien, zeichnen sich Ansätze zu einem tieferen Verständnis der Leptonen ab. Das "Standard-Modell" einer vereinigten schwachen und elektromagnetischen Wechselwirkung<sup>1)</sup> basiert auf der Eichgruppe  $SU(2) \times U(1)$ . In diesem Modell werden die linkshändigen Leptonen und Quarks (Iso-)Dubletts, die rechtshändigen Singletts<sup>2)</sup> zugeordnet:

$$\begin{array}{cc}
 \text{Leptonen} & \text{Quarks}^{3)} \\
 \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L & e_R \mu_R \\
 & \begin{pmatrix} u \\ d_c \end{pmatrix}_L \begin{pmatrix} c \\ s_c \end{pmatrix}_L & u_R d_R c_R s_R
 \end{array}$$

Die bemerkenswerte Symmetrie zwischen Leptonen und Quarks, im "GIM-Mechanismus" vorhergesagt<sup>2)</sup>, fand mit der Entdeckung des vierten Quarks "charm" ihre glänzende Bestätigung<sup>3)</sup>.

Obgleich es gute Gründe gibt, weshalb diese Symmetrie zwischen Leptonen und Quarks vorhanden sein sollte - Gründe, die mit der Renormalisierbarkeit der Theorie verknüpft sind und unter das Schlagwort "Dreiecks-Anomalien" fallen<sup>4)</sup> - ist der tiefere Sinn dieser Symmetrie, falls sie in der Natur wirklich vorhanden

<sup>2)</sup> Es gibt andere Modelle mit anderen Zuordnungen.

<sup>3)</sup> Für die Notation  $d_c$  vergleiche Kap. II.3.

ist, bis heute nicht bekannt. Trotzdem wird man zögern, diese gerade gewonnene Symmetrie ohne schwerwiegende Gründe wieder aufzugeben. Die Entdeckung neuer Quarks oder Leptonen wird also sofort den Verdacht aufkommen lassen, daß auch der andere "Sektor" vergrößert werden muß. Tatsächlich ließ ja nach der Entdeckung<sup>5)</sup> und Bestätigung<sup>6)</sup> eines neuen schweren Leptons der experimentelle Hinweis nicht lange auf sich warten, daß es auch weitere schwere Quarks geben könnte<sup>7)</sup>. Unsere obige Symmetrie würde dann so aussehen:

$$\begin{array}{cc} \text{Leptonen} & \text{Quarks} \\ \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix} & \begin{pmatrix} u \\ d_c \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c \\ s_c \end{pmatrix} \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix} \end{array}$$

wobei  $\tau$  und  $\nu_\tau$  die neuen Leptonen<sup>8)</sup> und t (top) und b (bottom) die neuen Quarks wären.

In der vorliegenden Arbeit möchte ich die Evidenz für ein neues schweres Lepton  $\tau$  und seine Eigenschaften beschreiben. Dabei wird sich zeigen, daß zwar einerseits die Daten klare Hinweise auf ein neues Lepton geben, andererseits seine Existenz im Sinne einer einfachen Fortsetzung der Sequenz e,  $\mu$ ,  $\tau$  (sequentielles schweres Lepton) keineswegs sicher ist.

Zusammenfassende Arbeiten über den experimentellen Stand der Suche nach schweren Leptonen sind in Ref. 8 angegeben. Die neuen Ergebnisse sind in Übersichts-Artikeln von M.L. Perl<sup>8b)</sup> und vom Verfasser<sup>8a)</sup> beschrieben. Ref. 8a bildet auch die Grundlage für die vorliegende Arbeit.

<sup>8)</sup> Die Bezeichnung  $\tau$  ("Tau") für das neue Teilchen geht auf M.L. Perl zurück<sup>8b)</sup>.

## II. Signaturen für ein schweres Lepton

### 1. Erzeugung schwerer Leptonen

Für die Erzeugung schwerer Leptonen wurde eine Vielzahl von Prozessen diskutiert<sup>9)</sup>. Die paarweise elektromagnetische Erzeugung geladener Leptonen ist einer der einfachsten denkbaren Prozesse. Er läuft über ein virtuelles oder reelles Photon ab und ist im Prinzip in vielen Produktionsprozessen möglich. In Fig. 1 sind einige dieser Erzeugungsmechanismen zusammengestellt:

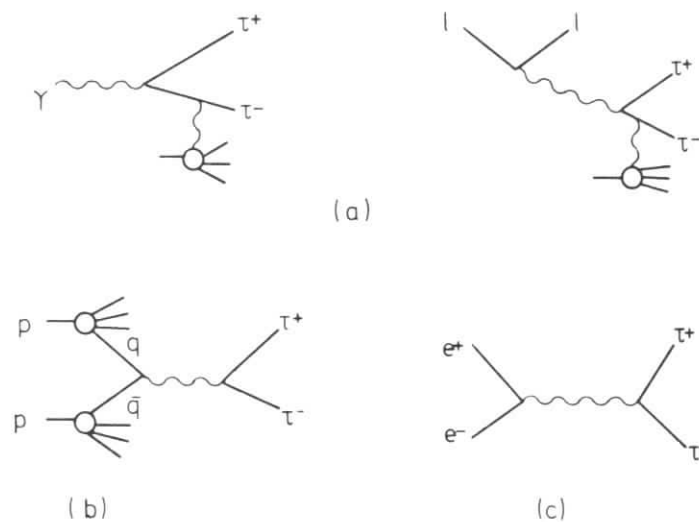


Abb. 1 Erzeugungsprozesse für schwere Leptonen

- a) Photo- und Lepto-Produktion
- b) Proton-Proton-Stöße
- c)  $e^+e^-$ -Vernichtung

(a) Photoproduktion (reell oder virtuell)

(b) Quark-Antiquark-Vernichtung, z. B. in pp-Stößen (Drell-Yan-Prozeß)

(c)  $e^+e^-$ -Vernichtung

Obwohl mit vorhandenen Techniken für die Prozesse (a) und (b) ausreichende Raten abgeschätzt werden können<sup>8)</sup>, haftet beiden ein entscheidender Nachteil gegenüber (c) an: Der totale Wirkungsquerschnitt, der die Skala für Untergrundreaktionen in den 3 Prozessen festlegt, liegt bei (c) in der Größenordnung des leptonen Prozesses selbst, während er bei den übrigen beiden um mehrere Größenordnungen höher liegt.\* Damit ist der Prozeß (c) vom experimentellen Standpunkt stark bevorzugt.

Die Erzeugung von Paaren geladener Leptonen läßt sich in der  $e^+e^-$ -Vernichtung nach den Regeln der Quantenelektrodynamik (QED) exakt berechnen. Für die Erzeugung eines Teilchenpaares  $\tau^+\tau^-$  ergibt sich unter der Annahme punktförmiger Wechselwirkung und eines Teilchenspins von 1/2

$$\sigma_{\tau\tau} = \sigma_{\mu\mu} \frac{3\beta - \beta^3}{2} \quad \text{wobei}$$

$$\sigma_{\mu\mu} = \frac{4\pi\alpha^2}{3s} = \frac{21.71 \text{ nb}}{E^2} \quad \text{mit}$$

$$\sqrt{s}/2 = E = \text{Strahlenergie,}$$

der Wirkungsquerschnitt für den Prozeß  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  und

$$\beta = \sqrt{1 - \left(\frac{M_\tau}{E}\right)^2}, \quad M_\tau = \text{Masse des Leptons}$$

die Geschwindigkeit des  $\tau$  ist.

$\sigma_{\tau\tau}$  in Fig. 2 für ein Lepton der Masse  $1.9 \text{ GeV}/c^2$  veranschaulicht - setzt bei einer Schwerpunktsenergie  $\sqrt{s} = 2M_\tau$  ein und nähert sich dann asymptot-

\* Das geplante Myon-Experiment der Europäischen Myon-Kollaboration am CERN umgeht diese experimentelle Schwierigkeit, indem es mit drei Myonen und großer fehlender Energie im Endzustand eine sehr klare Signatur verlangt.

tisch  $\sigma_{\mu\mu}$ .

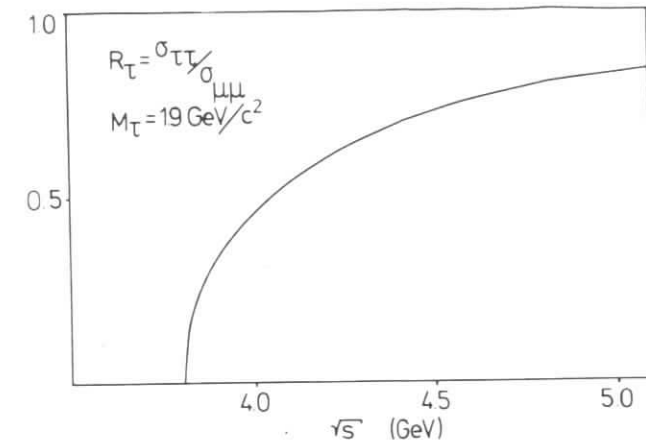


Abb. 2 Schwellenverhalten von  $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$

Es sei in diesem Zusammenhang kurz an die zentrale Rolle erinnert, die  $\sigma_{\mu\mu}$  in der  $e^+e^-$ -Vernichtung spielt. Nach dem heutigen Verständnis läßt sich die Erzeugung von Hadronen über die Erzeugung von Quark-Antiquark-Paaren und deren Fragmentierung beschreiben. Da man für Quarks ebenfalls Spin 1/2 und punktförmige Wechselwirkung annimmt, ist die hadronische  $e^+e^-$ -Annihilation durch

$$\sigma_{\text{had}} = \sum Q^2 \sigma_{\mu\mu} = \sigma_{\mu\mu} (\sum Q^2)$$

gegeben, wobei über die Quadrate der Quarkladungen summiert wird.

Wegen dieses einfachen Zusammenhangs wird  $\sigma_{\mu\mu}$  häufig als Skala für  $\sigma_{\text{had}}$  benutzt.

Die Größe

$$R = \sigma_{\text{had}}/\sigma_{\mu\mu} = \sum Q^2,$$

die den hadronischen Wirkungsquerschnitt in Einheiten von  $\sigma_{\mu\mu}$  mißt, läßt sich im Quarkmodell vorhersagen.

$$R = \frac{4}{9}; R(\text{Farbe}) = 3 \frac{1}{3} \left\{ \begin{array}{c} Q \\ d \quad -1/3 \\ u \quad 2/3 \\ s \quad -1/3 \\ c \quad 2/3 \end{array} \right\} R = 2/3; R(\text{Farbe}) = 2$$

Für die "alten" Quarks u, d und s ergibt sich ein Wert von 2, wenn man annimmt, daß alle Quarks in drei verschiedenen "Farben" vorkommen\*. Oberhalb der Schwelle für die Erzeugung von Charm steigt dieser Wert auf  $3 \frac{1}{3}$  an.

\* "Farbe" wurde als zusätzliche Eigenschaft der Quarks postuliert, um die Wellenfunktion antisymmetrisieren zu können.

## 2. Zerfall eines schweren Leptons und mögliche Signaturen

In der Literatur sind viele Möglichkeiten für die Existenz neuer schwerer Leptonen aufgezeigt worden<sup>a),10)</sup>. Ich möchte erst in einem späteren Kapitel auf die Einzelheiten eingehen und hier nur einen groben Abriß geben, der das Verständnis der Daten erleichtern soll. Es wird sich in der späteren Diskussion zeigen, daß die wesentlichen Merkmale neuer Leptonen bereits in einem einfachen, "naiven" Modell beschrieben werden, nämlich dem:

### Standardmodell eines sequentiellen schweren Leptons

In diesem Modell sind Elektronen und Myonen nur die ersten Glieder einer Sequenz von Leptonen

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix} \quad \dots$$

Ein neues Lepton  $\tau$  nimmt wie die alten Leptonen an der konventionellen schwachen Wechselwirkung teil.

Betrachtet man die schwache Wechselwirkung geladener Ströme, so kann man den Lagrangeoperator schreiben als

$$L = \frac{G}{\sqrt{2}} J_\alpha^+ J_\alpha^-$$

mit der Kopplungskonstanten  $G \approx 10^{-5}/M_p^2$  und den geladenen Strömen

$$J_\alpha = J_\alpha^l + J_\alpha^h$$

$$J_\alpha^l = \text{leptonischer Strom,}$$

$$J_\alpha^h = \text{hadronischer Strom.}$$

Im Standardmodell wird der leptonische Strom

$$J_{\alpha}^{\ell+} = \bar{\nu}_e \gamma_{\alpha} (1-\gamma_5) e^{-} + \bar{\nu}_{\mu} \gamma_{\alpha} (1-\gamma_5) \mu^{-}$$

mit  $\gamma$  = Dirac Matrizen

$\nu, e, \mu$  = Spinoren

lediglich durch einen neuen Term für das  $\tau$  erweitert

$$J_{\alpha}^{\tau+} = \bar{\nu}_{\tau} \gamma_{\alpha} (1-\gamma_5) \tau^{-}$$

Man nimmt also an, daß auch der neue Strom (V-A)-Struktur hat. Das Neutrino wird in diesem einfachen Modell masselos angesetzt.

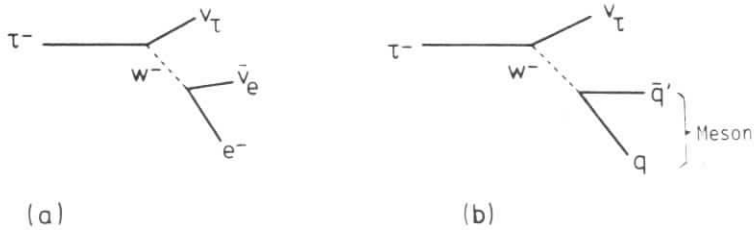


Abb. 3 Zerfälle eines schweren Leptons

- a) leptonische Zerfälle
- b) semileptonische Zerfälle

Unter diesen Voraussetzungen lassen sich schwache Zerfälle in e und  $\mu$  (Fig. 3a) sofort berechnen. Wenn das neue Lepton schwer\* genug ist, treten auch semilepto-

\* Frühere Messungen bei ADONE grenzen die Masse bereits auf  $> 1.15 \text{ GeV}/c^2$  ein<sup>3)</sup>

nische Zerfälle auf (Fig. 3b). Tab. I zeigt die erwarteten Zerfälle für eine Lepton-Masse von  $1.9 \text{ GeV}/c^2$  <sup>10)</sup>

Tabelle I Zerfälle eines schweren Leptons der Masse  $1.9 \text{ GeV}/c^2$ .

Die Verzweigungsverhältnisse sind nach den Formeln von TSAI<sup>10)</sup> berechnet. Die drei Spalten unterscheiden sich durch verschiedene Annahmen bei der Berechnung der Zerfallsbreiten für das hadronische Kontinuum. Für a) wurde das Quarkmodell ohne Farbe, für b) mit Farbe und für c) neuere Meßwerte für  $\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{Hadronen})$  unterhalb  $1.9 \text{ GeV}$  Schwerpunktsenergie zugrunde gelegt (vergl. Kap. VII)

Zerfallsart	Zahl der geladenen Teilchen	Erwartete Verzweigungsverhältnisse		
		a) Quarkmod. ohne Farbe	b) Quarkmod. mit Farbe	c) gemessenes $\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{Hadronen})$
$\tau^{-} \rightarrow \nu_{\tau} e^{-} \bar{\nu}_e$	1	20.5	16.9	15.1
$\nu_{\tau} \bar{\mu} \bar{\nu}_{\mu}$	1	20.1	16.5	14.7
$\nu_{\tau} \pi^{-}$	1	10.2	8.4	7.5
$\nu_{\tau} K^{-}$	1	0.7	0.5	0.5
$\nu_{\tau} \rho^{-}$	1	27.7	22.8	20.3
$\nu_{\tau} K^{*-}$	1	1.9	1.5	1.4
$\nu_{\tau} A_1^{-}$	1,3	10.7	8.8	7.8
$\nu_{\tau}(\text{hadron. Kont.})$	1,3,5 ...	9.9	24.5	32.7

Abb. 3c zeigt die Impulsverteilung, die man für Myonen aus dem Zerfall

$$\tau \rightarrow \mu \nu \nu$$

im Standardmodell vorhersagt.



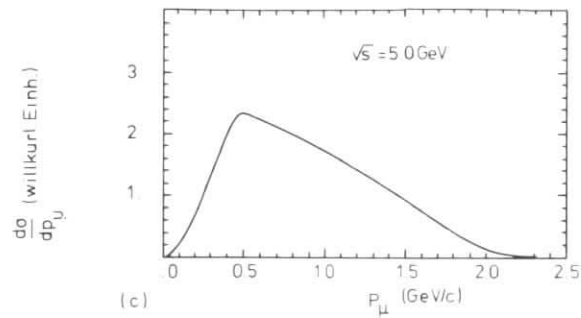


Fig. 3c Zerfälle eines schweren Leptons  
Impulsspektrum der Myonen

#### Signaturen

Ein Blick auf Tab. I zeigt, daß der überwiegende Teil der Zerfälle (70 bis 80%) nur ein geladenes Teilchen im Endzustand aufweist. Außerdem sind diese geladenen Teilchen in etwa der Hälfte der Fälle bekannte Leptonen. Daraus ergeben sich folgende Signaturen für eine Suche nach schweren Leptonen:

- i)  $e^+e^- \rightarrow 2$  geladene Teilchen
- ii)  $e^+e^- \rightarrow$  geladenes Lepton und 1 geladenes Teilchen
- iii)  $e^+e^- \rightarrow 2$  geladene Leptonen

In dieser Folge nimmt der Wirkungsquerschnitt ab und die Selektivität zu. Die ersten Hinweise auf die Existenz eines neuen schweren Lepton wurden daher tatsächlich unter der Signatur iii) im SLAC<sup>5)</sup> gefunden, und zwar im speziellen Kanal

$$e^+e^- \rightarrow e^+\mu^- + \text{fehlende Energie}$$

Für die erste Bestätigung und weiterführende Messungen bei DORIS<sup>6)</sup> erwies sich jedoch die Signatur ii) als besonders wichtig. Die Signatur i) wurde bisher nur für Konsistenzüberlegungen herangezogen<sup>6),11)</sup>.

### 3. Konkurrierende Prozesse

Verschiedene bereits bekannte Prozesse in der  $e^+e^-$ -Wechselwirkung können die Signaturen eines schweren Leptons vortäuschen.

#### QED

Zunächst gibt es eine ganze Reihe von QED-Reaktionen, die zu den genannten Signaturen beitragen. Neben den kollinearen  $e^+e^-$  und  $\mu^+\mu^-$  Endzuständen sind dies vor allem die Strahlungsprozesse  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$ ,  $\mu^+\mu^-\gamma$ ,  $e^+e^-\gamma\gamma$  und  $\mu^+\mu^-\gamma\gamma$ . Aber auch Zwei-Photonen-Austausch-Reaktionen müssen berücksichtigt werden. So kann beispielsweise die Signatur (iii) durch den Endzustand  $\mu\mu e e$  vorgetäuscht werden, wenn ein  $\mu e$ -Paar im Detektor nicht nachgewiesen wird. Diese Untergrundquellen sind im Prinzip genau vorhersagbar. Ihre Eliminierung aus den Daten wird später besprochen werden.

#### Charm

Eine andere wesentliche Quelle für konkurrierende Prozesse ist die Produktion und der leptoniche Zerfall von Charm-Mesonen, die oberhalb  $\sqrt{s} = 3.7$  GeV einsetzen<sup>3),11),21)</sup>. Glücklicherweise ergeben sich jedoch wesentliche Unterschiede in den Zerfallscharakteristiken, die eine Unterscheidung zwischen beiden Prozessen erlauben.

Zum Verständnis dieser Unterschiede ist es wichtig, die Erzeugungs- und Zerfallsmechanismen von Charm-Mesonen und schweren Leptonen miteinander zu vergleichen. Die beiden Erzeugungsprozesse sind in Fig. 4 gegenübergestellt. Während die Leptonen paarweise elastisch erzeugt werden, ist zwar der Grundprozeß der Quark-Antiquark-Erzeugung beim Charm ebenfalls elastisch, die Fragmentierung der Quarks führt aber i.a. zu einer unelastischen Produktion<sup>\*</sup> eines Paares von Charm-Mesonen. Man erwartet also, daß die Multiplizität der Primärteilchen im Erzeugungs-

\* oder zu einer (elastischen) Produktion von angeregten Mesonen (z.B.  $D^*$ ), die wiederum über Photon- oder  $\pi$ -Emission in die Grundzustände übergehen.

prozeß von Charm größer und ihre mittlere Energie geringer ist als im Falle der Leptonen.

