

Interner Bericht  
DESY F35-82-01  
August 1982

Eigentümer Property of	<b>DESY</b>	Bibliothek Library
Zugang: Accessions:	29. OKT. 1982	
Leihfrist: Loan period:	7	Tage days

INKLUSIVE ERZEUGUNG GELADENER PIONEN

IN DER  $e^+e^-$ -ANNIHILATION

von

Rolf Riethmüller

**DESY behält sich alle Rechte für den Fall der Schutzrechtserteilung und für die wirtschaftliche Verwertung der in diesem Bericht enthaltenen Informationen vor.**

**DESY reserves all rights for commercial use of information included in this report, especially in case of filing application for or grant of patents.**

**“Die Verantwortung für den Inhalt dieses  
Internen Berichtes liegt ausschließlich beim Verfasser“**

INKLUSIVE ERZEUGUNG GELADENER PIONEN  
IN DER  $E^+E^-$ -ANNIHILATION

Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades  
des Fachbereichs Physik  
der Universität Hamburg

vorgelegt von  
Rolf Riethmüller  
aus Hamburg

Hamburg

1982

Gutachter der Dissertation : Prof. Dr. E. Lohrmann  
Prof. Dr. P. Schmüser

Gutachter der Disputation : Prof. Dr. V. Blobel  
Prof. Dr. E. Lohrmann

Datum der Disputation : 18.6.82

Sprecher des  
Fachbereiches Physik und  
Vorsitzender des  
Promotionsausschusses : Prof. Dr. P. Stähelin

## A b s t r a c t

RIETHMOLLER, ROLF :

### INCLUSIVE PRODUCTION OF CHARGED PIONS IN $e^+e^-$ ANNIHILATION

The inclusive production of  $\pi^\pm$ -mesons in  $e^+e^-$  annihilation has been measured at centre-of-mass energies of 14, 22 and 34 GeV for momenta between 0.3 and 10.0 GeV/c. The experiment was performed with the TASSO detector at the PETRA storage ring. Pions were separated from kaons and protons by means of time-of-flight for momenta between 0.3 and 1.5 GeV/c and by threshold Čerenkov counters for momenta between 0.8 and 10.0 GeV/c using as radiators silica aerogel and Freon 114.

The fraction of pions among the charged hadrons is above 90% at 0.4 GeV/c and decreases to about 50% at high momenta. The scaled cross sections  $(s/\pi) d\sigma/dx$  at 14, 22 and 34 GeV as well as the 5.2 GeV data from DASP have a rather similar  $x$  dependence. After integration over the  $x$  range from 0.2 to 0.6 the cross sections indicate a monotonic decrease with increasing centre-of-mass energy.

## INHALT

1.0	EINLEITUNG	1
1.1	Allgemeines	1
1.2	Teilchenerkennung mit den TASSO-SchwellenČerenkovzählern	4
1.3	Übersicht der Arbeit	10
2.0	DAS EXPERIMENT	12
2.1	Der Speicherring PETRA	12
2.2	Der Detektor TASSO	13
2.2.1	Der Innendetektor	16
2.2.2	Die Hadronarme	20
2.2.2.1	Die flachen Driftkammern	20
2.2.2.2	Die Čerenkovzähler	22
2.2.2.3	Die Hadronarmflugzeitähler	29
2.2.2.4	Die Hadronarmschauerzähler	30
2.2.2.5	Die Myonenkammern	31
2.2.3	Trigger und Datenauslese	32
3.0	REKONSTRUKTION UND AUSWAHL HADRONISCHER ANNIHILATIONSEREIGNISSE	34
3.1	Die Rekonstruktion der Ereignisse	34
3.2	Untergründereignisse	35
3.2.1	Strahl-Gas Ereignisse	35
3.2.2	Strahl-Strahlrohr Ereignisse	36
3.2.3	Zwei-Photon-Streuprozesse	36
3.2.4	Bhabhastreuung	37
3.2.5	$\tau$ -Paar-Erzeugung	37
3.3	Selektionskriterien für multihadronische Annihilationsereignisse	38
3.4	Einige Eigenschaften multihadronischer Annihilationsereignisse	39
4.0	DIE SELEKTION IDENTIFIZIERBARER HADRONEN	48
4.1	Die geometrische Akzeptanz der Čerenkovzähler	48
4.2	Schnitte auf nukleare Absorption in der Spule	51
4.3	Schnitte auf weitere Spuren im gleichen Čerenkovzähler	58
4.4	Schnitte auf Schauer im gleichen Čerenkovzähler	62
4.5	Zusammenfassung	68
4.6	Generelle Eigenschaften der selektierten Spuren	71
4.7	Die normierten Čerenkovzählerraten	74
4.7.1	Elektronenuntergrund	76
4.7.2	Schaueruntergrund	77
4.7.3	$\delta$ -Elektronenuntergrund	79
5.0	DER ANTEIL DER PIONEN AN DEN GELADENEN HADRONEN	83
5.1	Korrekturen	84