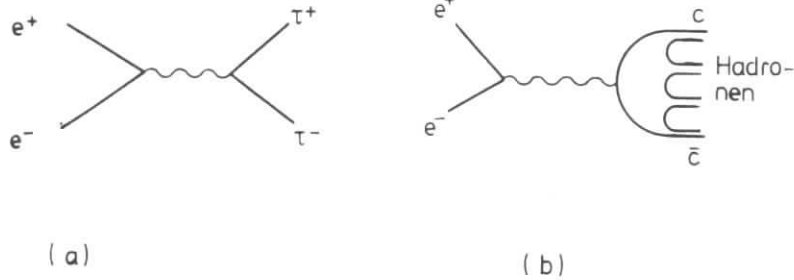


Abb. 4 a) Erzeugung von schweren Leptonen  
b) Erzeugung von Charm-Mesonen

Der Zerfall eines Charm-Quarks ist in Fig. 5 dem eines schweren Leptons gegenübergestellt. Charm koppelt nach dem GIM-Mechanismus<sup>2)</sup> an eine Mischung aus "Strangeness"  $s$  und "down"  $d$ .

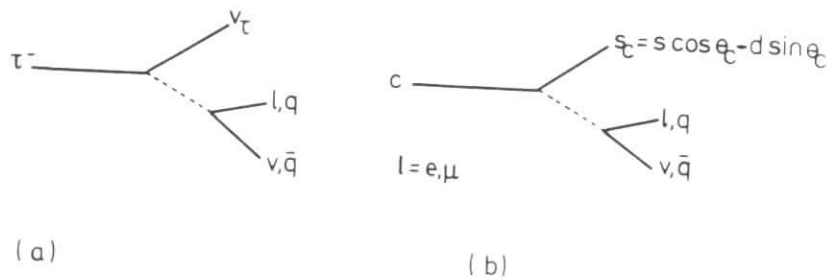


Abb. 5 a) Zerfall eines schweren Leptons  
b) Zerfall eines Charm-Mesons

$$s_c = s \cdot \cos \theta_c - d \cdot \sin \theta_c$$

wobei die Mischung durch den Cabibbo-Winkel  $\theta_c$  gegeben ist. Da  $\sin^2 \theta_c \approx 5\%$  ist, erwartet man eine starke Kopplung an strangeness. Der schwache Zerfall kann an leptonische oder hadronische Ströme koppeln. Experimentell ergibt sich ein leptonischer Anteil ( $e + \mu$ ) von ca. 20%<sup>12)</sup>.

Betrachten wir zunächst die (semi-)leptonischen Zerfälle. Wenn man davon ausgeht, daß die begleitenden Neutrinos keine Masse haben, wird das Impulsspektrum der Leptonen aus Zerfällen eines schweren Leptons härter sein als das Spektrum der Leptonen aus Zerfällen von Charm-Mesonen gleicher Masse. Wie groß die Unterschiede sind, hängt natürlich von der Fragmentierung des  $s_c$  ab.

Die Multiplizität des Endzustandes bei der inklusiven Leptonerzeugung wird beim Charm-Zerfall wesentlich höher sein als beim schweren Lepton. Erstens wird das Zerfallslepton selbst von weiteren Hadronen begleitet. Außerdem wird die Multiplizität im Zerfall des Partners beim Charm wesentlich größer sein.

Beide Prozesse, Erzeugung und Zerfall, führen also in sich verstärkendem Maße zu Unterschieden in der Multiplizität und in der Form der leptonischen Spektren. Pauschal könnte man die Kriterien bei inklusiver Leptonerzeugung so formulieren:

- Charm zeichnet sich durch große geladene Multiplizität im Endzustand und weiches Leptonenspektrum aus, während
- schwere Leptonen durch geringe Multiplizitäten (mehr als 50 % der Fälle 2 geladene Teilchen im Endzustand) und relativ hartes Impulsspektrum charakterisiert sind.

Diese Unterscheidungsmerkmale werden besonders eindrucksvoll durch die DASP-Daten<sup>13)</sup> über inklusive Elektronen in der  $e^+e^-$ -Vernichtung veranschaulicht. Im Vorgriff auf Kapitel III, wo die Apparatur und die Daten genauer beschrieben

werden, sei deshalb bereits ein Teil der Daten in den Fig. 6 und 7 vorgestellt.

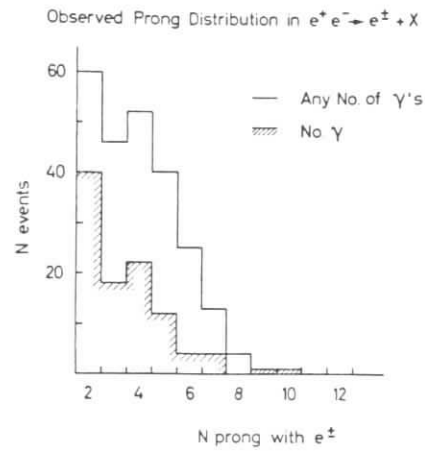
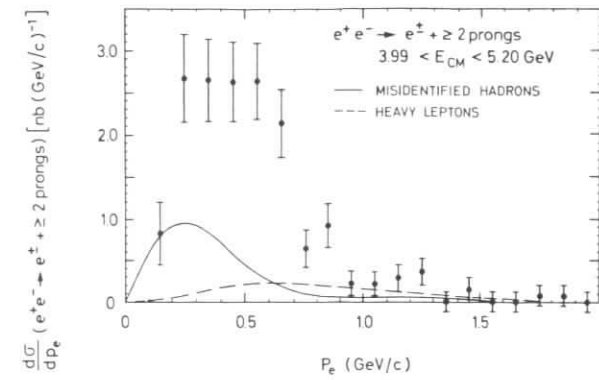


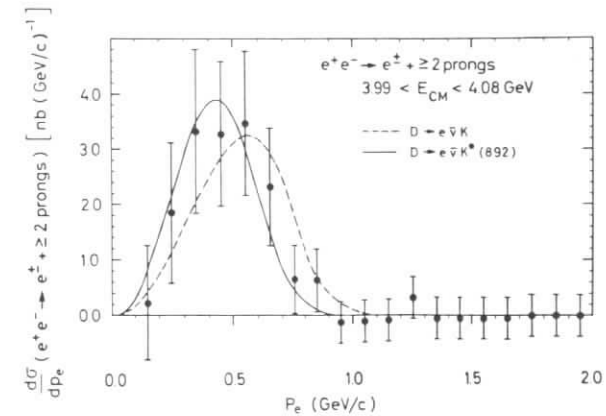
Abb. 6 DASP: Multiplizität geladener Spuren für inklusive Elektron-Produktion. Das Elektron wird mitgezählt. Das schraffierte Histogramm enthält Ereignisse ohne Photonen

Die Multiplizität in der Reaktion  $e^+e^- \rightarrow e^\pm + X$  (Abb. 6) zeigt ein ungewöhnliches Verhalten bei kleinen Werten. Zwei geladene Teilchen im Endzustand treten häufiger auf als eine einfache Extrapolation der höheren Multiplizitäten erwarten läßt. Unterteilt man die Daten nach mehr als zwei und genau zwei geladenen Teilchen im Endzustand, ergeben sich für das Elektron die Impulsverteilungen der Fig. 7a, b und c. Die Vorhersagen für Produktion und Zerfall von D-Mesonen sind für den Zerfall in K und  $K^*$  in Fig. 7b eingezeichnet. Tatsächlich lassen sich die Daten gut verstehen, wenn man eine Mischung von K und  $K^*$  (890) im D-Meson-Zerfall annimmt, in Übereinstimmung mit den Daten von SPEAR<sup>12</sup>.

Im Gegensatz zu den Verteilungen für Ereignisse mit mehr als zwei Spuren zeigen die Zweispur-Ereignisse der Fig. 7c ein viel härteres Spektrum. Die Kurven mit den Vorhersagen für ein schweres Lepton der Masse 1.8 GeV geben die Daten ausgezeichnet wieder.



(a)



(b)

Abb. 7 DASP: Elektronen-Impulsverteilungen für inklusive Elektron-Produktion.

- Mehrspurereignisse zwischen 3.99 und 5.20 GeV Schwerpunktsenergie. Erwartete Beiträge von Hadronen und schweren Leptonen sind eingezeichnet
- Mehrspurereignisse an der Charm-Schwelle  $\sqrt{s} \sim 4$  GeV. Die Kurven geben die Erwartung für semileptonische D-Meson-Zerfälle in K und  $K^*$  an

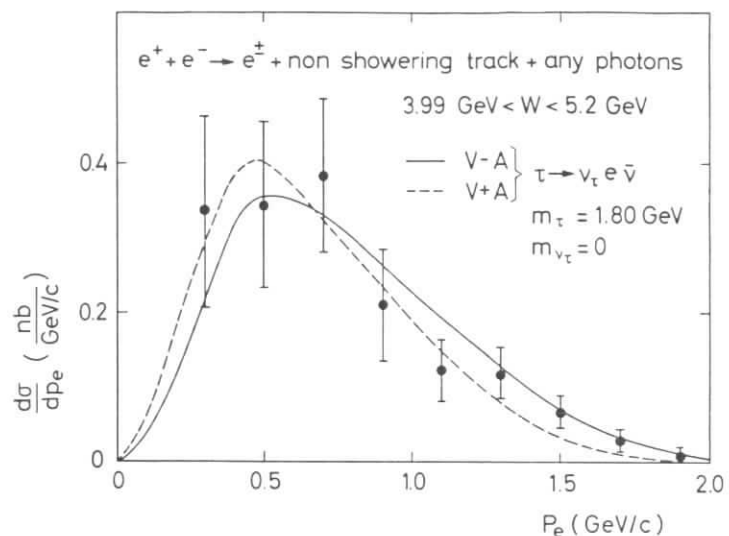


Abb. 7c DASP: Elektronen-Impulsverteilungen für inklusive Elektron-Produktion. Zweispurereignisse im gleichen Energiebereich wie Abb. 7a. Vergleiche Text Abb. 23

Oberhalb etwa 4 GeV Schwerpunktsenergie scheinen also zwei verschiedene Phänomene aufzutreten, die sich bereits gut nach den vorhergesagten Kriterien für Multiplizität und Impulsspektrum trennen lassen. Für das Verständnis der Daten in Kap. III ist dabei wichtig, daß eine Beschränkung entweder auf kleine Multiplizität (Zweispur-Ereignisse) oder auf große Impulse die Charm-Beiträge stark unterdrückt. So läßt sich beispielsweise in Fig. 7a ablesen, daß für Lepton-Impulse von  $p_e > 1 \text{ GeV}/c$  die Charm-Komponente sehr klein ist.

### III. Verfügbare Daten

#### 1. Beschreibung der Experimente

Die beiden  $e^+e^-$ -Maschinen, an denen das neue Lepton aufgrund seiner Masse gefunden werden konnte, waren der Doppel-Speicherring DORIS bei DESY und der Einzelring SPEAR im SLAC. Bei DORIS wurde das schwere Lepton bisher in zwei Experimenten gesehen, die im folgenden kurz beschrieben werden.

#### Magnetisches Spektrometer PLUTO

PLUTO - ursprünglich die Bezeichnung für eine supraleitende Versuchsspule - wurde 1975 zu einem leistungsfähigen magnetischen Detektor mit gutem Leptonennachweis ausgebaut<sup>14)</sup>. Abb. 8 zeigt einen Querschnitt durch die Apparatur.

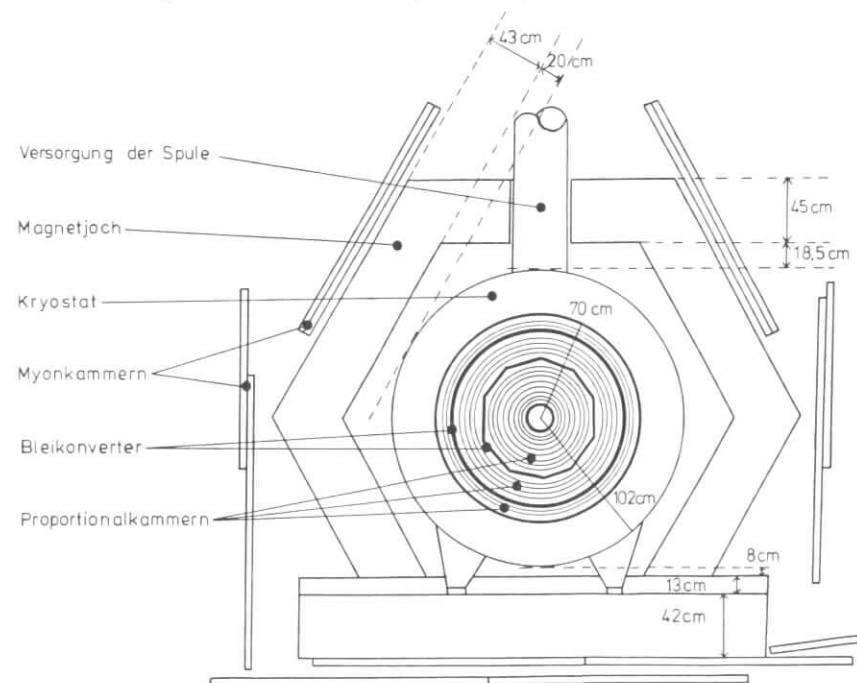


Abb. 8 PLUTO-Detektor. Querschnitt senkrecht zum Strahl

Die supraleitende Spule erzeugt ein Feld von 2 T. Das Feldvolumen ist mit einem Innendetektor aus 14 zylindrischen Proportionaldrahtkammern gefüllt. Zwei Bleikonverter - einer mit  $0.44 X_0$  hinter der 8. Kammer und einer mit  $1.7 X_0$  hinter der 12. Kammer - ermöglichen den Nachweis von Photonen und Elektronen. Geladene Teilchen werden im Innendetektor über einen Raumwinkel von 87% von  $4\pi$  mit einer Transversalimpulsauflösung von

$$\sigma_p/p \simeq \sqrt{2.5^2 + (2.7p)^2} \% \quad (p \text{ in GeV/c})$$

nachgewiesen\*.

Eine besondere Stärke von PLUTO liegt darin, daß er mit den Proportionalkammersignalen selbst getriggert wird. Dadurch ergibt sich ein flexibler Trigger mit großer Akzeptanz (> 90% für Mehrspureignisse).

Der äußere Bleiring mit den beiden folgenden Kammern ermöglicht eine Schauererkennung in 55% des Raumwinkels. Verlangt man als Kriterium für einen Schauer ein Cluster von mindestens 11 gesetzten Drähten hinterm Blei, so ergibt sich eine Nachweiswahrscheinlichkeit für Elektronen, die von 20% bei 300 MeV/c auf 85% über 600 MeV/c ansteigt. Die Verwechslungswahrscheinlichkeit für Hadronen  $P(h \rightarrow e) = 3.5 \pm 0.7\%$  kann durch schärfere Kriterien auf Kosten des Ansprechvermögens noch verbessert werden<sup>3b)</sup>.

Photonen können, gemittelt über den gesamten Innendetektor, mit  $62 \pm 4\%$  Wahrscheinlichkeit nachgewiesen werden,  $\pi^0$ -Mesonen mit  $78 \pm 5\%$ <sup>25)</sup>.

Außerhalb des Eisenjoches, das eine mittlere Dicke von etwa 60 cm hat, sind Proportionalrohrkammern montiert. Im Polarwinkelbereich  $|\cos\theta| < 0.75$ , auf den die  $\mu$ -Analyse beschränkt wurde, liefern sie einen Myon-Nachweis über 45% des

\* Unter Berücksichtigung des Strahlmittelpunkts bei der Spurenrekonstruktion

Raumwinkels bei einem mittleren Abschneideimpuls von 1 GeV/c. Auf die Hadron-Verwechslungswahrscheinlichkeit von  $2.8 \pm 0.7\%$  wird in Kap. III.3 näher eingegangen.

Für die Untersuchungen zum schweren Lepton waren folgende Eigenschaften des Detektors PLUTO besonders wichtig

- große Akzeptanz für geladene Teilchen
- relativ gute Nachweiswahrscheinlichkeit für Photonen
- große Akzeptanz für Myonen bei kleiner Verwechslungswahrscheinlichkeit
- große Akzeptanz für Elektronen.

#### Doppelarmspektrometer DASP

Fig. 9 zeigt den DASP Detektor<sup>15)</sup> in vereinfachter Darstellung mit herausgefahrenem Innendetektor. Die zwei identischen Spektrometer, die dem Gerät seinen Namen geben, überdecken einen Raumwinkel von  $2 \times 0.036$  von  $4\pi$  (Magnetakzeptanz). Das eigentliche Spektrometer besteht aus einem Magneten mit einem Ablenkvermögen von  $1.8 \text{ T} \cdot \text{m}$  und 6 Funkenkammern (eine vor, 5 hinter dem Magneten). Bei einer reduzierten Feldstärke von  $1/3$  ( $1/5$ ) des vollen Wertes, wie sie für die

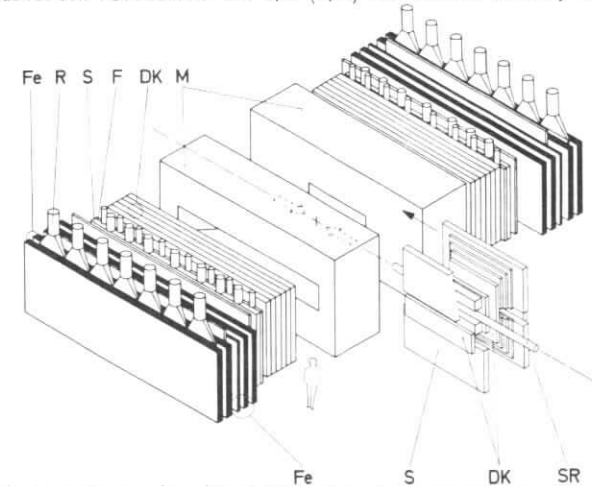


Abb. 9 DASP-Detektor. Auseinandergezogene Darstellung. M = Magnet, DK = Spurkammern, F = Flugzeitzähler, S = Schauerzähler, R = Reichweitenzähler

hier beschriebenen Messungen benutzt wurde, um den Impulsschnitt zu verkleinern, ergeben sich Impulsaufösungen von

$$\sigma_p = 2 (3)\% \times p^2 \text{ (GeV/c)}.$$

Zur Teilchenidentifizierung stehen folgende Systeme zur Verfügung:

- Gas-Cerenkov-Zähler im Magneten, mit Freon-Füllung ( $n = 1.0014$ )
- Flugzeit-System mit einer Zeitauflösung (rms) von 0.3 ns über 5 m Flugweg, was einer  $K/\pi$  Trennung bis 1.6 GeV/c entspricht (TOF)
- Blei-Szintillator-Schauerzähler von  $6.2 X_0$  Dicke
- Reichweitendetektor mit einer Gesamtdicke von 80 cm Eisen, mit Teilchennachweis nach 40, 60 und 80 cm.

Zwischen den Spektrometerarmen sorgt ein nichtmagnetischer Innendetektor für eine Raumüberdeckung von 70% von  $4\pi$ . Er besteht aus Blei-Szintillator-Schauerzählern ( $7 X_0$ ) und Einheiten von Photodetektoren, die aus je einer Lage Szintillator und Blei und 2 bis 3 Lagen von Proportionalröhren aufgebaut sind. Die Photon-Nachweiswahrscheinlichkeit im Innendetektor ist etwa 50% bei 50 MeV und erreicht ein Plateau von 98% bei 300 MeV.

Als besondere Eigenschaften kommen für das vorliegende Problem zum Tragen:

- Ausgezeichnete Elektronidentifizierung mit Cerenkov-, TOF- und Schauerzählern, die eine gute inklusive Elektronmessung praktisch ohne hadronischen Untergrund erlaubt
- Hadronidentifizierung und Myonerkennung in den Spektrometern
- Photon- und Elektronerkennung im Innendetektor

Im  $e^+e^-$ -Speicherring SPEAR haben mehrere Experimente interessante Beiträge zum Problem des schweren Lepton geliefert.

Der Detektor der Maryland-Pavia-Princeton-(Stanford) Kollaboration (MPPS)<sup>16)</sup> besteht aus einem magnetischen Spektrometer bei  $90^\circ$ , welches ähnlich dem DASP-Spektrometer mit TOF-, Cerenkov-, Schauer- und Reichweitenzähler bestückt ist.

Ein kleiner Zentraldetektor und ein weiteres nichtmagnetisches Teleskop gegenüber dem Spektrometer liefern in begrenztem Maße zusätzliche Aussagen über das Ereignis.