5.1.1	Pulshöhenschnitt im Aerogelzähler	84
5.1.2	Myonen aus semileptonischen Zerfällen	84
5.1.3	Nukleare Absorption	84
5.1.4	Kaon- und Pionzerfälle	88
5.2	Die systematischen Fehler	89
5.3	Die Ergebnisse	91
5.3.1	Die Ergebnisse der Čerenkovzähleranalyse	91
5.3.2	Vergleich mit den Flugzeitzählerdaten	93
5.3.3	Diskussion der Ergebnisse	97
6.0	DIE INKLUSIVEN PIONWIRKUNGSQUERSCHNITTE	101
6.1	Formalismus inklusiver Hadronerzeugung	101
6.2	Die inklusiven Wirkungsquerschnitte ohne Teilchenerkennung	104
6.3	Die inklusiven Pionwirkungsquerschnitte	109
6.3.1	Untersuchung des Skalenverhaltens	112
6.3.2	Die Multiplizität geladener Pionen	117
6.3.3	Vergleiche mit der inklusiven Produktion anderer Hadronen	119
7.0	ZUSAMMENFASSUNG	124
A.0	ANHÄNGE	125
A.1	Die Herstellung von Aerogel aus Siliziumdioxid	125
A.2	Die Brechungsindizes der Gaszähler	138
A.3	Test der Čerenkovzähler mit Myonen aus der kosmischen Höhenstrahlung	138
A.3.1	Die Aerogelzähler	141
A.3.2	Die Gaszähler	145
A.4	Nukleare Wirkungsquerschnitte in Aluminium	149
A.5	Die Erkennung von Elektronen und Positronen in den Hadronarmen	153
B.0	LITERATURVERZEICHNIS	159

## 1.0 EINLEITUNG

### 1.1 ALLGEMEINES

Die Untersuchung multihadronischer Endzustände von Annihilationsereignissen an  $e^+e^-$ -Speicherringen hat wesentlich zum Verständnis des Hadronenaufbaus und der starken Wechselwirkung beigetragen. Der Anfangszustand ist in seinen Quantenzahlen, die denen des Photons gleich sind, eindeutig bestimmt und besitzt, abgesehen von Strahlungseffekten, eine bis auf wenige Promille (s. 2.1) genau bekannte Schwerpunktsenergie.

Zudem steht im Schwerpunktsystem die gesamte Energie der kollidierenden Teilchen zur Verfügung, mit den derzeit erreichbaren Strahlenergien von über 15 GeV pro Teilchen ist daher ein Test der Wechselwirkungstheorien bis auf Abstände von  $10^{-16}$  cm möglich.

Das Quark-Parton Modell <sup>1)</sup> beschreibt die Erzeugung von Hadronen durch  $e^+e^-$ -Annihilation analog zu der Erzeugung von  $\mu$ -Paaren. An das virtuelle Photon koppelt zunächst ein Quark-Antiquark-Paar. Beide Partonen fragmentieren anschließend in Hadronen mit begrenztem Transversalimpuls bezüglich der Richtung des Ursprungsquarks, in sogenannte Hadronenjets.

Diese Modellvorstellung wird durch eine Reihe der beim  $e^+e^-$ -Speicherring PETRA durchgeführten Experimente bestätigt.