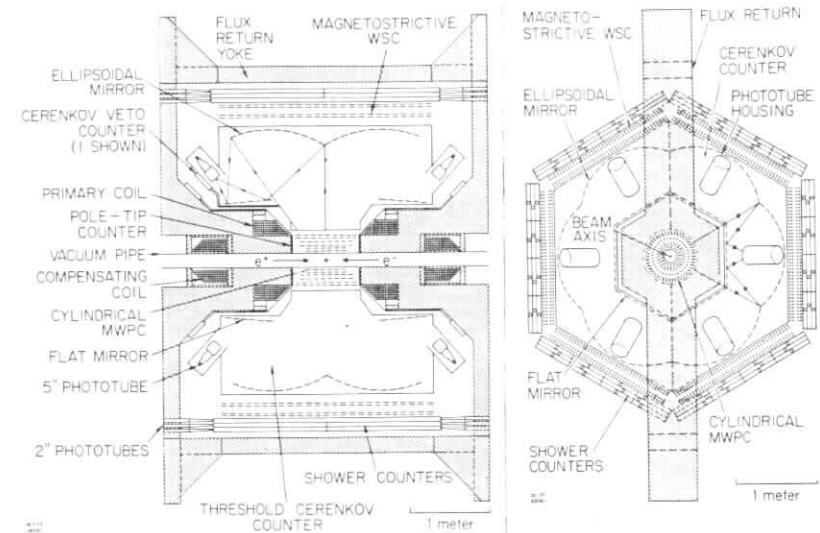


Abb. 10 DELCO-Detektor.  
Schnitte längs des Strahls und senkrecht zum Strahl

DELCO<sup>17)</sup> ein Detektor, der 1977 am SPEAR in Betrieb genommen wurde, zeichnet sich durch einen sehr großen Raumwinkel für Elektron-Erkennung aus (Fig.10). Cerenkov- und Schauerzähler überdecken einen Raumwinkel von 65% von  $4\pi$ . Der Cerenkov-Zähler allein ermöglicht bereits eine  $\pi/e$  Zurückweisung von besser als  $10^{-3}$ . Ein kleiner magnetischer Innendetektor mit Helmholtzspulen und zylindrischen Proportionalkammern erlaubt eine mäßige Impulsmessung mit ca.10% Auflösung bei 1 GeV/c.

Der sog. Ironball ist ein ganz auf Myonen spezialisierter Detektor. Lagen von magnetisiertem Eisen, die mit Proportionalkammern durchsetzt sind, bilden einen Reichweitenzähler über einen sehr großen Raumwinkel.

Als letzter und wichtigster Detektor am SPEAR soll der magnetische Detektor von SLAC-LBL genauer beschrieben werden. Er lieferte in zwei verschiedenen Ausbaustufen die ersten Hinweise und weitere wichtige Daten zum schweren Lepton.

#### MARK I Detektor

Die erste Ausbaustufe<sup>19)</sup>, die unter dem Namen Mark I oder einfach SLAC-LBL berühmt wurde, ist in Abb. 11a schematisch dargestellt. Die normalleitende Spule liefert ein Feld von 0.4 T. Das magnetische Volumen ist mit zwei Proportionalkammern und vier Lagen von je vier Funkenkammerebenen gefüllt, die eine Impulsauflösung von

$$\sigma_p = 1.5\% p^2 \text{ (GeV/c)}$$

über 70% des Raumwinkels liefern. Szintillationszähler am Strahlrohr und direkt vor der Spule dienen zum Triggern und zur Flugzeitmessung. Mit einer Zeitauflösung von 0.5 nsec (rms) wird eine K/ $\pi$  Trennung bis 600 MeV/c erreicht. Ein Blei-Szintillatorschauerzähler zwischen Spule und Rückflußjoch überdeckt 65% des Raumwinkels mit einer Auflösung von

$$\sigma_{E/E} = 25\% / \sqrt{E} \text{ ,}$$

jedoch schlechter  $\pi/e$ -Trennung ( $P(h \rightarrow e) \sim 18\%$ ). Außerhalb des 20 cm dicken Eisenjochs sorgen weitere Funkenkammern für eine  $\mu$ -Identifizierung. Wegen der geringeren Eisendicke ist die Verwechslungswahrscheinlichkeit  $P(h \rightarrow \mu) \sim 20\%$  jedoch sehr groß. Der Abschneideimpuls für Myonen liegt bei 600 MeV/c.

Zusätzlich wurde 1975 ein besserer Hadron-Absorber, der " $\mu$ -Turm", auf den Detektor gesetzt, der über 8.8% des Raumwinkels bei einem Abschneideimpuls von 900 MeV/c eine Verwechslungswahrscheinlichkeit  $P(h \rightarrow \mu)$  von nur  $\sim 2.8\%$  liefert<sup>20)</sup>. Die wichtigsten Merkmale des Detektors für die Beobachtung der schweren Leptonen sind :

- gute Akzeptanz für geladene Teilchen
- großer Raumwinkel für e und  $\mu$  Nachweis, jedoch mit hoher Hadronverwechslungswahrscheinlichkeit (10-20%)
- guter  $\mu$ -Nachweis in einem begrenzten Raumwinkel

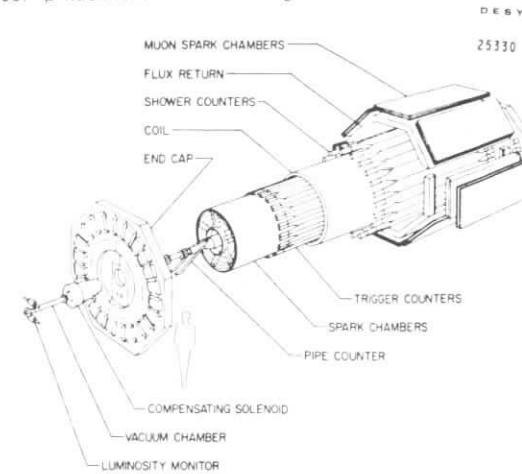


Abb. 11a SLAC-LBL-Detektor  
Auseinandergezogene Darstellung

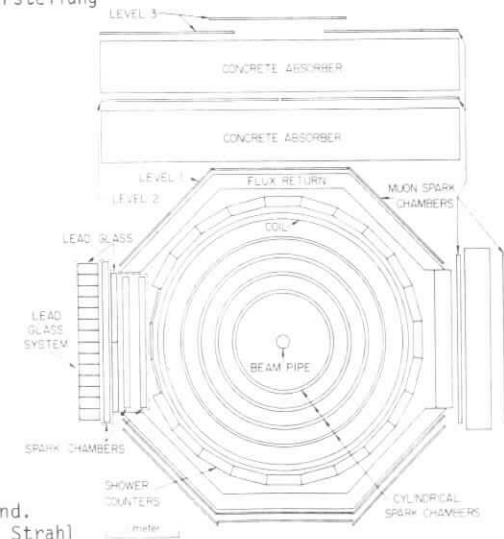


Abb. 11b SLAC-LBL-Blei-Glas-Wand.  
Schnitt senkrecht zum Strahl

### Blei-Glas-Wand

Im Jahre 1977 lief der SLAC-LBL-Detektor in einer modifizierten Version, die in Abb. 11b dargestellt ist. In dieser Blei-Glas-Wand-Erweiterung wurden über einem Winkelbereich von  $\pm 20^\circ$  im Azimuth- und  $\pm 30^\circ$  im Polarwinkel zwei Lagen von Bleiglaszählern mit  $3.3 X_0$  und  $10.5 X_0$  Dicke aufgestellt. Zwischen die beiden Lagen wurden Funkenkammern zur Ortsmessung eingefügt. Die Anordnung liefert eine Energieauflösung  $\sigma/E = 9\%/vE$  und eine gute Trennung von Elektronen und Hadronen ( $P(h + e) \sim 2\%$ ) bei einer Nachweiswahrscheinlichkeit von 89% oberhalb 400 MeV/c Elektronimpuls.

### 2. Totaler Wirkungsquerschnitt

Die Produktion neuer schwerer Leptonen in  $e^+e^-$ -Stößen würde den totalen Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\text{tot}}$  asymptotisch um eine Einheit in  $R = \sigma_{\text{tot}}/\sigma_{\mu\mu}$  erhöhen. Man wird also zunächst überprüfen, ob die Messungen von  $R$  überhaupt Raum für ein neues Teilchen lassen. Daten über den totalen Wirkungsquerschnitt stehen inzwischen von SLAC-LBL<sup>22)</sup>, PLUTO<sup>23)</sup>, DASP<sup>13)</sup> und DELCO<sup>11)</sup> zur Verfügung. Abb. 12 zeigt als Beispiel die PLUTO-Daten in der Darstellung  $R = \sigma_{\text{tot}}/\sigma_{\mu\mu}$  für den Energiebereich von  $\sqrt{s} = 3.6$  bis 5 GeV. Die vorläufigen Daten von DASP und DELCO stimmen ausgezeichnet mit den PLUTO-Messungen überein, lediglich die SLAC-LBL Daten zeigen oberhalb  $\sqrt{s} \sim 4$  GeV eine Tendenz zu höheren Werten und schärferen Strukturen.

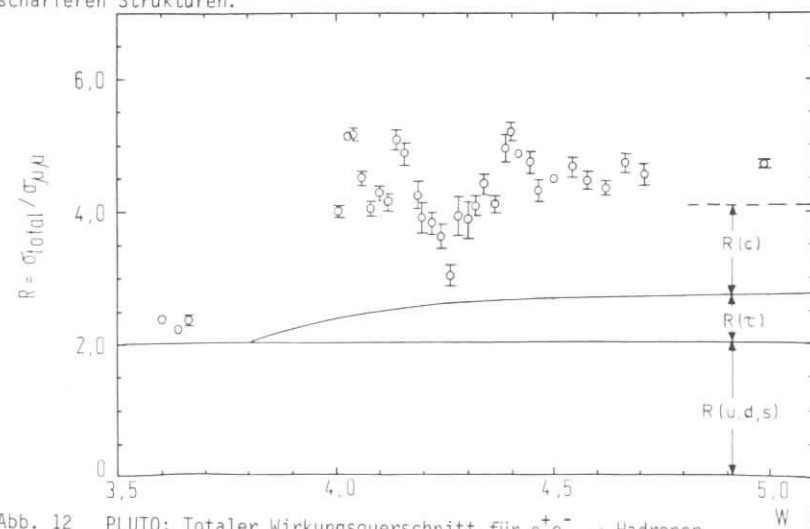


Abb. 12 PLUTO; Totaler Wirkungsquerschnitt für  $e^+e^- \rightarrow$  Hadronen in Einheiten von  $\sigma_{\mu\mu}$ . Die Beiträge von (u,d,s), (c), und ( $\tau$ ) sind angedeutet.

Vergleicht man die Daten mit der Erwartung des Quark-Modells (Kap. II.1) so zeigt sich, daß die Beiträge aus alten ( $R(u,d,s)$ ) und neuen ( $R(c)$ ) Quarks zur Beschreibung der Daten im Plateau oberhalb 4.5 GeV nicht ausreichen. Fügt



man jedoch den Anteil ( $R(\tau)$ ) eines schweren Leptons hinzu, so ergibt sich eine wesentlich bessere Übereinstimmung (siehe Fig. 12). Der restliche Überschuß von 0.3 bis 0.5 Einheiten in R liegt einerseits innerhalb der systematischen Fehler der Daten, könnte andererseits auch durch gluonische Korrekturen<sup>24)</sup> erklärt werden.

### 3. Inklusive Lepton-Daten

In Kap. II hatten wir gesehen, daß das schwere Lepton mit beträchtlichen Verzweigungsverhältnissen in die bekannten Leptonen  $e$  und  $\mu$  zerfallen sollte. Entsprechende Untersuchungen inklusiver Leptonproduktion wurde von mehreren Experimenten durchgeführt. Es sollen zunächst die historisch früheren Myondaten beschrieben werden.

#### a) Myonen

In drei Experimenten - MPP(S)<sup>16)</sup>, SLAC-LBL<sup>20)</sup> und PLUTO<sup>6)</sup> - wurde inklusive Myonproduktion gemessen. Dabei lagen die Impulsschnitte je nach Reichweite im Myonfilter zwischen 0.9 und 1.05 GeV/c. Die experimentellen Details sind für alle Datensätze sehr ähnlich, es wird daher genügen, sie anhand der PLUTO-Daten<sup>6)</sup> etwas ausführlicher zu erläutern<sup>25)</sup>.

Zum Studium der Reaktion

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

wobei X zunächst mindestens ein geladenes Teilchen sein soll, wird zunächst nach Ereignissen mit Myonkandidaten gesucht. Als Myonkandidaten gelten Spuren im Innendetektor, die vom Wechselwirkungspunkt kommen, einen ausreichenden Impuls haben, um das Eisen zu durchdringen ( $\gtrsim 1$  GeV/c) und auf eine Myonkammer hinter dem Joch zeigen. Unter den Myonkandidaten ergeben diejenigen die eine Myonkammer setzen, die Klasse der "Myonen", die anderen die Klasse der "Hadronen".

Die Rohdaten der "Myonen" werden in den Klassen "Zweispur-Ereignisse" und "Mehrspur-Ereignisse" getrennt weiterbehandelt.

#### - Zweispur-Ereignisse

Die Rohdaten enthalten noch starke Beiträge von QED-Ereignissen (Kap. II.3) und kosmischer Strahlung. Kollineare  $\mu$ -Paare wurden zunächst mit einem Schnitt

im Koplanaritätswinkel\* ( $\Delta\phi > 10^\circ$ ) eliminiert. Im Vergleich zum Kollinearitätswinkel hat dieser Schnitt den Vorteil, auch auf QED-Prozesse mit Strahlung im Anfangszustand wirksam zu sein\*\*.

Um die übrigen Strahlungsprozesse  $e^+e^- \rightarrow \mu\mu\gamma$  abzutrennen, untersucht man zunächst Ereignisse mit einem sichtbaren Photon. Alle Ereignisse, bei denen der fehlende Vektor zu den beiden geladenen Teilchen in Richtung auf das konvertierte Photon zeigt, werden als  $\mu\mu\gamma$  eliminiert. Um diesen Schnitt auch auf solche Ereignisse übertragen zu können, bei denen das Photon nicht im Detektor gesehen wird, wird in Abb. 13 das Quadrat der fehlenden Masse ( $MM^2$ ) aller Zweispurereignisse mit einem Photon untersucht. Ereignisse, die nach den oben genannten Kriterien eliminiert wurden, sind schraffiert eingetragen. Tatsächlich zeigt sich, daß die fehlende Masse für die QED-Ereignisse erwartungsgemäß klein ist, während der Ausläufer nach höheren ( $MM^2$ ) unser QED-Kriterium nicht erfüllt. Ein Schnitt in der ( $MM^2$ )-Verteilung beseitigt also sehr wirksam den QED-Untergrund und läßt sich auf alle Ereignisse übertragen - auch auf solche ohne sichtbares Photon. Ein genaueres Studium der Daten bei verschiedenen Energien zeigt, daß der Schnitt nach der empirischen Beziehung

$$(MM^2) \leq 1.4 (\text{GeV}/c^2)^2 \cdot \frac{(\text{Strahlenergie})^2}{1.8 \text{ GeV}^2}$$

energieabhängig angesetzt werden muß, weil sich die Impulsauflösung nach höheren Energien verschlechtert.

\* Der Winkel, den die Ebenen aus je einer Spur (Einheitsvektor  $\vec{u}_1, \vec{u}_2$ ) und der Positronen-Strahlachse ( $\vec{e}_+$ ) miteinander bilden.

$$\cos(\Delta\phi) = - \frac{(\vec{u}_1 \times \vec{e}_+) \cdot (\vec{u}_2 \times \vec{e}_+)}{|\vec{u}_1 \times \vec{e}_+| |\vec{u}_2 \times \vec{e}_+|}$$

\*\* Strahlung im Anfangszustand bewirkt eine Lorentztransformation des  $\mu$ -Paares in Strahlrichtung. Dabei bleiben die Spuren koplanar.

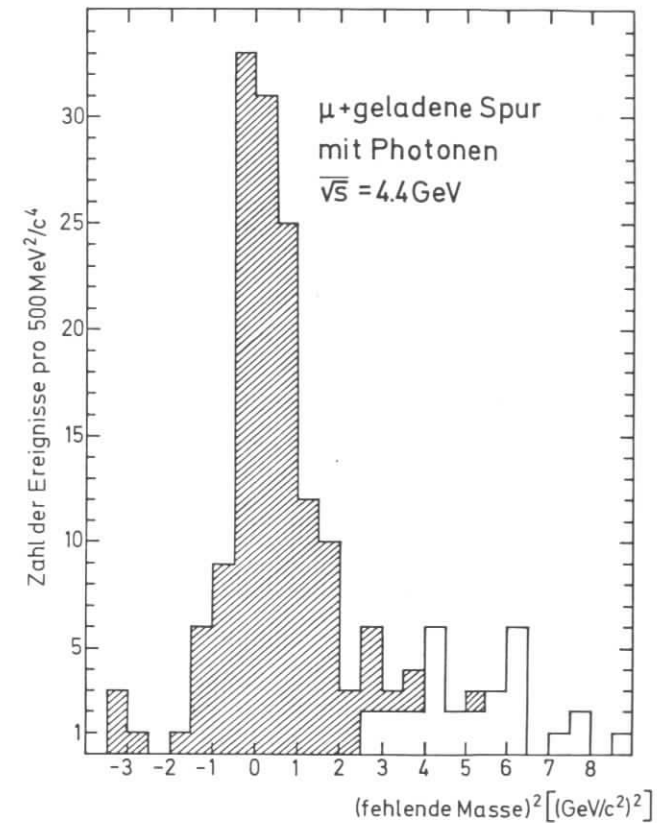


Abb. 13 PLUTO: Wirkung eines Schnitts in  $(MM)^2$ . Das Bild zeigt die  $(MM)^2$ -Verteilung von Zweispurereignissen in der anomalen  $\mu$ -Produktion für  $4.3 < \sqrt{s} \leq 4.8$  GeV. Die schraffierten Ereignisse sind als  $\mu\mu\gamma$  identifiziert (siehe Text)

Nach diesen Schnitten verbleibt noch ein Untergrund, der nur statistisch abgetrennt werden kann:

- Die Zahl der verbleibenden  $\mu\mu\gamma$ -Ereignisse ohne nachgewiesenes Photon bei großen Werten von  $(MM)^2$  wird aus der Zahl solcher mit Photon abgeschätzt.

- QED-Ereignisse mit den Endzuständen  $\mu\mu\gamma\gamma$  und  $\mu\mu ee$  wurden von F. Gutbrod und Z. Rek für die PLUTO-Akzeptanz berechnet<sup>26)</sup>.
- Den größten Beitrag zur statistischen Korrektur liefert der Untergrund aus Zerfall und "punchthrough" von Hadronen. Um diesen Untergrund zu bestimmen, muß zunächst die Klasse der "Hadronen" sehr sorgfältig von elektromagnetischen Prozessen (Bhabha-Streuung) gesäubert werden<sup>25)</sup>. Das Impulsspektrum der Zweiprongklasse der verbleibenden "Hadronen" wird dann mit der Wahrscheinlichkeit  $P(h \rightarrow \mu)$ , daß ein Hadron ein Myon vortäuscht, skaliert und vom Impulsspektrum der "Myonen" abgezogen.

Die Wahrscheinlichkeit  $P(h \rightarrow \mu)$  wurde mit hadronischen Ereignissen aus Zerfällen der  $J/\psi$  (3.1) Resonanz und bei einer Schwerpunktenenergie von 3.6 GeV - wie sich zeigen wird unterhalb oder nahe der Schwellen für anomale  $\mu$ -Erzeugung - gemessen und mit Monte-Carlo-Rechnungen überprüft. Alle Methoden ergeben übereinstimmend einen Wert von

$$P(h \rightarrow \mu) = 2.8 \pm 0.7\%$$

der innerhalb  $1.0 \leq p \leq 1.7$  GeV/c nicht merklich vom Impuls abhängt.

#### - Mehrspur-Ereignisse

Mehrspur-Ereignisse sind vom Standpunkt des QED-Untergrundes viel unproblematischer:

- Strahlungsereignisse  $e^+e^- \rightarrow \mu\mu\gamma$ , bei denen das  $\gamma$  in ein  $e^+e^-$ -Paar konvertiert, werden kinematisch einzeln erkannt und abgetrennt<sup>25)</sup>.
- Der Zweiphotonprozeß  $e^+e^- \rightarrow \mu\mu ee$  wird ebenso behandelt<sup>26)</sup>.

Statt dessen muß eine Störungsquelle berücksichtigt werden, deren Studium zu an sich sehr interessanten Ergebnissen führte, nämlich die Erzeugung von  $J/\psi(3.1)$ -Zuständen - entweder direkt oder aus dem Strahlungsschwanz der  $\psi(3.7)$ -Resonanz. In beiden Fällen bekommt man aus dem  $\mu\mu$ -Zerfall Beiträge zum Mehrteilchen-Spektrum. Dieser Ereignistyp wurde mit PLUTO genau studiert<sup>27)</sup> und im Zusammenhang mit den Ideen von Charm-Molekülen<sup>28)</sup> diskutiert. Für die vorliegende Untersuchung

werden diese Ereignisse kinematisch abgetrennt.

Der hadronische Untergrund, der genau so behandelt wird wie in der Zweispurklasse, stellt das eigentliche Problem für die Mehrspurereignisse dar. Einerseits ist das vom schweren Lepton erwartete Signal relativ klein, andererseits ist der hadronische Untergrund wesentlich (etwa fünfmal) größer als in der Zweispurklasse. Das resultierende Differenzspektrum hat daher große statistische und systematische Fehler.

#### Anomale Myon-Produktion

Nach Berücksichtigung aller bekannten Myon-Quellen und Untergrundreaktionen verbleibt in beiden Klassen ein Rest von "anomalen" Myonen. Abb. 14 zeigt den inklusiven Wirkungsquerschnitt

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^\pm + \text{ein geladenes Teilchen})$$

$$p_\mu \geq 1 \text{ GeV/c}$$

ohne weitere Korrekturen. Das Bild zeigt den für ein schweres Lepton erwarteten

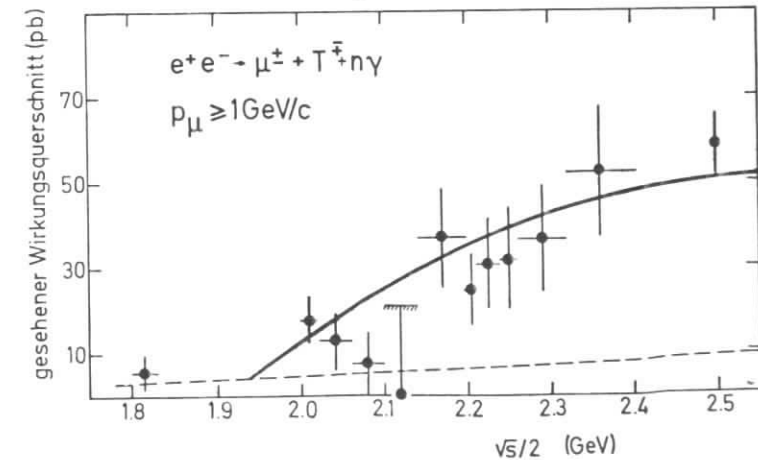


Abb. 14 PLUTO: Sichtbarer unkorrigierter Wirkungsquerschnitt für anomale  $\mu$ -Erzeugung in der Zweispurklasse. Gestrichelt ist der verbleibende QED-Untergrund<sup>26)</sup> angedeutet. Die durchgezogene Kurve gibt die Erwartung des Standardmodells wieder, wobei die Verzweungsverhältnisse als freie Parameter angepaßt sind

flachen Anstieg mit der Energie; insbesondere fehlen die schroffen Strukturen, die im totalen Wirkungsquerschnitt zwischen 4 und 4.5 GeV Schwerpunktsenergie auffallen. Es sei hier nochmal an die Bemerkungen von Kap. II.3 erinnert, daß im Schwellengebiet von 4 bis 5 GeV bei einem Impulsschnitt von 1 GeV/c nur geringe Beiträge zum Lepton-Spektrum aus Charm-Zerfällen zu erwarten sind.

Zum quantitativen Vergleich mit anderen Daten und mit der Theorie werden die Rohdaten auf Detektorakzeptanz korrigiert, vorerst jedoch nicht auf den ( $MM^2$ )-Schnitt und auf Impulse unterhalb 1 GeV/c. Das Ergebnis ist in Abb. 15 wiedergegeben, und zwar für alle Daten mit anomalen Myonen getrennt nach

- Zweispurwirkungsquerschnitt

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

$$p_\mu \geq 1 \text{ GeV/c}$$

- Mehrspurwirkungsquerschnitt

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^\pm + \geq 2 \text{ geladene Teilchen})$$

$$p_\mu \geq 1 \text{ GeV/c}$$

Die Daten, die mit den im Bildtext genannten Annahmen auf gleichen Impulsschnitt skaliert sind, zeigen ausgezeichnete Übereinstimmung untereinander. Die Kurven sind ein Angleich der Vorhersage eines schweren Leptons der Masse 1.9 GeV mit V-A Kopplung (Standardmodell) allein an die PLUTO-Daten zwischen 4 und 5 GeV. Im Falle der Zweispur-Ereignisse beschreibt diese Kurve auch die übrigen Daten sehr gut, bemerkenswert ist vor allem, daß sie genau zum Meßpunkt bei 7 GeV extrapoliert. Die Mehrspurdaten werden nur bei kleinen Energien gut beschrieben, bei 7 GeV treten erhebliche Abweichungen der Daten von der Vorhersage des Standardmodells auf, vermutlich, weil hier bereits größere Beiträge aus der Charm-Produktion ins Spiel kommen<sup>20),29)</sup>.

Schon aus diesen inklusiven Daten kann man eine recht gute Bestimmung der Masse

$$\text{des schweren Leptons mit } M_T = 1.9 \pm 0.1 \text{ GeV/c}^2$$

erzielen, wobei der Fehler systematische Unsicherheiten z.B. bei der Extrapolation der Spektren einschließt.

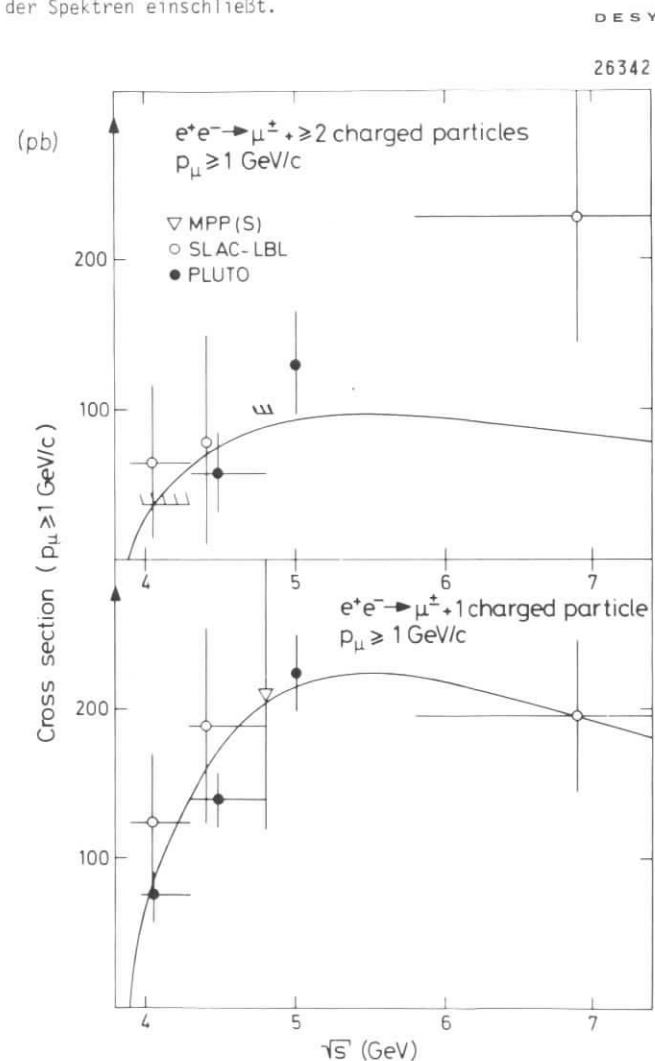


Abb. 15 PLUTO, MPP(S), SLAC-LBL: Anomale  $\mu$ -Erzeugung bei Schwerpunktsenergien zwischen 4 und 7 GeV. Die SLAC-LBL-Daten sind unter der Annahme von V-A-Wechselwirkung auf einen Impulsschnitt von 1 GeV/c skaliert. Die MPP(S)-Daten sind unter der Annahme von Isotropie auf den vollen Raumwinkel extrapoliert. Die durchgezogene Kurve ist ein Angleich des Standardmodells an die PLUTO-Daten.

b) Elektronen

Inklusive Elektronerzeugung in  $e^+e^-$ -Annihilation wurde von DASP<sup>13),29)</sup>, DELCO<sup>17)</sup> und der Blei-Glas-Wand (SLAC-LBL)<sup>21)</sup> untersucht.

- DASP liefert mit einer Kombination von Cerenkov-, TOF- und Schauerzählern den besten Elektronnachweis mit der niedrigsten Impulsschwelle von 100 MeV/c, jedoch mit begrenztem Raumwinkel
- Ähnliche Nachweismethoden verwendet DELCO, jedoch fehlt die TOF-Messung, die bei DASP saubere Elektronspektren unterhalb 300 MeV gewährleistet. Im Vergleich zu DASP überdeckt DELCO einen sehr viel größeren Raumwinkel
- Die Blei-Glas-Wand ist bei der Elektron-Identifizierung auf die Bleiglaszähler allein angewiesen. Daher sind Impulsschnitt ( $\geq 300$  MeV/c) und Hadron-Verwechslung (1-2%) relativ hoch.

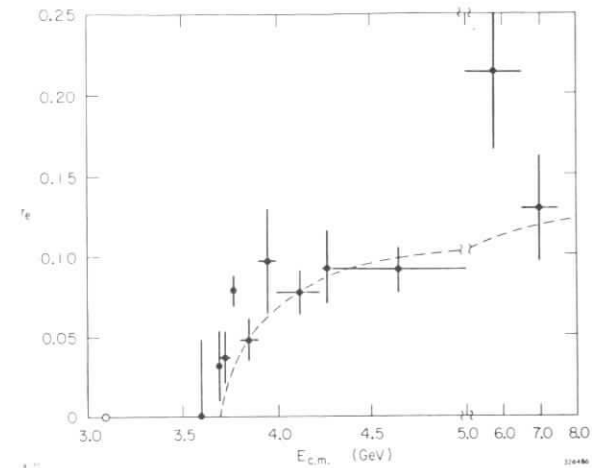
Um QED-Prozesse zu unterdrücken, wird in allen Experimenten ein Akoplanaritätsschnitt auf die Zweispurereignisse gemacht. Zusätzlich wird mindestens eine Spur ohne Schauer im Detektor verlangt.

Fig. 16 zeigt eine Zusammenstellung der Zweispur- und Mehrspurdaten von DELCO in der Darstellung

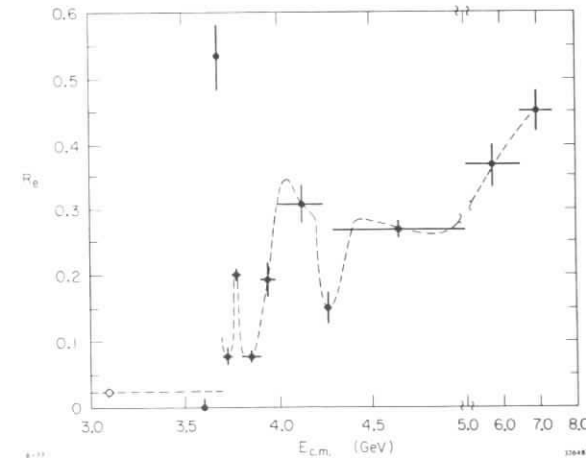
$$R_e = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow e^+ + X)}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)}$$

in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie. Während die Zweispurdaten einen flachen Verlauf zeigen, und nur bei der 3.77-Resonanz von der Voraussage des schweren Leptons (gestrichelte Linie) abweichen, zeigen sich in den Mehrspurdaten starke Schwankungen, die etwa dem Verlauf von  $\sigma_{tot}$  folgen.

Wie die Elektron-Spektren von DASP (Fig.7a und b) demonstrieren die Anregungskurven von DELCO sehr deutlich, daß zwei Komponenten im Elektronspektrum enthalten sind: eine mit großer begleitender Multiplizität, die die Eigenschaften von Charm-Zerfällen zeigt<sup>11)</sup> und eine Zweispurkomponente mit einem ganz anderen



(a)



(b)

Abb. 16 DELCO: Anomale Elektron-Erzeugung zwischen 3.5 und 7 GeV Schwerpunktsenergie in Einheiten von  $\sigma_{\mu\mu}$

a) Zweispurklasse. Die gestrichelte Kurve gibt die Erwartung des Standard-Modells für eine  $\tau$ -Masse von  $1.85 \text{ GeV}/c^2$  wieder

b) Mehrspurklasse. Die Kurve deutet den Datenverlauf für eine feinere Einteilung der Meßpunkte an

Schwellenverhalten, das sehr dem der Myondaten ähnelt. Ein großer Vorteil der Elektrondaten ist natürlich, daß wegen des geringeren Impulsschnitts die Empfindlichkeit nahe der Schwelle viel größer ist als für die inklusiven Myonen. Dafür muß man eine größere Anfälligkeit auf Charmbeiträge in Kauf nehmen, die sich im Gebiet der 3.77-Resonanz auch in den Zweispurdaten zeigen.

Ein ähnliches Energieverhalten zeigen auch die Daten von DASP und SLAC-LBL (Fig.17 und 18).

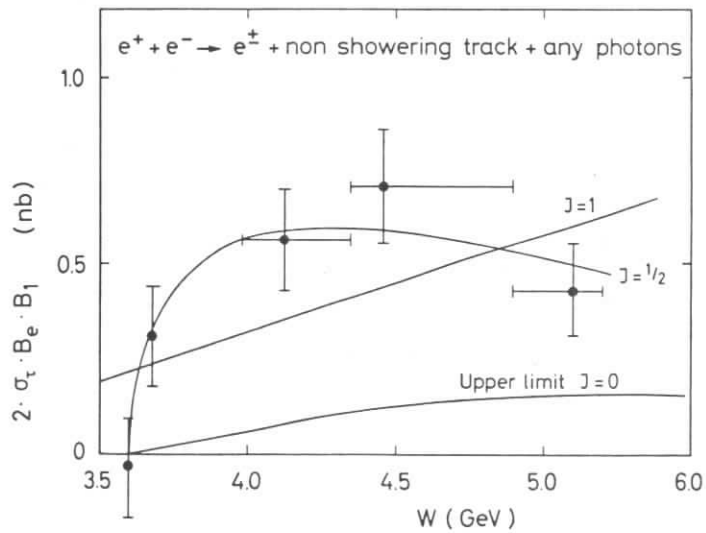


Fig. 2

Abb. 17 DASP: Anomale Elektron-Erzeugung in der Zweispurklasse. Die Kurven zeigen die Erwartung für verschiedene Spins des erzeugten Teilchenpaares (vergl. Kap.VI.4).

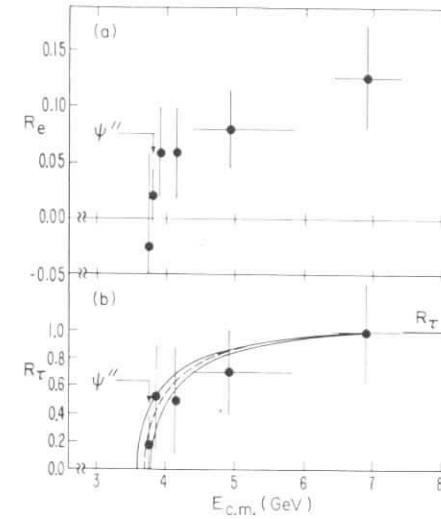


Abb. 18 Blei-Glas-Wand: Anomale Elektron-Erzeugung in der Zweispurklasse.

- a) Inklusive Verteilung in Einheiten von  $\sigma_{\text{tot}}$ .  
 b)  $R_{\tau} = \sigma_{\tau\tau} / \sigma_{\text{tot}}$ . Aus a) unter der Annahme von  $\text{BR}(e) = 18.6\%$  und  $\text{BR}(1\text{-Spur}) = 85\%$  berechnet. Die Kurven geben die Erwartung des Standard-Modells für eine  $\tau$ -Masse von 1.8, 1.85 und 1.9  $\text{GeV}/c^2$  wieder.

IV. Hinweise auf ein schweres Lepton1. Standardmodell

In diesem Kapitel sollen die Daten genauer daraufhin untersucht werden, ob sie alle von der gleichen Quelle herrühren und ob diese Quelle wirklich ein neues Teilchen, das "Schwere Lepton" ist. Wenn im folgenden die Daten mit der Theorie verglichen werden, wird - falls nicht anders vermerkt - das Standardmodell eines schweren Leptons der Masse  $1.9 \text{ GeV}/c^2$  angenommen, das mit einem masselosen Neutrino und V-A Struktur an den herkömmlichen schwachen Strom koppelt. Die Masse von  $1.9 \text{ GeV}/c^2$  wird durch die inklusiven Myon-Daten nahegelegt. Andererseits zeigen jedoch die Elektron-Daten, die wegen des geringeren Impulsschnittes an der Schwelle empfindlicher sind, eine deutliche Tendenz zu kleineren Massen. Ich werde daher immer dann, wenn der Massenparameter entscheidend eingeht, die Auswirkungen einer geringeren Masse diskutieren.

2. Elastische Produktion eines Teilchenpaares

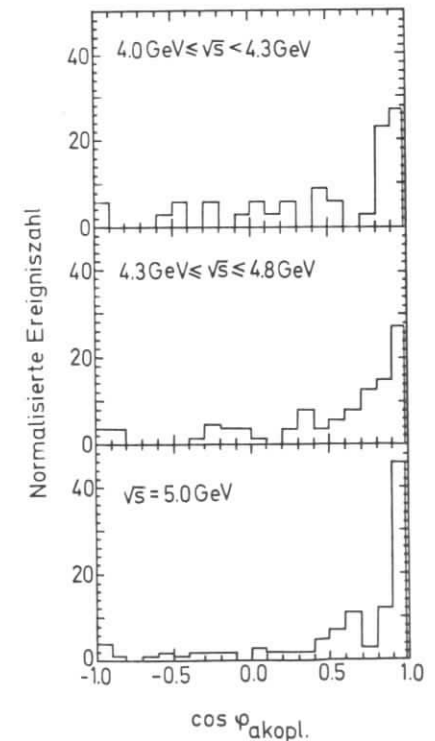
Die elastische Produktion eines Paares schwerer Leptonen hat einige einfache kinematische Konsequenzen, die im Folgenden untersucht werden sollen.

a) Schwellenverhalten

In Kapitel III hatten wir bereits gesehen, daß alle Daten zur anomalen Leptonerzeugung, soweit sie dem schweren Lepton zugeschrieben werden, das gleiche, für die Paarerzeugung schwerer, punktförmiger Fermionen charakteristische Verhalten zeigen. Insbesondere zeigt sich dieses Verhalten für alle inklusiven Zweispur-Daten. Die Masse des neuen Teilchens ergibt sich aus diesem Schwellenverhalten zu etwa  $1.8$  bis  $1.9 \text{ GeV}/c^2$ .

b) Kollinearität

Abb. 19 PLUTO: Akoplanaritäts-Verteilung der Zweispurereignisse mit anomalen Myonen für drei Energiebereiche.



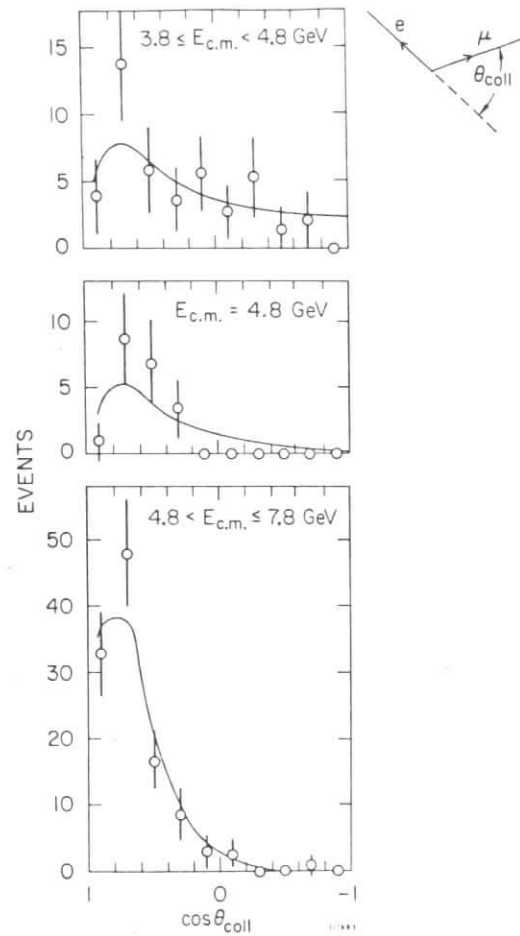
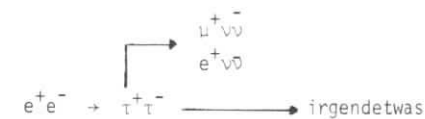


Abb. 20 SLAC-LBL: Kollinearitäts-Verteilung der  $\mu e$ -Ereignisse in drei Energiebereichen. Die Kurven geben die Erwartung des Standardmodells wieder.

Elastische Paarerzeugung in der  $e^+e^-$ -Annihilation ist natürlich kollinear. Zerfallen beide Teilchen unabhängig und ohne Erinnerung an den Erzeugungsvorgang, erwartet man, daß mit steigender Schwerpunktsenergie auch die Zerfallsprodukte durch den "Lorentz-boost" immer stärker in gegenläufige Richtung gezwungen werden. Abb. 19 zeigt die Kollinearitätsverteilung der Zweispurereignisse von PLUTO für verschiedene Energie-Intervalle. Tatsächlich sieht man eine deutliche Schrumpfung der Verteilungen mit steigender Energie. Noch augenfälliger ist der Effekt in den  $\mu e$ -Daten von SLAC-LBL<sup>5)</sup>, auf die gleich noch genauer eingegangen wird. Abb. 20 zeigt die Kollinearitätsverteilung für drei Energieintervalle in guter Übereinstimmung mit den Erwartungen des Standardmodells.