Die multihadronischen Annihilationsereignisse besitzen im wesentlichen eine ausgeprägte Struktur zweier in entgegengesetzter Richtung laufender Teilchenjets <sup>2),3),4)</sup>.

Die Jetsachsen besitzen bezüglich der Strahlachse eine  $1+\cos^2\vartheta$ -Winkelverteilung <sup>5)</sup>, wie es für die Erzeugung eines Paares von punktförmigen Spin-1/2-Teilchen am Vertex charakteristisch ist.

Der totale Wirkungsquerschnitt der Hadronenerzeugung ist über den gesamten bei PETRA gemessenen Schwerpunktsenergiebereich proportional dem totalen Wirkungsquerschnitt der Erzeugung von  $\mu$ -Paaren <sup>6),7),8),9)</sup>. Mit dem TASSO-Detektor wurde für die Proportionalitätskonstante R im Schwerpunktsenergiebereich zwischen  $W=12$  und  $36,7$  GeV ein Mittelwert von  $R=4,01\pm 0,20$  gemessen. Im Quark-Parton Modell ist R gleich der Summe der Ladungsquadrate der Quarks multipliziert mit der Zahl der Farbfreiheitsgrade ( $= 3$ ). Summiert über die Ladungsquadrate von u-, d-, s-, c- und b-Quarks erwartet man für R einen Wert von 3,7, der konsistent mit dem obigen Messwert ist.

Der Versuch, die Hadronendynamik mit einer eichinvarianten Feldtheorie zu beschreiben, hat zu der Formulierung der Quantenchromodynamik (QCD) geführt. Die Quarks sind als die elementaren Spin-1/2-Teilchen Träger der Ladung der starken Wechselwirkung, der sogenannten Farbe. Die Kräfte zwischen ihnen werden in Analogie zum Photonaustausch in der Quantenelektrodynamik (QED) durch 8 Gluonen vermittelt, die ebenfalls Farbladung besitzen. Die Kopplungsstärke wird durch eine effektive, vom Quadrat des Viererimpulsübertrages  $Q^2$  abhängige Kopplungskonstante  $\alpha_s$  beschrieben mit

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33-2N_F) \cdot \ln(Q^2/\Lambda^2)}$$

$N_F$  ist dabei die Zahl der Quarkflavour der Quarks mit Massen unterhalb von  $\sqrt{Q^2}$ ,

$\Lambda$  ist die charakteristische Massenskala der QCD. Ihr Wert liegt gemäß Meßergebnissen <sup>10)</sup> bei Werten zwischen 0,1 und 0,6 GeV.

$\alpha_s$  nimmt also mit wachsendem  $Q^2$  ab. Störungstheoretische Vorhersagen im Rahmen der QCD lassen sich daher nur für genügend große Viererimpulsüberträge treffen. Insbesondere erwartet man in der  $e^+e^-$ -Annihilation bei großen Schwerpunktsenergien, daß die am Vertex erzeugten Quarks ein Gluon mit hohem Impuls abstrahlen können, das gleichfalls in einen Jet von Hadronen fragmentiert. Das Auftreten von Ereignissen mit drei Hadronenjets, deren Achsen nahezu in einer Ebene liegen, ist bei PETRA ebenfalls beobachtet worden <sup>11),12),13),14)</sup>.

Die QCD trifft Aussagen nur für Quarks und Gluonen, während man im Experiment ausschliesslich ihre Fragmente, die Hadronenjets, beobachtet. Der Prozeß der Fragmentierung, der sich im Bereich kleiner Impulsüberträge abspielt, ist derzeit noch wenig verstanden. Man hat jedoch eine gewisse Regelmäßigkeit in der inklusiven Erzeugung der Hadronen festgestellt. Der inklusive Wirkungsquerschnitt  $(s/\beta)d\sigma/dx$  für die Erzeugung eines Hadrons,

$$\begin{aligned} \text{mit } \sqrt{s} &= \text{Schwerpunktsenergie,} \\ x &= 2E/\sqrt{s}, \quad E = \text{Energie des Hadrons} \\ \beta &= v/c \end{aligned}$$

hängt nur von  $x$ , aber praktisch nicht von der Schwerpunktsenergie ab. Dieses Skalenverhalten wurde zuerst bei der tiefinelastischen Lepton-Nukleon-Streuung <sup>15)</sup> und dann auch in

$e^+e^-$ -Annihilationsereignissen bei Schwerpunktsenergien zwischen 3,6 und 5,2 GeV beobachtet <sup>16),17)</sup>. Neuere Daten zeigen jedoch, daß dieses Skalenverhalten zu höchstens bei PETRA erreichbaren Schwerpunktsenergien verletzt ist <sup>18)</sup>. Im Rahmen der QCD wird dieses auf Grund der Emission harter Gluonen erwartet.