### c) Impulsspektren

Den wohl wichtigsten Hinweis auf die Existenz eines neuen Leptons liefern jedoch die Impulsspektren der Myonen und Elektronen. Falls die anomalen Leptonen, die in Kap. III beschrieben wurden, tatsächlich vom Zerfall eines neuen Leptons stammen, sollten ihre (schwachen) Zerfallseigenschaften natürlich vollständig vom (elektromagnetischen) Erzeugungsvorgang entkoppelt sein.



Insbesondere sollten die Leptonspektren gleich und unabhängig vom begleitenden Ereignis sein. Außerdem kann das Zerfallsspektrum berechnet werden, wobei nur die Masse des schweren Leptons als wesentlicher Parameter eingeht<sup>34)</sup>.

In den Abb. 21, 22 und 23 sind die Impulsspektren aus den inklusiven Messungen von PLUTO und DASP gezeigt. Alle Spektren sind gut mit dem Standardmodell zu beschreiben. Ein Vergleich der Zwei- und Mehrspurdaten von PLUTO zeigt die



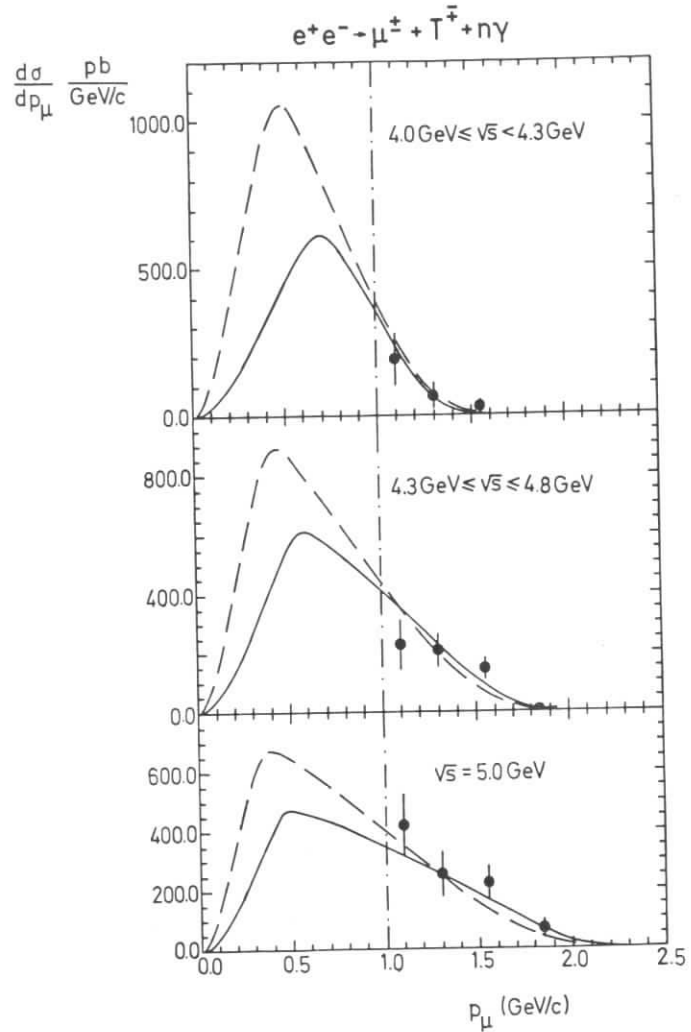


Abb. 21 PLUTO: Myon-Impulsverteilungen in der Zweispurklasse für drei verschiedene Energiebereiche. Die Kurven zeigen die Erwartung für ein Standardmodell mit V-A (volle Kurve) und V + A (gestrichelte Kurve).

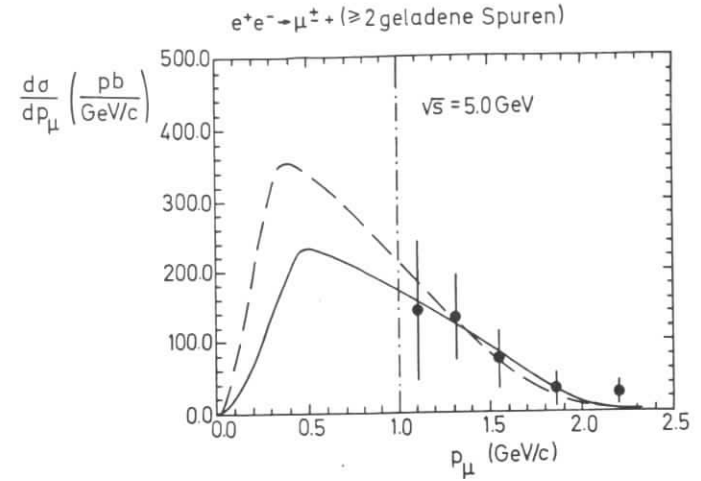


Abb. 22 PLUTO: Myon-Impulsverteilung in der Mehrspurklasse bei 5 GeV Schwerpunktsenergie. Die Kurven zeigen die Erwartung für ein Standardmodell mit V-A (volle Kurve) und V+A (gestrichelte Kurve).

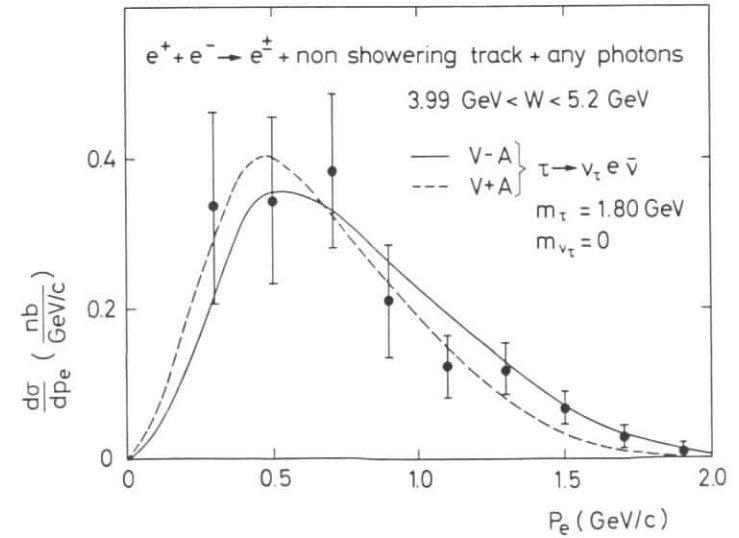


Abb. 23 DASP: Elektron-Impulsverteilung in der Zweispurklasse. Die Kurven zeigen die Erwartung für ein Standardmodell mit V-A (volle Kurve) und V+A (gestrichelte Kurve).

erwartete Übereinstimmung. Das Spektrum von DASP wird über den ganzen Impulsbereich sehr gut vom Standardmodell wiedergegeben.

Eine Besonderheit, die auf dem gleichen kinematischen Effekt wie die schrumpfenden Kollinearitätsverteilungen beruhen, zeigen noch die PLUTO-Daten: Mit zunehmender Energie schiebt sich das Lepton-Spektrum zu höheren Impulsen, ein weiterer klarer Hinweis auf die elastische Paarproduktion.

### 3. Dilepton-Ereignisse

Eine sehr klare - historisch daher auch die erste<sup>5)</sup> - Signatur für ein schweres Lepton sind die Ereignisse, in denen zwei leptonische Zerfälle auftreten

$$e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^- \begin{cases} \rightarrow l^+\nu_l \\ \rightarrow l^-\bar{\nu}_l \end{cases} \quad l = e, \mu$$

Dabei ist der gemischte Fall mit einem Elektron und einem Myon im Endzustand

$$e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow e^+\mu^{\bar{}} + \text{fehlende Energie}$$

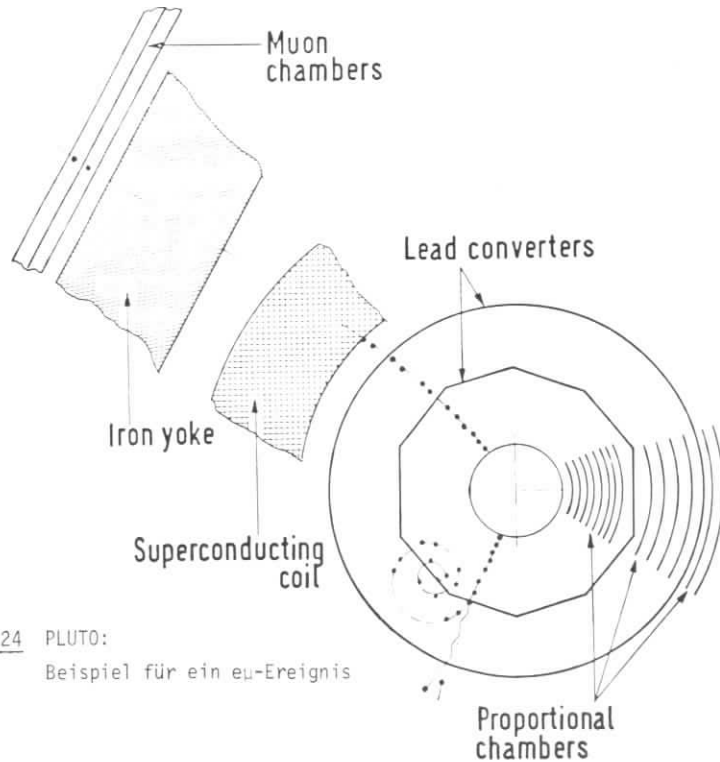
die beste Signatur, weil nur kleine QED Beiträge zu erwarten sind, z.B. aus dem Kanal  $\mu e e e$ , wenn ein  $\mu e$  Paar im Detektor verlorengeht. Der Untergrund aus gleichzeitiger Fehlinterpretation des Elektrons und Myons kann dabei auch bei mäßiger Lepton-Identifikation klein gehalten werden.

Die SLAC-LBL<sup>5)</sup> und PLUTO<sup>6)</sup>-Daten lieferten als komplementäre Datensätze\* den ersten überzeugenden Beweis für ein neues Lepton. Inzwischen gibt es  $\mu e$ -Daten auch von DASP und von der "Blei-Glas-Wand". Tabelle II gibt eine Zusammenstellung der Daten.

\* Die SLAC-LBL Daten hatten sehr gute Statistik, während die PLUTO-Daten sehr wenig Untergrund hatten

Tabelle II Zusammenstellung der  $\mu e$ -Ereignisse<sup>a)</sup>

Gruppe	Impulsschnitte (GeV/c)	Zahl der Ereignisse	Untergrund	Ref.
SLAC-LBL	$p_e > 0.65$ $p_\mu > 0.65$	190	46	5
PLUTO	$p_e > 0.3$ $p_\mu > 1.0$	23	$\leq 2$	6
Blei-Glas-Wand	$p_e > 0.4$ $p_\mu > 0.65$	22	0.4	21
DASP	$p_e > 0.2$ $p_\mu > 0.7$	13	$1.2 \pm 0.4$	13

Abb. 24 PLUTO:  
Beispiel für ein  $e\mu$ -Ereignis

In Abb. 24 ist als Beispiel ein  $\mu e$ -Ereignis im PLUTO-Detektor gezeigt. Das Bild verdeutlicht nochmal den Nachweis des Myons, welches das Eisenjoch durchdringt, und des Elektrons, welches Bremsstrahlung und Schauer im Blei erzeugt.

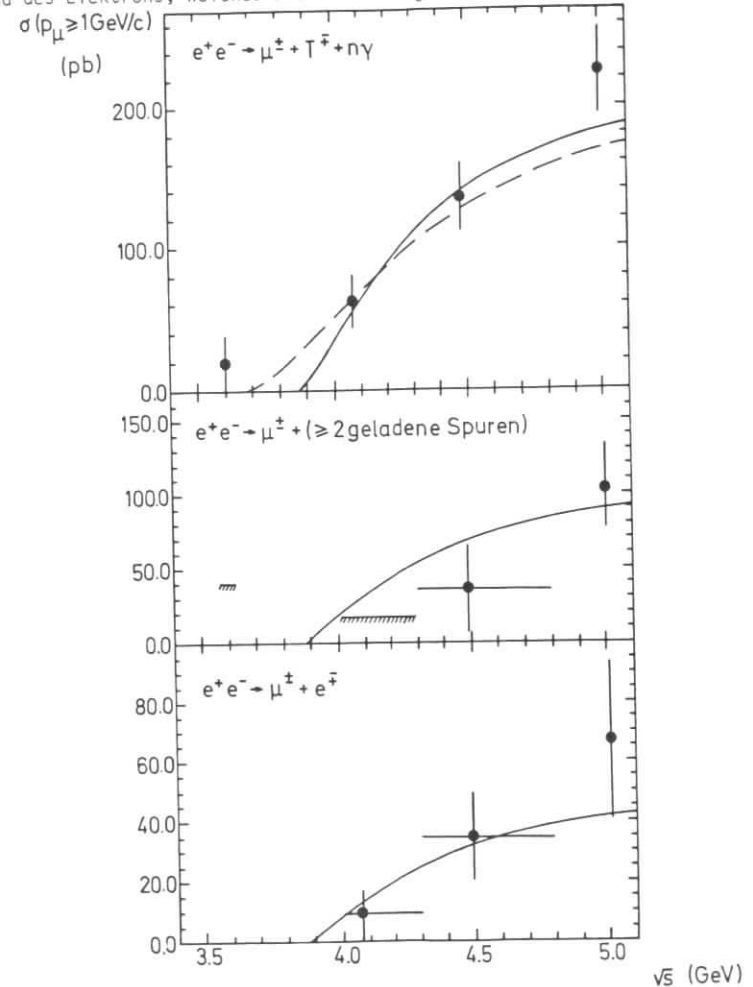


Abb. 25: PLUTO: Wirkungsquerschnitt für die anomale  $\mu$ -Erzeugung mit einem  $\mu$ -Impulsschnitt von 1 GeV/c  
 a) Zweispurklasse  
 b) Mehrspurklasse  
 c)  $\mu e$ -Ereignisse  
 Die durchgezogene Linie zeigt das Standardmodell für V-A, die gestrichelte für V+A

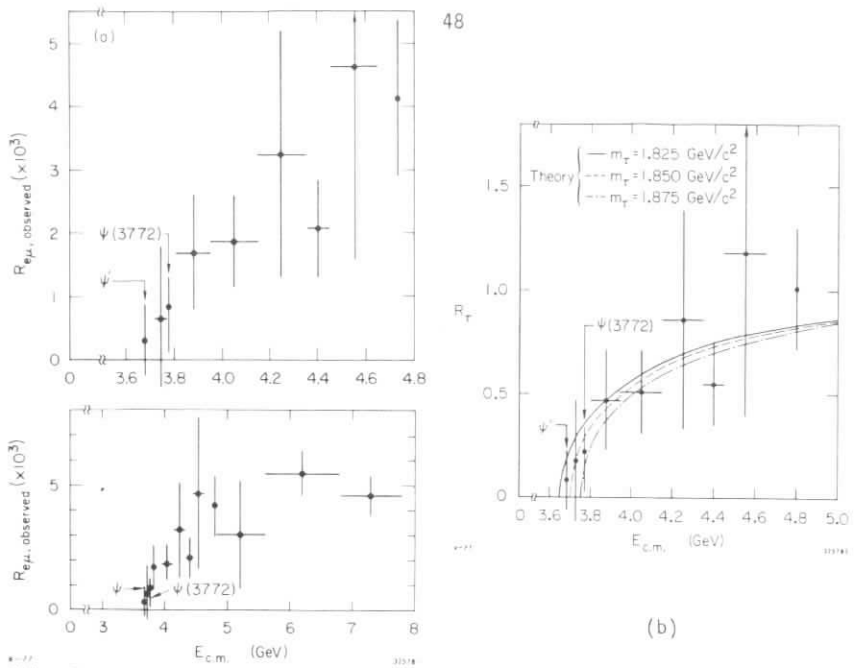


Abb. 26 SLAC-LBL: Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung von  $\mu e$ -Ereignissen  
 a) gesehener Wirkungsquerschnitt in Einheiten von  $\sigma_{\mu\mu}$   
 b)  $R_T = \sigma_{T\tau\tau}/\sigma_{\mu\mu}$  aus a) berechnet mit  $BR(e) = BR(\mu) = 18.6\%$

Die Energieabhängigkeiten der PLUTO und SLAC-LBL Ereignisse sind in Abb. 25 und 26 wiedergegeben. Beide Datensätze zeigen dasselbe typische Schwellenverhalten wie die inklusiven Daten. Das wird besonders deutlich an den PLUTO-Daten, die in Abb. 25 zusammen mit den inklusiven Zwei- und Mehrspurwirkungsquerschnitten gezeigt sind. Alle Daten sind gut mit dem Standardmodell verträglich.

Nicht nur die Wirkungsquerschnitte, sondern auch die Impulsspektren verdeutlichen, daß den  $\mu e$ -Daten das gleiche Phänomen zugrunde liegt wie den inklusiven Daten. Fig. 27 zeigt das Impulsspektrum der Elektronen aus den PLUTO-Ereignissen, Fig. 28 das kombinierte Impulsspektrum von  $\mu$  und  $e$  aus den SLAC-LBL-Daten in einer skalierten Impulsvariablen  $r$  (siehe Bildunterschrift). Die gute Überein-

stimmung mit den Erwartungen des Standardmodells zeigt wieder, daß die Impulsspektren unabhängig vom speziellen Ereignistyp sind - wie bereits erwähnt, ein sehr wichtiges Argument für die elastische Produktion und die erwartete Faktorisierung zwischen Erzeugung und Zerfall.

Es sei nochmals darauf hingewiesen, daß die Daten in guter Übereinstimmung mit dem Dreikörperzerfall des Standardmodells, jedoch im Widerspruch zu einem Zweikörperzerfall der Primärteilchen stehen (Fig. 28).

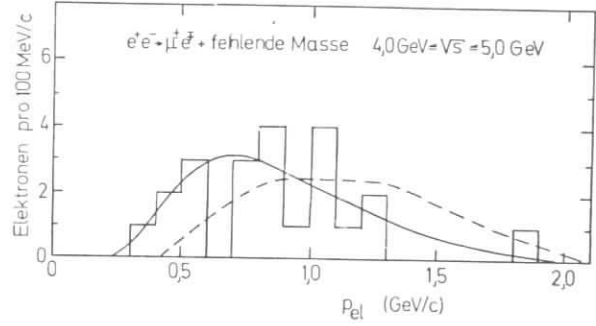


Abb. 27 PLUTO: Elektron-Spektrum der  $\mu e$ -Ereignisse.  
 Die Kurven zeigen die erwarteten Verteilungen für einen (V-A)-Dreikörperzerfall (durchgezogen) und einen Zweikörperzerfall ohne Korrelationen (gestrichelt) eines Objektes der Masse  $1.9 \text{ GeV}/c^2$ .

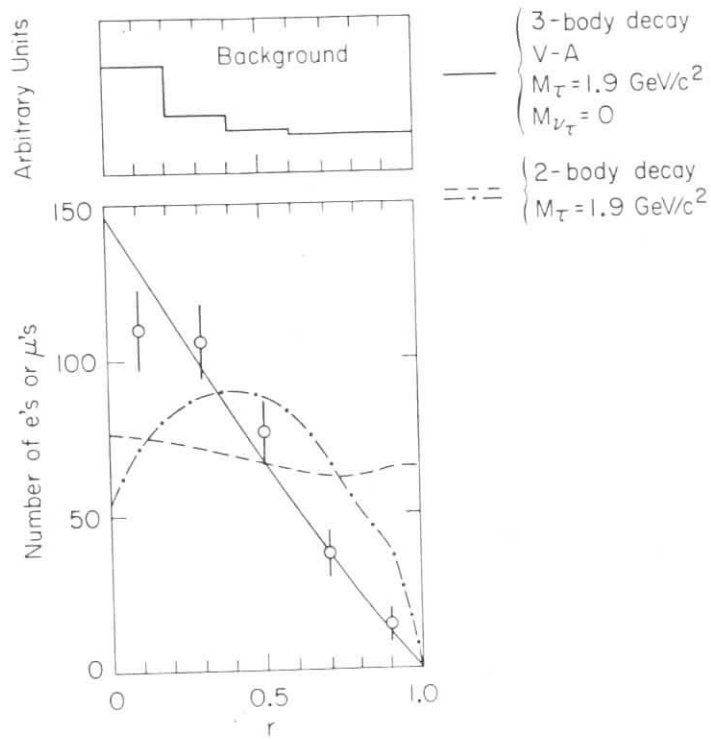


Abb. 28 SLAC-LBL: Verteilung des skalierten Impulses

$$r = \frac{p - 0.65}{p_{\max} - 0.65}, \quad p \text{ (GeV}/c)$$

für  $\mu$  und  $e$  aus den  $\mu e$ -Ereignissen im Energiebereich  $3.8 < \sqrt{s} < 7.8 \text{ GeV}$ . Die Erwartung für Dreikörperzerfall (durchgezogen), Zweikörperzerfall mit und ohne Spin-Korrelation (punkt-gestrichelt und gestrichelt) ist eingezeichnet

### Nichtgesehene Teilchen

Ein auffälliges Merkmal aller  $\mu e$ -Ereignisse ist die große fehlende Masse - typisch  $MM^2 \geq 3 (\text{GeV}/c^2)^2$  in den PLUTO-Daten - und die große fehlende Energie (typisch  $> \sqrt{s}/2$ ). Außerdem zeigen die Zerfallsspektren, daß jedes gesehene Lepton von zwei weiteren Teilchen begleitet wird. Diese Beobachtungen lassen sich nur dadurch erklären, daß es mindestens zwei zusätzliche Teilchen gibt, die im Detektor nicht gesehen worden sind.

Um die Natur dieser ungesehenen Teilchen experimentell aufzuklären, betrachten wir die Reaktionen



wo  $X$  für  $\geq 2$  geladene Teilchen,  $\geq 2\pi^0$  oder  $\geq 2\gamma$  steht. Solche Ereignisse sollten natürlich fehlen, wenn unser Standardmodell eines schweren Lepton richtig ist. Tatsächlich treten solche Prozesse ( $\mu e X$ ) in den Daten nicht oder nur im Rahmen des erwarteten Untergrundes auf<sup>5,6</sup>). Daraus läßt sich die Wahrscheinlichkeit dafür abschätzen, daß  $\mu e$ -Ereignisse dadurch vorgetäuscht werden, daß  $X$  im Detektor nicht nachgewiesen wird<sup>5</sup>). Die PLUTO-Daten ergeben als beste obere Grenze 9% (90% C.L.), wobei bereits der gefährlichste Fall eingeschlossen ist, daß zwei  $K^0$ -Mesonen zusätzlich erzeugt werden<sup>6</sup>). (Dieser Fall wird in Kap. V im Zusammenhang mit Charm genauer diskutiert).

Folglich müssen die fehlenden Teilchen in den meisten Ereignissen Neutrinos oder Neutronen sein. In Kapitel VI wird sich zeigen, daß man aus der Form der Lepton-Spektren eine obere Grenze von weniger als 500 MeV (300 MeV aus anderen Überlegungen) auf die Masse der begleitenden Teilchen angeben kann. Damit scheidet das Neutron aus und nur die bekannten Neutrinos oder neutrinoähnliche neue Teilchen kommen zur Erklärung der Daten in Betracht.

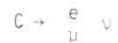
## V. Andere Erklärungen

### 1. Charm

Das Hauptargument gegen eine Interpretation der Daten mit der Hypothese eines schweren Leptons ist immer wieder aus der Überlegung gekommen, daß vielleicht doch eine Fehlinterpretation von Charm-Zerfällen vorliegt. Die Vermutung liegt auf den ersten Blick nahe, weil beide Phänomene fast mit gleicher Schwelle in  $e^+e^-$ -Vernichtung auftreten. Tatsächlich dachte man zunächst an Charm, als die ersten Gerüchte über  $\mu e$ -Ereignisse bei SLAC aufkamen.

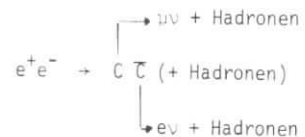
Alle Einwände in dieser Richtung sind häufig diskutiert und immer wieder entkräftet worden<sup>5,6,8</sup>). Ich möchte mich daher auf die wichtigsten Argumente gegen Charm als Quelle der  $\mu e$ -Daten beschränken.

- Die  $\mu e$ -Ereignisse könnten aus Charm-Mesonen C stammen, die leptonisch gemäß



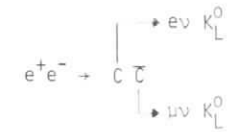
zerfallen. Diese Möglichkeit wird jedoch aus den Leptonenspektren ausgeschlossen, die mit Zweikörperzerfällen nicht verträglich sind.

- Eine andere Möglichkeit für die  $\mu e$ -Endzustände wären semi-leptonische Charm-Zerfälle



bei denen alle Hadronen dem Nachweis im Detektor entgehen. Diese Möglichkeit wurde in Kap. IV.3 diskutiert und führte zu einer oberen Grenze, die auch auf diesen Fall anwendbar ist: höchstens 9% (90% C.L.) der  $\mu e$ -Ereignisse können aus dieser Quelle stammen.

Diese Grenze enthält bereits den ungünstigsten Fall, daß zwei Charm-Mesonen elastisch erzeugt werden und in  $K_L^0$  zerfallen.



Da  $K_L^0$  im Detektor nicht nachgewiesen wird, könnten im Prinzip alle  $\mu e$ -Ereignisse aus dieser Reaktion stammen. Dann müßten jedoch dreimal soviel Zerfälle mit mindestens einem  $K_S^0$  auftreten. Es müßten also sehr viele Ereignisse der Form ( $e\mu$  + Hadronen) gesehen werden, im Gegensatz zum experimentellen Befund.

Charm scheidet also als Erklärung für die überwiegende Zahl (> 90%) der  $\mu e$ -Ereignisse aus. Diese Überlegung läßt sich auch auf die inklusiven  $\mu$ -Daten übertragen<sup>6a</sup>). Eine ähnliche Grenze von höchstens 12% Charm-Beiträgen läßt sich auch für die anomalen Elektron-Zweispurereignisse (ohne Photon) von DASP angeben<sup>29</sup>).

## 2. Higgs Bosonen

Als mögliche Erklärung für die  $\mu e$ -Ereignisse wurden auch Higgs Bosonen vorgeschlagen<sup>30)</sup>. Ein geladenes Higgs Boson  $H^\pm$  könnte in ein neutrales  $H^0$  geringer Masse und zwei Leptonen zerfallen und damit die richtige Form der Leptonenspektren erzeugen. Diese Hypothese läßt sich jedoch über den Erzeugungsprozeß ausschließen, der - wie in Kap. VI gezeigt wird - mit einem Spin 0 für das erzeugte  $H^\pm$ -Paar unvereinbar ist.

## 3. Quarks

Es gibt Ansätze, die anomalen Lepton-Daten mit stark wechselwirkenden Leptonen<sup>31)</sup> (Lepto-Quarks) oder Quarks mit ganzzahliger Ladung zu erklären<sup>32)</sup>. Sieht man einmal davon ab, daß allgemein wenig Neigung besteht, solche Konzepte aufzugreifen, gibt es aus den vorhandenen Daten keine eindeutigen Hinweise für oder gegen solche Erklärungen. Das liegt vor allem daran, daß die Verzweungsverhältnisse in semileptonische Kanäle mit geladenen Leptonen und Hadronen im Endzustand noch sehr ungenau gemessen sind.

Gerade diese Verzweungsverhältnisse, die in der Größenordnung von einigen Prozent der rein leptonischen Zerfälle vorhergesagt werden, sind aber der entscheidende Test für die genannten Modelle. Die Experimente setzen bisher nur obere Grenzen von ca. 30% (vergl. Kap. V.1 und VII).

Das Modell der ganzzahlig geladenen Quarks läßt sich darüber hinaus in den Vorhersagen für semileptonische Zerfälle des Typs

$$q \rightarrow \nu + \text{Hadronen}$$

mit den Daten vergleichen. Da der Zerfall als Stufenprozeß über ein Vektorgluon  $V$  ablaufen soll

$$q \rightarrow \begin{array}{c} V + \nu \\ | \\ \text{Hadronen} \end{array}$$

erwartet man, daß die hadronischen Endzustände alle die gleiche invariante Masse  $M_V$  haben. Die Messungen zeigen jedoch (Kap. VII), daß die geladenen Zweipion- und Dreipion-Systeme in den anomalen Leptonendaten verschiedene Massen haben.

## VI. Eigenschaften des schweren Leptons

### 1. Masse

Da an allen beobachteten Zerfällen des schweren Leptons Neutrinos beteiligt sind, scheidet eine direkte Massenbestimmung natürlich aus. Eine prinzipiell einfache Methode besteht jedoch darin, die Schwelle für die Paarproduktion zu messen (Kap.III). Indirekter sind bereits Methoden, in denen Zerfallseigenschaften ausgenutzt werden, wie z.B. das Impulsspektrum der Leptonen, die Kollinearitätsverteilung in  $\mu e$ -Ereignissen oder eine Kombination von beidem, die einer Transversalimpulsbestimmung im Zerfall gleichkommt.

Die drei letzten Methoden wurden auf die SLAC-LBL-Daten<sup>5)</sup> angewandt und ergaben Werte zwischen  $M_\tau = 1.85$  bis  $1.91 \text{ GeV}/c^2$  mit statistischen Fehlern von etwa  $0.1 \text{ GeV}/c^2$  <sup>a)</sup>.

Aus den inklusiven Myonaten von PLUTO<sup>6)</sup> im Energiebereich zwischen 3.6 und 5 GeV läßt sich die Schwelle und damit die Masse  $M_\tau$  bestimmen. Da jedoch das Impulsspektrum nur oberhalb 1 GeV/c gemessen ist, geht die Extrapolation nach kleinen Impulsen in das Ergebnis ein. Diese Extrapolation ist wiederum von der Art der schwachen Kopplung des  $\tau$  abhängig. Die absolut normalisierten Impulsspektren der Abb.21 wurden daher unter der Annahme von V+A oder V-A Kopplung am  $(\tau-\nu_\tau)$ -Vertex an die Erwartungen der Hypothese des schweren Leptons angeglichen. Dabei ergibt sich als vorsichtige Abschätzung

$$M_\tau = 1.9 \pm 0.1 \text{ GeV}/c^2$$

wenn man nur die Annahme macht, daß ein punktförmiges Spin - 1/2 - Teilchen mit beliebiger V,A-Kopplung an ein Neutrino von weniger als  $1 \text{ GeV}/c^2$  Masse koppelt. Die Aussage wird präziser, sobald man die Annahmen verschärft. So ergibt sich unter Annahme eines masselosen Neutrinos

$$M_\tau = 1.82 \pm 0.08 \text{ GeV}/c^2 \text{ für V+A}$$

und

$$M_\tau = 1.93 \pm 0.05 \text{ GeV}/c^2 \text{ für V-A}$$

Kopplung<sup>6, 33)</sup>.

In neueren Messungen von DASP, DELCO und der Blei-Glas-Wand (Fig.16 bis 18) für die anomale Elektronproduktion in Zweipurereignissen liegt der Impulsschnitt wesentlich tiefer. Dadurch erfassen die Daten praktisch das ganze Elektronspektrum und sind unempfindlich gegen spezielle Modellannahmen für die Form der schwachen Kopplung. Außerdem sind diese Experimente auch sehr nahe an der Schwelle, wo natürlich kleine Leptonimpulse auftreten, noch empfindlich. Alle drei Datensätze zeigen eine klare Tendenz zu Massen kleiner als  $1.9 \text{ GeV}/c^2$ . Bei den SLAC-Daten basiert die Aussage jedoch wesentlich auf Ereignissen, die bei der 3.77 Resonanz gesehen wurden. Da diese Resonanz stark an Charm koppelt, ist der für das schwere Lepton verbleibende Anteil an den Daten schwer abzuschätzen. Viel klarer ist die Situation bei DASP, wo 9 Ereignisse auf der  $\psi'$  (3.7)-Resonanz gesehen wurden, bei einer Untergrundabschätzung von 2 Ereignissen. Die DASP-Daten (Fig.17) liefern damit die beste Messung der  $\tau$ -Masse:

$$M_\tau = 1.80 \pm 0.03 \text{ GeV}/c^2 \quad 13)$$



## 2. Neutrino-Masse

Eine obere Grenze für die Masse des  $\tau$ -Neutrinos läßt sich aus der Form der Impulsspektren herleiten. Je größer die Masse der begleitenden Neutrinos im Zerfall, desto weicher wird das Impulsspektrum der Leptonen, wobei die stärksten Abweichungen im oberen Ende der Impulsverteilung auftreten (Abb.29).

Aus den Daten von PLUTO und SLAC-LBL findet man nach dieser Methode folgende Grenzen:

$$M_{\nu} < 600 \text{ MeV}/c^2 \quad \text{SLAC-LBL}^5)$$

$$M_{\nu} < 520 \text{ MeV}/c^2 \quad \text{PLUTO}^6, 33)$$

Eine Grenze von

$$M_{\nu} < 300 \text{ MeV}/c^2$$

läßt sich aus dem  $(\tau \rightarrow \nu\pi)$ -Zerfall ableiten<sup>33)</sup>

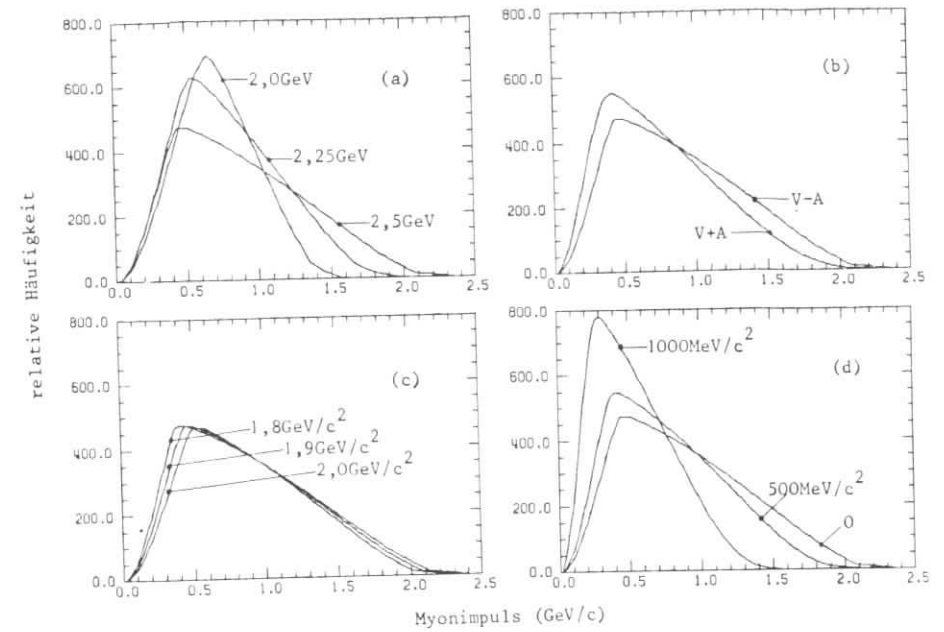


Abb. 29 Form der Impulsspektren der Leptonen im  $\tau$ -Zerfall (Standardmodell,  $\sqrt{s} = 5 \text{ GeV}$ )<sup>25)</sup>

- a) Verschiedene Strahlenergien
- b) Verschiedene (V,A)-Kopplung
- c) Verschiedene  $\tau$ -Massen
- d) Verschiedene  $\nu_{\tau}$ -Massen

### 3. V,A-Struktur der $(\tau-\nu_\tau)$ -Kopplung

Unter der Annahme, daß das  $\tau$  und sein Neutrino mit einer Mischung aus vektoriellem und axialem Anteil an den herkömmlichen schwachen Strom koppelt, läßt sich die (V,A)-Struktur des neuen schwachen Stromes in den leptonischen Zerfällen testen.

Der Lagrangeoperator für

$$\tau \rightarrow \nu_\tau + l + \nu_l, \quad l = e, \mu$$

ist gegeben durch (vergl. II.2)

$$L = \frac{G}{\sqrt{2}} J_\alpha^{\tau^+} J_\alpha^{e^-} + \text{h.c.} \quad \text{mit}$$

$$J_\alpha^{\tau^+} = \nu_\tau \gamma_\alpha [\sin\alpha (1-\gamma_5) + \cos\alpha (1+\gamma_5)] \tau^-$$

wobei  $\alpha$  die Mischung von V- und A-Strömen bestimmt. Danach läßt sich der Zerfall bei vorgegebener (V,A)-Struktur berechnen und mit den Daten vergleichen.

#### Impulsspektren

Abb. 29 zeigt, wie sich als Folge verschiedener V,A-Strukturen kleine Unterschiede in der Form der Impulsspektren<sup>34)</sup> ergeben. Abb. 30 vergleicht die SLAC-LBL-Daten mit den Vorhersagen für V-A mit verschiedenen Neutrino-Massen (durchgezogene Kurven) und V+A (gestrichelte Kurve)<sup>35)</sup>. V-A mit verschwindender Neutrinomasse wird von den Daten bevorzugt (V+A hat nur 5%  $\chi^2$ -Wahrscheinlichkeit, selbst wenn der Datenpunkt bei niedrigen Energien weggelassen wird). Auch eine Analyse derselben Daten von  $\text{Pi}$  und  $\text{Sanda}$ <sup>35)</sup> zeigt, daß V+A unwahrscheinlich ist.

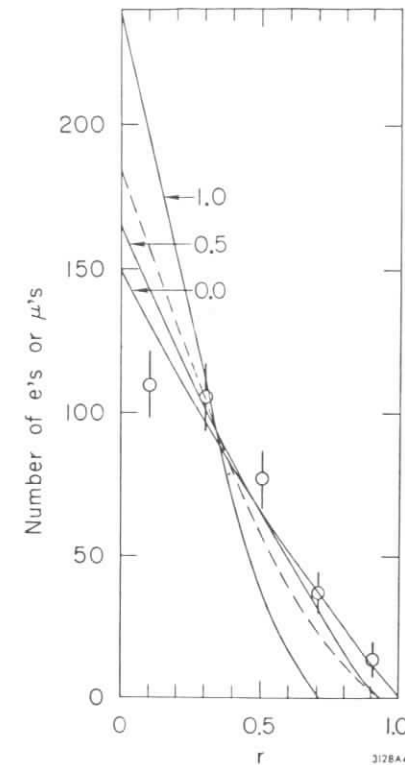


Abb. 30 SLAC-LBL: Verteilung des skalierten Impulses  $r$  (vergl. Abb. 28) im Vergleich zu verschiedenen Vorhersagen: durchgezogen die V-A Hypothese für verschiedene  $\tau$ -Neutrino-Massen, gestrichelt die V+A-Kopplung mit masselosem Neutrino

Auch die PLUTO-Impulsspektren (Abb. 21 und 22) geben eine etwas bessere  $\chi^2$ -Wahrscheinlichkeit für V-A (48% statt 16% für V+A), die Unterschiede sind jedoch nicht signifikant.

#### Korrelationen

Bei der Erzeugung eines schweren Leptonenpaares treten starke Korrelationen auf, ähnlich wie sie von der elektromagnetischen Streuung von Elektronen bekannt sind. Nahe an der Schwelle werden  $\tau^+$  und  $\tau^-$  bevorzugt parallele Spins in Richtung der

Strahlachsen haben. Mit zunehmender Schwerpunktsenergie dreht sich die Spinorientierung in die Richtung des  $\tau^+\tau^-$ -Paares, so daß die  $\tau$ 's im relativistischen Grenzfall mit entgegengesetzten Helizitäten erzeugt werden.

Diese Spin-Korrelationen werden sich im nachfolgenden schwachen Zerfall in einer Impuls-Winkel-Korrelation der Zerfallsprodukte bemerkbar machen. Die Korrelationen hängen empfindlich von der Helizität der neuen Leptonen ab, d.h. von der V,A-Struktur des  $\tau$ -Stromes<sup>10,34,35</sup>).

Die PLUTO-Daten werden gegenwärtig auf solche Korrelationen untersucht. Vorläufige Ergebnisse von Linke u.a.<sup>36</sup>) deuten an, daß möglicherweise keine einfache (V-A)-Struktur vorliegt.

Die Frage nach der V,A-Struktur des  $\tau$ -Stromes kann nach heutigem Stand der Kenntnisse nicht entschieden werden. Während die SLAC-LBL Daten V-A zu bevorzugen scheinen, sprechen einige Aspekte der PLUTO-Daten gegen eine einfache (V-A)-Struktur. Auch sollte man bedenken, daß die Massenbestimmungen aus  $\mu$  und e-Daten unter der Annahme von V-A schlecht zusammenpassen. Selbst wenn V+A aus den SLAC-Daten auszuschließen ist, kann beispielsweise zwischen V-A, reinem V oder reinem A noch nicht entschieden werden.

#### 4. Leptonische Eigenschaften

Viele Autoren haben beschrieben, wie man die leptonische Natur der neuen Teilchen - punktförmige Wechselwirkung und Spin 1/2 - experimentell testen kann<sup>30,35,36</sup>). Wie bereits in Kap. II erwähnt, ist der Wirkungsquerschnitt für die Produktion eines punktförmigen Spin-1/2-Teilchenpaares gegeben durch

$$\sigma_{\tau\tau} = \sigma_{\mu\mu} \cdot \frac{3\beta - \beta^3}{2} \quad (\text{Spin } 1/2)$$

In Kap. III und IV ist bereits wiederholt darauf hingewiesen worden, daß alle verfügbaren Daten in guter Übereinstimmung mit dem vorhergesagten Schwellenverhalten sind.

Die Aussage läßt sich jedoch weiter präzisieren, wenn man die Daten mit den Vorhersagen für Bosonen vergleicht. In diesem Falle erwartet man sowohl anderes Schwellenverhalten als auch andere asymptotische Werte, nämlich

$$\sigma_{00} = 1/4 \sigma_{\mu\mu} \cdot \beta^3 \quad (\text{Spin } 0)$$

$$\sigma_{11} = 3/4 \sigma_{\mu\mu} \cdot \beta^3 \quad (\text{Spin } 1)$$

Die inklusiven Myon-Daten von PLUTO schließen Spin 0 aus, weil der vorhergesagte Wirkungsquerschnitt viel zu klein ist (Faktor 4 gegenüber  $\sigma_{\tau\tau}$ )<sup>32,25</sup>). Zu dem gleichen Ergebnis kommt auch DASP bei der Diskussion der inklusiven Elektron-Daten (Fig. 17). Spin 1 gibt einen sehr schlechten Fit an die DASP-Daten (Fig. 17) und würde mit den anomalen  $\mu$ -Ereignissen von PLUTO nur unter der Annahme verträglich sein, daß das  $\tau$  in mehr als der Hälfte aller Fälle in

$\mu\nu\nu$  zerfällt. Das führt jedoch zu Widersprüchen, weil dann für die übrigen nachgewiesenen Zerfälle in Elektronen oder Hadronen nicht mehr genügend Raum bleibt (Kap. VII).

Um punktförmige Teilchen mit höheren Spins ( $3/2 \dots$ ) auszuschließen, könnte man deren elektromagnetische Kopplung phänomenologisch analog zu Spin  $1/2$  beschreiben. Der vorhergesagte Wirkungsquerschnitt steigt dann jedoch im Schwellengebiet viel stärker an, als es die Daten erlauben<sup>44)</sup>.

#### 5. Lebensdauer

Die Lebensdauer des schweren Leptons wird im Standardmodell zu  $2,3 \cdot 10^{-13}$  sec vorhergesagt<sup>10)</sup>. Bei einer Masse von  $1.8 \text{ GeV}/c^2$  erhöht sich der Wert auf  $3 \cdot 10^{-13}$  sec. Diese Lebensdauer ist einer direkten Zerfallslängenmessung in den vorhandenen Detektoren nicht zugänglich. Jedoch sind Flugwegmessungen in der Größenordnung von mm, wie sie bei PLUTO durchgeführt wurden<sup>33)</sup>, durchaus wichtig im Zusammenhang mit Modellen der Para- und Ortholeptonklasse (Kap. VIII), die z.T. größere Lebensdauer vorhersagen.

Die Methode besteht darin, in einer besonders reinen Klasse von Zweispurereignissen mit anomalen Myonen den Abstand zwischen Strahlachse und extrapolierte Spur zu messen. Eine meßbare Lebensdauer würde diese Abstände gegenüber einer Kontrollmessung aus direkten Spuren verbreitern. Im PLUTO-Experiment wurde keine Verbreiterung gesehen, woraus sich eine obere Grenze von

$$\tau < 0.7 \times 10^{-11} \text{ sec} \quad (95 \% \text{ C.L.})$$

auf die Lebensdauer ableiten läßt<sup>\*</sup>.

\* Der Wert ist gegenüber Ref. 33 inzwischen etwas verbessert worden.

## VII. Verzweigungsverhältnisse

### 1. Leptonische Zerfälle

Da in allen Messungen des  $\tau$ -Zerfalls zwei Verzweigungsverhältnisse zum Tragen kommen - es gibt keine rein inklusiven Messungen - kann man die leptonischen Verzweigungsverhältnisse  $BR(e)$  und  $BR(\mu)$  nur über den Vergleich verschiedener Datensätze oder unter Annahmen über einen der beiden beteiligten Zerfallskanäle ermitteln.

Einen vollständigen Satz von Daten zur gleichzeitigen Bestimmung von  $BR(e)$ ,  $BR(\mu)$  und den Einspur- und Mehrspur-Verzweigungsverhältnissen  $BR(1\text{-Spur})$  und  $BR(\geq 2\text{-Spur})$  liefern die Daten von PLUTO. Wegen des  $\mu$ -Impulsschnitts sind die Ergebnisse von der V,A-Struktur des Zerfalls ( $\tau \rightarrow \mu\nu\nu$ ) abhängig:

	V-A	V+A	
$BR(\tau \rightarrow \mu\nu\nu)$	$15 \pm 3 \%$	$19 \pm 3.5 \%$	PLUTO <sup>6,25)</sup>
$BR(\tau \rightarrow e\nu\nu)$	$16 \pm 6 \%$	$14 \pm 5 \%$	
$BR(\tau \rightarrow 1\text{-Spur})$	$70 \pm 10 \%$	$70 \pm 15 \%$	

Leptonische Verzweigungsverhältnisse werden von allen diskutierten Experimenten angegeben. Dabei werden entweder Annahmen über das Einspur-Verzweigungsverhältnis oder über  $e\mu$ -Universalität gemacht. Gleichheit von  $BR(e)$  und  $BR(\mu)$  wird z.B. bei DASP und SLAC-LBL angenommen, um die leptonischen Verzweigungsverhältnisse aus den  $\mu e$ -Daten zu bestimmen. In beiden Experimenten wird die  $e\mu$ -Universalität jedoch experimentell überprüft und innerhalb der Fehler bestätigt:

$$BR(\mu) : BR(e) = 0.92 \pm 0.32 \quad \text{DASP}^{13)}$$

$$\sigma(ee) : \sigma(e\mu) = 0.5 \pm 0.3 \quad \text{SLAC-LBL}^{8b)}$$

$$\sigma(\mu\mu) : \sigma(e\mu) = 0.6 \pm 0.3$$

Die SLAC-LBL-Werte stammen aus einem Vergleich der angegebenen Dileptonkanäle, die Erwartung bei  $e\mu$ -Universalität ist 0.5 für beide Verhältnisse. Der DASP-Wert wurde durch einen Vergleich der inklusiven  $\mu$ - und e-Daten oberhalb 1 GeV/c gewonnen.

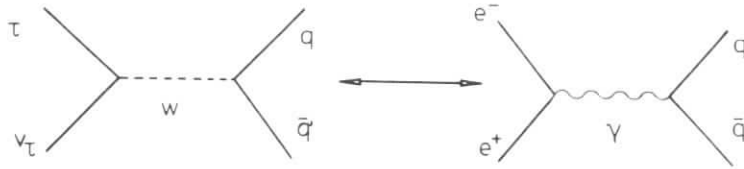
Eine Zusammenstellung aller Ergebnisse wird von Perl<sup>8b)</sup> gegeben. Die Werte reichen von 14 % bis 22 %. Der Weltmittelwert von

$$BR(e) = BR(\mu) = 18 \pm 3 \%^{12)}$$

ist mit den theoretischen Erwartungen des Standardmodells für alle drei Ansätze der Tabelle I gut verträglich.

2. Kontinuumsanteil

Obwohl die leptonischen Zerfälle im Standardmodell genau berechnet werden können, haftet den Verzweungsverhältnissen die Unsicherheit in der Bestimmung der übrigen Kanäle - vor allem des Kontinuumsanteils - an. Vorhersagen darüber stützen sich auf den Zusammenhang zwischen schwacher und elektromagnetischer Quarkpaarerzeugung.



Tsai<sup>10)</sup> leitet die Zerfallsbreite

$$\tau \rightarrow \nu + \text{hadronisches Kontinuum}$$

aus dem hadronischen Wirkungsquerschnitt

$$\sigma_{\text{had}} (e^+e^- \rightarrow \text{Hadronen})$$

ab. Benutzt man das einfache Quarkmodell ohne Farbe so ergeben sich mit

$$\sigma_{\text{had}} = 2/3 \sigma_{\mu\mu} \quad (\text{a})$$

die Werte in Spalte a) der Tabelle I. Spalte b) gibt die Werte für ein Quarkmodell mit Farbe

$$\sigma_{\text{had}} = 3 \times 2/3 \sigma_{\mu\mu} \quad (\text{b})$$

an, während sich Spalte c) auf neuere experimentelle Werte von Frascati im Bereich  $\sqrt{s} < 2 \text{ GeV}$  stützt und

$$\sigma_{\text{had}} = 3 \sigma_{\mu\mu} \quad (\text{c})$$

annimmt.

Nur dieser letzte Wert ist in guter Obereinstimmung mit den Messungen von\*

$$\text{BR}(1\text{-Spur}) = 70 \pm 10 \% \quad \text{PLUTO}$$

$$\text{BR}(1\text{-Spur}) = 65 \pm 11 \% \quad \text{DASP}$$

wenn man annimmt, daß der 1-Spur-Anteil im Kontinuum klein ist.<sup>4,5)</sup>

Tabelle I Zerfälle eines schweren Leptons der Masse  $1.9 \text{ GeV}/c^2$ . (Vergl. S. 9)

Zerfallsart	Zahl der geladenen Teilchen	Erwartete Verzweungsverhältnisse		
		a) Quarkmod. ohne Farbe	b) Quarkmod. mit Farbe	c) gemessenes $\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{Hadronen})$
$\tau^- \rightarrow \nu_\tau e^- \bar{\nu}_e$	1	20.5	16.9	15.1
$\nu_\tau \bar{\mu} \bar{\nu}_\mu$	1	20.1	16.5	14.7
$\nu_\tau \pi^-$	1	10.2	8.4	7.5
$\nu_\tau K^-$	1	0.7	0.5	0.5
$\nu_\tau \rho^-$	1	27.7	22.8	20.3
$\nu_\tau K^{*-}$	1	1.9	1.5	1.4
$\nu_\tau A_1^-$	1,3	10.7	8.8	7.8
$\nu_\tau(\text{hadron.Kont.})$	1,3,5 ...	9.9	24.5	32.7

\* Die Werte sind für V-A, die Abhängigkeit von der (V,A)-Struktur ist jedoch gering.

Aus der Differenz zwischen  $BR(1\text{-Spur})$  und  $BR(\nu_\mu^e)$  kann man in den PLUTO-Daten ein Verzweigungsverhältnis

$$BR(\tau \rightarrow 1 \text{ gel. Hadron}) = 30 \pm 40 \% \text{ PLUTO}^{a)}$$

abschätzen. Zu ähnlichen Ergebnissen kommt auch SLAC-LBL

$$BR(\tau \rightarrow 1 \text{ gel. Hadron}) = 45 \pm 19 \% \text{ SLAC-LBL}^{b)}$$

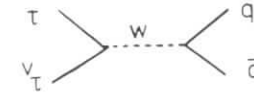
und DASP

$$BR(\tau \rightarrow 1 \text{ gel. Hadron}) = 20 \pm 30 \% \text{ DASP}^{13)}$$

Alle Werte stimmen innerhalb der Fehler untereinander und mit der Theorie überein. Im folgenden sollen die einzelnen Zerfallskanäle genauer betrachtet werden.

### 3. Spezielle Semileptonische Zerfälle

Außer den rein leptonischen Zerfällen erwartet man auch semileptonische Zerfälle des schweren Leptons.



Unter der Annahme, daß das neue Lepton an den konventionellen schwachen Strom koppelt, müßten dabei zwei Arten von Strömen auftreten:

$$\begin{aligned} \text{Vektorstrom (V-Kopplung)} & \quad J^P = 1^- \\ \text{Axialvektorstrom (A-Kopplung)} & \quad J^P = 0^-, 1^+ \end{aligned}$$

Dabei gibt  $J^P$  Spin und Parität der hadronischen Endzustände an, die bei der jeweiligen Kopplung auftreten können. Wegen der Erhaltung des Vektorstroms (CVC) können bei der V-Kopplung keine skalaren Endzustände auftreten (außer mit "Strangeness"). Im Falle der A-Kopplung sind vektorielle und skalare Endzustände erlaubt.

#### a) Vektorstrom

Der Vektorstrom mit  $J^P = 1^-$  führt zur Vorhersage des Zerfalls

$$\tau \rightarrow \nu \rho$$

Unter der Annahme von CVC läßt sich die  $W$ - $\rho$ -Kopplung aus der  $\gamma$ - $\rho$ -Kopplung herleiten.



Für das Verhältnis der  $\rho$ -Breite zur leptonischen Breite ergibt sich<sup>10)</sup>

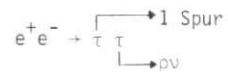
$$\frac{BR(\tau \rightarrow \rho\nu)}{BR(\tau \rightarrow e\nu\nu)} = 3\pi \cos^2\theta_c \left(\frac{M_\rho}{M_\tau}\right)^2 \left(1 - \left(\frac{M_\rho}{M_\tau}\right)^2\right)^2 \left(1 + 2\left(\frac{M_\rho}{M_\tau}\right)^2\right)$$

$$\approx 1.35 \text{ für } M_\tau = 1.9 \text{ GeV}/c^2$$

DASP hat diesen Zerfallskanal in der Reaktion



untersucht, wobei das  $\pi$  im Spektrometer und die zweite Spur und die Photonen im Innendetektor nachgewiesen wurden<sup>13)</sup>. Für die Ereignisse, in denen ein  $\pi^0$  an die beiden Photonen angepaßt werden kann, sind Impuls- und Massenverteilungen des  $\pi^\pm\pi^0$ -Systems in Abb. 31 wiedergegeben. Die Massenverteilungen zeigen eine Häufung beim  $\rho^\pm$ . Da in etwa 40 % der Fälle die zweite Spur als Elektron identifiziert wird, scheiden Multihadron-Ereignisse als Erklärung der Daten aus. Dagegen erklärt der  $(\tau \rightarrow \rho\nu)$ -Zerfall in der Reaktion



sowohl die Elektronhäufigkeit als auch das Impulsspektrum. Für das relative Verzweigungsverhältnis ergibt sich

$$\frac{BR(\tau \rightarrow \rho\nu)}{BR(\tau \rightarrow e\nu\nu)} = 1.41 \pm 0.6$$

in guter Übereinstimmung mit der Erwartung.

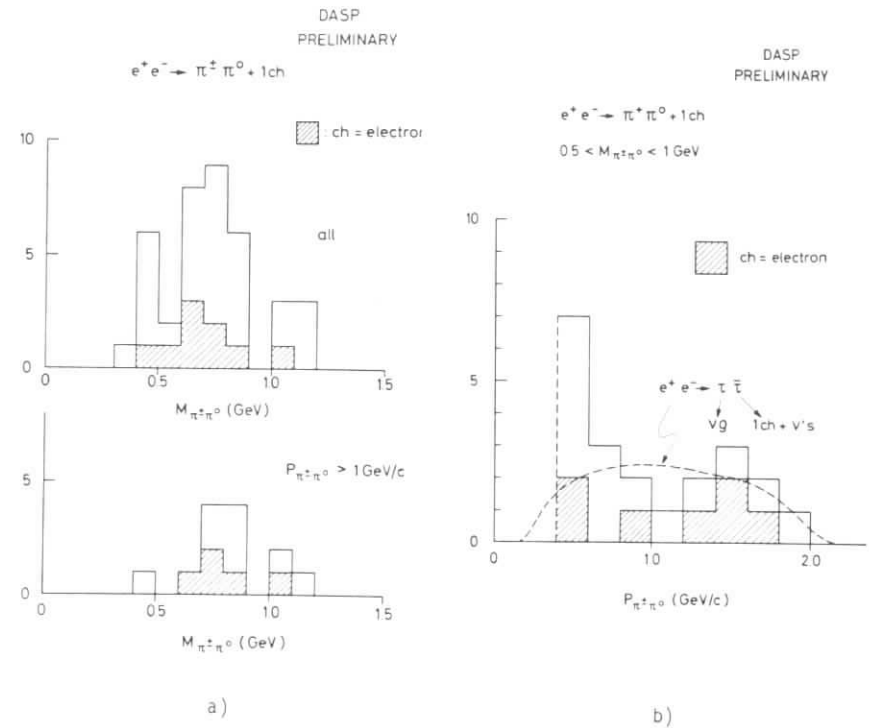


Abb. 31 DASP (vorläufig): Die Reaktion  $e^+e^- \rightarrow \pi^\pm\pi^0 + 1$  geladenes Teilchen  
 a) Massenverteilungen des  $\pi^\pm\pi^0$ -Systems  
 b) Impulsverteilung des  $\pi^\pm\pi^0$ -Systems

b) Axial-Vektor-Strom

Da der Axialvektor-Strom nicht erhalten ist, kann auch die Divergenz - also ein Pseudoskalar - einen Betrag zum hadronischen Strom liefern. Damit sind  $J^P = 0^-$  und  $1^+$  Endzustände erlaubt, also als Kandidaten niedrigster Masse das  $\pi$  und das  $A_1$ .



( $\tau \rightarrow \pi\nu$ )-Zerfall

Der Zerfall in ein Pion ist unter der Annahme konventioneller schwacher Wechselwirkung als "Umkehrung" des ( $\mu \rightarrow \pi\nu$ )-Zerfalls



exakt berechenbar. Die Kopplungskonstante  $f_\pi$  läßt sich aus dem  $\mu$ -Zerfall bestimmen. Für das relative Verzweigungsverhältnis ergibt sich dann<sup>10)</sup>

$$\frac{\text{BR}(\tau \rightarrow \pi\nu)}{\text{BR}(\tau \rightarrow e\nu\nu)} = \frac{12\pi^2 f_\pi^2 \cos^2\theta_c}{M_\tau^2} = 2.08 \frac{M_\rho^2}{M_\tau^2}$$

$$\approx 0.51 \text{ für } M_\tau = 1.9 \text{ GeV}/c^2$$

Leider ist gerade dieses Verhältnis, das aus der Theorie der schwachen Wechselwirkung genau vorhergesagt werden kann, experimentell nicht leicht zugänglich. Die DASP-Daten zu diesem Problem haben sehr kleine Statistik<sup>13)</sup>, vorläufige Ergebnisse deuten jedoch an, daß die ( $\tau \rightarrow \pi\nu$ )-Zerfallsrate möglicherweise kleiner ist als erwartet.

( $\tau \rightarrow A_1\nu$ )-Zerfall

Der zweite Kandidat für einen Axialvektorstrom im  $\tau$ -Zerfall ist das  $A_1$ . Abgesehen davon, daß das  $A_1$  als Resonanz nicht etabliert ist, läßt sich die Zerfallsbreite nur unter zusätzlichen Annahmen über die relative Größe von

Axial- und Vektoranteil im hadronischen Strom (Weinberg-Summenregel) berechnen<sup>10)</sup>.

Für das relative Verzweigungsverhältnis ergibt sich

$$\frac{\text{BR}(\tau \rightarrow A_1\nu)}{\text{BR}(\tau \rightarrow e\nu\nu)} = 3/4 \pi \cos^2\theta_c \left(\frac{M_{A_1}}{M_\tau}\right)^2 \left(1 - \left(\frac{M_{A_1}}{M_\tau}\right)^2\right)^2 \left(1 + 2\left(\frac{M_{A_1}}{M_\tau}\right)^2\right)$$

$$= 0.53 \text{ für } M_\tau = 1.9 \text{ GeV}/c^2$$

Da man für das  $A_1$  einen Zerfall in  $\rho\pi$  erwartet, hat PLUTO in den anomalen  $\mu$ -Mehrsprundaten nach Endzuständen der Form

$$e^+e^- \rightarrow \mu^\pm + \pi^\mp \pi^\pm \pi^\mp + \text{fehlende Masse}$$

gesucht<sup>25)</sup>. Die Ergebnisse sind in Abb. 32 dargestellt. Tatsächlich zeigt sich in der Zweipion-Massenverteilung eine Häufung bei der  $\rho$ -Masse und die ( $3\pi$ )-Massen der Ereignisse aus dem  $\rho$ -Band liegen um 1100 MeV. Auch eine genaue Analyse einer größeren Datenklasse der Reaktion

$$e^+e^- \rightarrow e^\pm + \pi^\mp \pi^\pm \pi^\mp + \text{fehlende Masse}$$

läßt jedoch nicht eindeutig auf die Existenz eines  $A_1$ -Mesons im  $\tau$ -Zerfall schließen<sup>38)</sup>.

Da jedoch ein  $3\pi$  oder  $\rho\pi\pi$ -Zustand im  $\tau$ -Zerfall wegen seiner negativen G-Parität nur  $J^P = 0^-$  oder  $1^+$  haben kann, zeigen die Daten, daß der Vektorstrom allein zur Beschreibung der  $\tau$ -Zerfälle nicht ausreicht (wenn man nur Ströme erster Klasse betrachtet).

$e^+e^- \rightarrow \mu^+ \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^- + \text{fehlende Masse}$

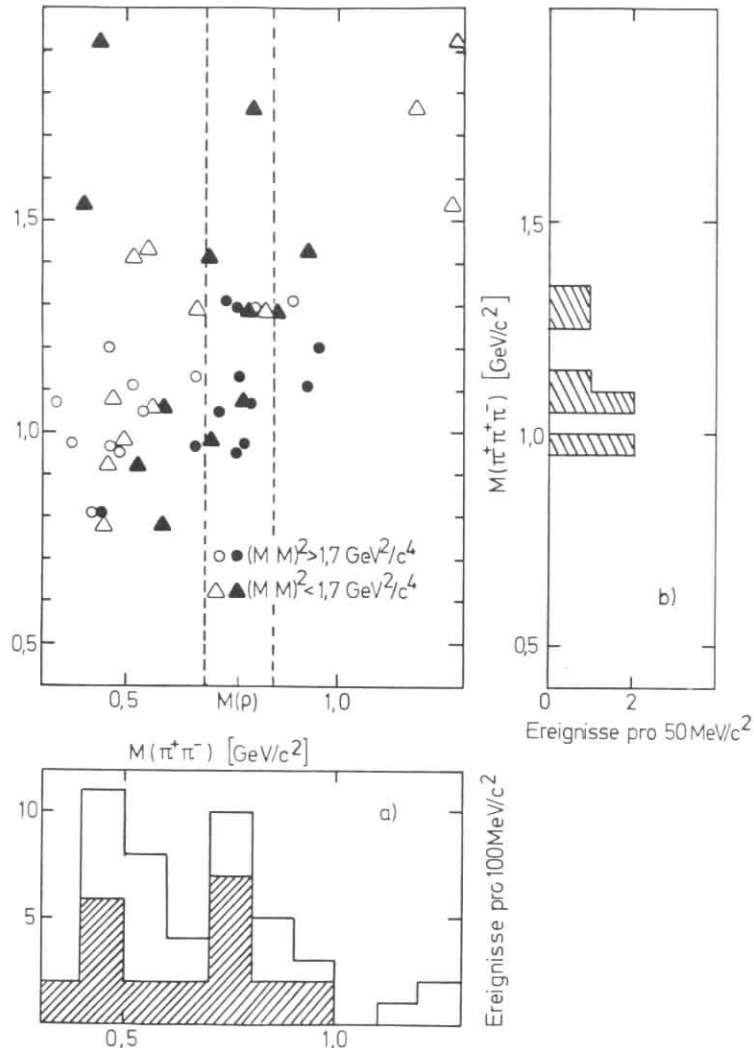
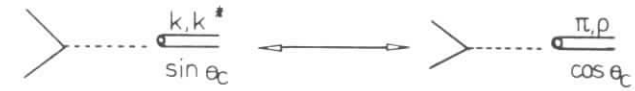


Abb. 32: PLUIO: Die Reaktion  $e^+e^- \rightarrow \mu^+ \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^- + \text{fehlende Masse}$ . Jedes Ereignis wird zweimal eingetragen, das ausgefüllte Symbol kennzeichnet diejenige  $(\pi^+\pi^-)$ -Kombination, die näher an der  $\rho$ -Masse liegt  
 a)  $(\pi^+\pi^-)$ -Massenverteilung. Schraffiert die Verteilung der ausgefüllten Symbole  
 b)  $(\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-)$ -Massenverteilung im  $\rho$ -Band für große fehlende Massen

c) Cabibbo-Winkel im  $\tau$ -Zerfall

In der Theorie der schwachen Wechselwirkung ist die relative Stärke von Strömen, die die "Strangeness" ändern und solchen, die sie erhalten durch den Cabibbo-Winkel  $\theta_c$  gegeben. Im  $\tau$ -Zerfall bedeutet das, daß "Strangeness" im Endzustand mit  $\sin^2\theta_c \approx 5\%$  stark unterdrückt ist



DASP hat dieses Verhältnis untersucht, indem es anomale Elektron-Zweispurereignisse miteinander vergleicht, in denen ein  $\pi$  oder K im Spektrometer nachgewiesen wird. Das Ergebnis

$$\frac{\sigma(K + e + \gamma's)}{\sigma(\pi + e + \gamma's)} = 0.07 \pm 0.06$$

stimmt mit der Vorhersage überein.

#### 4. Seltene Zerfälle

Für eine Reihe von Zerfallskanälen, die im Standard-Modell verboten sind, können aus den verfügbaren Daten obere Grenzen angegeben werden.

So läßt sich aus den PLUTO-Daten für die Reaktion

$$e^+e^- \rightarrow \mu + 3 \text{ geladene Teilchen}$$

eine Grenze für den Zerfall ( $\tau \rightarrow 3$  geladene Teilchen) abschätzen. Aus nur einem Ereigniskandidaten mit einer invarianten Masse  $M(3\pi)$  nahe  $1.9 \text{ GeV}/c^2$  (siehe Abb. 32) ergibt sich<sup>a)</sup>

$$\text{BR} (\tau \rightarrow 3 \text{ geladene Teilchen}) < 0.01 \text{ (95 \% C.L.)}$$

Dieses Ergebnis schließt den wichtigen Fall

$$\begin{array}{ll} \text{BR} (\tau \rightarrow 3 \text{ geladene Leptonen}) < 0.01 \text{ (95 \% C.L.)} & \text{PLUTO}^{\text{a)}} \\ \text{SLAC:} < 0.006 \text{ (90 \% C.L.)} & \text{SLAC}^{\text{b)}} \end{array}$$

ein, der im Zusammenhang mit einer möglichen Leptonenzahlerhaltung für das schwere Lepton im nächsten Kapitel eine entscheidende Rolle spielt.

Im gleichen Zusammenhang kommen auch die bereits in Kap. V diskutierten Grenzen auf semileptonische Verzweigungsverhältnisse mit neutralem leptonischen Strom zum Tragen, die sich aus dem Fehlen von Ereignissen der Art  $\mu e + X$  ableiten lassen<sup>a)</sup>.

$$\begin{array}{l} \text{BR} (\tau \rightarrow e^+ \text{ geladene Teilchen}) + \\ \text{BR} (\tau \rightarrow \mu^+ \text{ geladene Teilchen}) < 0.04 \text{ (90 \% C.L.)} \end{array}$$

$$\begin{array}{l} \text{BR} (\tau \rightarrow e^+ \text{ Photonen}) + \\ \text{BR} (\tau \rightarrow \mu^+ \text{ Photonen}) < 0.12 \text{ (90 \% C.L.)} \end{array}$$

Mögliche elektromagnetische Zerfälle des  $\tau$  wurden außerdem von SLAC-LBL sehr genau untersucht. Dabei ergibt sich<sup>a,b)</sup>

$$\text{BR} (\tau \rightarrow \mu + \gamma) < 0.013 \text{ (90 \% C.L.)}$$

$$\text{BR} (\tau \rightarrow e + \gamma) < 0.026 \text{ (90 \% C.L.)}$$

### VIII. Welche Art von schwerem Lepton

Bisher wurde zum Vergleich mit den Daten nur das "Standardmodell" eines schweren Leptons benutzt. Es lassen sich jedoch viele andere Modelle mit neuen Leptonen formulieren, die dem "Standardmodell" in vielen experimentellen Auswirkungen sehr nahe kommen. Ohne im einzelnen auf alle Modelle einzugehen, soll im folgenden untersucht werden, wie weit die Daten gewisse Klassen von Modellen stützen oder ausschließen.

#### 1. Minimale Theorien

Mit der Entdeckung eines neuen Leptons tauchte die Frage auf, ob nicht ein "minimales" Modell mit nur einem weiteren geladenen Lepton L (ohne neutralen Partner) die Daten erklären könnte<sup>3,9)</sup>. Diese Annahme führt zu Mischungen der Leptonenzahlen und hat unter anderem zur Folge, daß Beiträge von neutralen Strömen der Art:



$$l = e, \mu$$

aufzutreten. Die Verzweungsverhältnisse, die dafür erwartet werden

$$\text{BR} ( L \rightarrow \begin{matrix} e \\ \mu \end{matrix} + \text{Hadronen} ) \approx 30 \%$$

$$\text{BR} ( L \rightarrow 3 \text{ geladene Leptonen} ) \approx 5 \%$$

stehen im Widerspruch zu den Daten (Kap. VII. 3.).

### 2. Ortho- und Paraleptonen

Der nächste Schritt wäre, dem neuen Lepton einen neutralen Partner zuzuordnen, der mit einem der bekannten vier Neutrinos identisch ist. Llewellyn-Smith hat eine Einteilung solcher Modelle nach zwei Kategorien vorgeschlagen<sup>4,0)</sup>: Ortholeptonen haben die Quantenzahlen von alten Leptonen der gleichen Ladung, während Paraleptonen die Quantenzahlen der entgegengesetzt geladenen Elektronen oder Myonen haben.

#### Ortholeptonen:

Der einfachste Fall eines Ortholeptons wäre ein angeregtes Lepton  $e^*$  oder  $\mu^*$ , das unter Photon-Emission

$$e^* \rightarrow e + \gamma$$

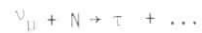
elektromagnetisch zerfällt. Die Messungen geben jedoch sehr niedrige Grenzen für diese Möglichkeit an (Kap. VII. 3.).

Da die Kopplungskonstante für den elektromagnetischen Zerfall jedoch a priori frei ist<sup>4,2)</sup>, sind dadurch Ortholeptonen mit schwacher Kopplung noch nicht ausgeschlossen.

In diesem Fall führen neutrale Ströme wie bei den minimalen Theorien zu Zerfällen in drei geladene Leptonen oder ein geladenes Lepton und Hadronen.

Da die Stärke dieser Kopplungen jedoch modellabhängig ist, lassen sich aus den Daten keine allgemeinen Schlüsse ziehen. Aus den gemessenen Verzweigungsverhältnissen folgt lediglich, daß bei konventioneller Stärke Ortholeptonen ausgeschlossen werden.

Einen Anhaltspunkt für die Kopplungsstärke liefern Neutrinoreaktionen



die in Blaskammern bei FNAL und CERN untersucht wurden<sup>41)</sup>. Drückt man ihre Ergebnisse in Einheiten der Lebensdauer des Standardmodells aus

$$\tau_0 = 1/5 (M_\tau/M_\mu)^5 \tau_\mu$$

so erhält man

$$\tau_\tau/\tau_0 > 40.$$

Da die Lebensdauer andererseits aus den Messungen von PLUTO auf

$$\tau_\tau/\tau_0 < 30 \quad (95 \% \text{ C.L.})$$

eingeschränkt ist, lassen sich myonische Ortholeptonen allgemein ausschließen. Für elektronische Ortholeptonen lassen sich wegen der geringeren  $\nu_e$ -Intensität in Neutrinoexperimenten keine allgemeinen Aussagen machen. Für die Diskussion einzelner Modelle vergl. Ref. 43.

### Paraleptonen

Im paraleptonischen Fall tritt wegen der Gleichheit zweier Neutrinos im Endzustand ein statistischer Faktor 2 im Verhältnis von Elektron- und Myon-Zerfall

auf, und zwar

$$\text{BR} (E^- \rightarrow \bar{\nu}_e e^- \bar{\nu}_e) : \text{BR} (E^- \rightarrow \bar{\nu}_e \mu^- \bar{\nu}_\mu) = 2$$

für das elektronische und

$$\text{BR} (M^- \rightarrow \bar{\nu}_\mu e^- \bar{\nu}_e) : \text{BR} (M^- \rightarrow \bar{\nu}_\mu \mu^- \bar{\nu}_\mu) = 1/2$$

für das myonische Paralepton\* Dieser Faktor 2 ist durch die experimentellen Ergebnisse für die leptonischen Verzweigungsverhältnisse ausgeschlossen (vergl. Kap. VII).

### 3. Sequentielles Lepton

Der einfachste Fall eines neuen Leptons mit neuer leptonischer Quantenzahl wäre unser Standard-Modell eines sequentiellen schweren Leptons mit eigenem Neutrino  $\nu_\tau$ . Wie sich während der Diskussion immer wieder gezeigt hat, stimmen die Daten innerhalb der Fehler mit allen Aspekten dieses Modells überein.

\* Der Faktor 2 gilt für  $V \pm A$  und masseloses Neutrino. Bei einem allgemeinen Ansatz für die schwache Wechselwirkung kann der Faktor jeden Wert zwischen 0 und 2 annehmen<sup>46)</sup>.

### IX. Zusammenfassung

Daten aus sechs verschiedenen Experimenten an zwei  $e^+e^-$ -Speicherringen liefern überzeugende Hinweise auf ein neues geladenes schweres Lepton, das in  $e^+e^-$ -Vernichtung paarweise erzeugt wird.

Der Verdacht, daß die Daten durch Zerfälle von Charm zu erklären sind, läßt sich widerlegen, vor allem durch die Form der leptonischen Spektren, anhand der  $\mu e$  Ereignisse und durch die Ereignisse von DASP unterhalb der Charm-Schwelle.

Die Vorhersagen des Standardmodells eines sequentiellen schweren Leptons werden vom Experiment innerhalb der Fehler bestätigt. Einige experimentelle Aussagen - insbesondere die für die Form der Wechselwirkung entscheidenden Bestimmungen des  $(\tau \rightarrow \pi\nu)$ -Zerfalls und der V,A-Struktur - müssen jedoch statistisch noch wesentlich verbessert werden, bevor endgültige Schlüsse über die Natur des neuen schweren Leptons gezogen werden können.

### Danksagung

Mein besonderer Dank gilt Prof. H. Meyer, sowie Drs. M. Rößler und J. Bürger für ihre tatkräftige Unterstützung und Lesen des Manuskriptes.

Ebenso danke ich allen übrigen Kollegen der PLUTO-Kollaboration, in deren Rahmen diese Arbeit entstand.

Ganz herzlich möchte ich mich auch bei Frau I. Schütz für das Schreiben des Manuskriptes und bei Frau B. Eichhorn für ihre Hilfe bei den Zeichnungen bedanken.

## Referenzen:

- 1) S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 19(1967) 1264  
A. Salam, Proc. 8th Nobel Symposium, Stockholm 1968
- 2) S.L. Glashow, J. Iliopoulos, and L. Maiani,  
Phys.Rev. D2 (1970) 1285
- 3) J.J. Aubert et al., Phys. Rev. Lett. 33 (1974) 1404  
J.-E. Augustin et al., Phys.Rev.Lett. 33 (1974) 1406  
G. Goldhaber et al., Phys.Rev.Lett.37 (1976) 255  
I. Peruzzi et al., Phys.Rev.Lett. 37 (1976) 569  
PLUTO Coll., J. Burmester et al., Phys.Lett. 64B (1976) 369  
DASP Coll., W. Braunschweig et al., Phys.Lett. 63B (1976) 471
- 4) C. Bouchiat, J. Iliopoulos, and Ph. Meyer,  
Phys.Lett. 38B (1972) 519  
D.J. Gross and R. Jackiv, Phys.Rev. D6 (1972) 477
- 5) M.L. Perl et al., Phys.Rev.Lett.35 (1975) 1489  
M.L. Perl et al., Phys. Rev.Lett.38 (1976) 117
- 6) PLUTO Coll., J. Burmester et al., Phys.Lett. 68B (1977) 297  
PLUTO Coll., J. Burmester et al., Phys.Lett. 68B (1977) 301
- 7) S.W. Herb et al., Phys.Rev.Lett. 39 (1977) 252  
J.H. Cobb et al., Phys.Lett. 68B (1977) 101
- 8) M.L. Perl and P. Rapidis, SLAC-PUB-1496 (1974) mit weiteren Referenzen
  - a) G. Flügge, Proc. of the Vth International Conf. on  
Experimental Meson Spectroscopy, North Eastern Univ., Boston (April 1977)  
und DESY 77/35 (1977)
  - b) M.L. Perl, Proc. of the 1977 International Symp. on  
Lepton and Photon Interactions at High Energies, Hamburg (August 1977)  
M.L. Perl, Proc. of the XII Rencontre de Moriond, Flaine (March 1977)  
SLAC-PUB-1923 (April 1977)
- 9) M. Bernardini et al., Nuovo Cimento 17 (1973) 383  
S. Orito et al., Phys. Lett. 48B (1976) 165
- 10) Y.S. Tsai, Phys. Rev. D4 (1971) 2821  
H.B. Thacker and J.J. Sakurai, Phys.Lett. 36B (1971) 103  
J.D. Bjorken and C.H. Llewellyn-Smith, Phys.Rev. D7 (1973) 887
- 11) J. Kirkby, Proc. of the 1977 International Symp. on  
Lepton and Photon Interactions at High Energies, Hamburg (August 1977)
- 12) E. Lohrmann, Proc. of the 1977 International Symp. on  
Lepton and Photon Interactions at High Energies, Hamburg (August 1977)
- 13) S. Yamada, Proc. of the 1977 International Symp. on  
Lepton and Photon Interactions at High Energies, Hamburg (August 1977)  
DASP Coll., R. Brandelik et al., Phys.Lett. 70B (1977) 387  
DASP Coll., R. Brandelik et al., Phys.Lett.73B(1978)109
- 14) L. Criegee et al., Proc. 1973 Int.Conf. on Instrumentation for HEP,  
Frascati (1973)  
PLUTO Coll., J. Burmester et al., Phys.Lett. 64B (1976) 369
- 15) DASP Coll., W. Braunschweig et al., Phys.Lett. 63B (1976) 417  
DASP Coll., W. Braunschweig et al., Phys.Lett. 67B (1977) 243  
DASP Coll., R. Brandelik et al., Phys.Lett. 70B (1977) 387
- 16) M. Cavalli-Sforza et al., Phys.Rev.Lett.36 (1976) 558
- 17) M. Gronau et al., Nucl.Phys. B123 (1977) 47  
T.F. Walsh and T.C.Yang, private Mitteilungen
- 18) H.F.W. Sadrozinski, Proc. of the 1977 International Symp. on  
Lepton and Photon Interactions at High Energies, Hamburg (August 1977)  
U. Camerini et al., contributed paper, Hamburg (August 1977)
- 19) G.J. Feldmann and M.L. Perl, Phys.Reports 19C (1975) 234
- 20) G.J. Feldmann et al., Phys. Lett.63B (1976) 466
- 21) A. Barbaro-Galtieri et al., preprint LBL 6458  
A. Barbaro-Galtieri, Proc.of the 1977 International Symp. on  
Lepton and Photon Interactions at High Energies, Hamburg (August 1977)
- 22) J. Siegrist et al., Phys.Rev.Lett.36 (1976) 700
- 23) PLUTO Coll., J. Burmester et al., Phys.Lett. 66B (1977) 395  
G. Knies Ref.33  
A. Bäcker, Dissertation, Siegen (1977)
- 24) T.W. Appelquist and H. Georgi, Phys.Rev. D8 (1973) 4000  
A. Zee, Phys.Rev. D8 (1973) 4038
- 25) M. Rößler, Dissertation, Hamburg 1977
- 26) F. Gutbrod and Z.J. Reik, DESY 77/45 (1977)
- 27) PLUTO Coll., J. Burmester et al., Phys.Lett. 68B (1977) 283
- 28) M. Bander et al., Phys.Rev.Lett. 36 (1976) 695  
C. Rosenzweig, Phys.Rev.Lett. 36 (1976) 697  
A. de Rújula, H. Georgi, and S.L. Glashow,  
Phys.Rev.Lett. 38 (1977) 317
- 29) DASP Coll., R. Brandelik et al., Phys.Lett. 70B (1977) 125
- 30) E. Ma, S. Pakvasa, and S.F. Tuan, University of Hawaii,  
preprint UH-511-213-77 (March 1977)
- 31) B. Arbuzov, G. Segrè, and J.Weyers, Phys.Lett. 61B (1976) 251
- 32) J.C. Pati, A.Salam, and S. Sakakibara, Phys.Rev.Lett.36(1976) 1229
- 33) G. Knies, Proc. of the 1977 International Symp. on  
Lepton and Photon Interactions at High Energies, Hamburg (August 1977)
- 34) K. Fujikawa and N. Kawamoto, Phys.Rev.D 14 (1976) 59  
mit weiteren Referenzen
- 35) S.-Y. Pi and A.I. Sanda, Phys.Rev.Lett. 36 (1976)1, and  
Annals of Phys. 106 (1977) 134 und 171  
A.I. Sanda and S.-Y.Pi, Rockefeller University, preprint U00-2232B-137
- 36) V. Linke, E.Tränkle, and I.Bender, FU Berlin, preprint FUB-HEP 25-77
- 37) A.Pais and S.B. Treiman, Phys.Rev. D14 (1976) 293
- 38) PLUTO Coll., G. Alexander et al., Phys. Lett.73B(1978)99
- 39) G. Altarelli, N. Cabibbo, L. Maiani, and R. Petronzio  
Phys.Lett. 67B (1977) 463  
D. Horn and D.D.Ross, Phys.Lett. 67B (1977) 460

- 40) C.H. Llewellyn-Smith, Oxford University, preprint 33/76 (1976)  
submitted to Proc.Royal Soc.  
J.D. Bjorken and C.H. Llewellyn-Smith, Phys.Rev. D7 (1973) 887
- 41) M. Murtagh (FNAL) und K. Schultze (CERN)  
Proc. of the 1977 International Symp. on Lepton and Photon Interactions  
at High Energies, Hamburg (August 1977)  
A.M. Cnops et al., Phys.Rev.Lett. 40 (1978) 144
- 42) F.E. Low, Phys.Rev.Lett. 14 (1965) 238
- 43) T.F. Walsh, Proc. of the 1977 International Symp. on Lepton and Photon  
Interactions at High Energies, Hamburg (August 1977)
- 44) J.G. Körner und M. Kuroda, Phys.Lett. 67B (1977) 455  
J.G. Körner, private Mitteilung
- 45) F.J. Gilman and D.H. Miller, SLAC-PUB-2046 (November 1977)  
submitted to Phys.Rev.
- 46) S.P. Rosen, Is the  $\tau$  a Para-Electron?,  
Purdue preprint