Für die Entstehung der Hadronen im einzelnen gibt es bisher nur sehr einfache Modellannahmen <sup>19),20),21),22)</sup>, deren Parameter an experimentelle Ergebnisse angepaßt wurden. In diesen werden in einem rekursiven Schema Quark-Antiquark Paare im Farbfeld auseinanderstrebender Quarks und Gluonen erzeugt, die zu Hadronen rekombinieren.

Aufschluß über den Fragmentationsprozess kann die Identifizierung der einzelnen Hadronen liefern, da diese die Information über die erzeugten Quantenzahlen in sich bergen. Dabei sind folgende Fragestellungen von Interesse:

- Mit welcher Wahrscheinlichkeit wird eine Teilchensorte mit dem Anteil  $x$  an der Energie des primären Quarks erzeugt? In diesem Zusammenhang ist die Identifizierung der Teilchen mit großem  $x$  wichtig, da sie mit großer Wahrscheinlichkeit die Flavourquantenzahl des primären Quarks besitzen. Die Identifizierung dieser Teilchen gibt daher die Möglichkeit, die primären Quarks selbst zu identifizieren und Untersuchungen auf dem Quarkniveau durchzuführen.
- Wie gross ist der Anteil der einzelnen Teilchen an den erzeugten Hadronen? Diese Untersuchung kann Aufschluß über den Anteil der einzelnen Quarksorten im Vakuum geben (vgl. dazu <sup>23)</sup>)
- Gibt es Unterschiede zwischen Quark- und Gluonjets?

Besondere Beachtung verdienen bei diesen Betrachtungen die Baryonen, da die Baryonenquantenzahl  $\pm 1$  im Rahmen des Quark - Parton Modelles nicht primär, sondern erst im Verlauf der Fragmentation erzeugt werden kann.

Der am PETRA-Speicherring aufgebaute TASSO-Detektor besitzt in einem Teil des Raumwinkels Komponenten, mit denen geladene Hadronen über nahezu den gesamten bei PETRA-Schwerpunktsenergien möglichen Impulsbereich identifiziert werden können. Zwei in unterschiedlichem Abstand zum Strahlrohr aufgebaute Flugzeitzählersysteme ermöglichen die Erkennung von Pionen und Kaonen bis zu Impulsen von 1,5 GeV/c und von Protonen bis 2,0 GeV/c. Ein dreistufiges Schwellenčerenkovzählersystem mit den Radiatoren Aerogel ( $n = 1,024$ ), Freon 114 ( $n = 1,0014$ ) und  $\text{CO}_2$

( $n = 1,00043$ ) ermöglicht die Identifizierung von Hadronen im Bereich der hohen Impulse.

## 1.2 TEILCHENERKENNUNG MIT DEN TASSO-SCHWELLENČERENKOVZÄHLERN

Die Identifizierung von Hadronen mit Schwellenčerenkovzählern beruht auf dem von P.A. Čerenkov und S.I. Vavilov entdeckten Effekt <sup>24)</sup>, daß ein geladenes Teilchen beim Durchqueren eines optisch transparenten Dielektrikums (Radiator) Energie in Form von elektromagnetischer Strahlung abgibt, wenn seine Geschwindigkeit oberhalb der Gruppengeschwindigkeit des Lichtes in diesem Medium (=Schwellengeschwindigkeit) liegt<sup>1</sup>. Die Quelle dieser Strahlung ist ein kurzzeitig auftretendes Dipolmoment an den Bahnpunkten des geladenen Teilchens ; bewegt sich das Teilchen unterhalb der Schwellengeschwindigkeit durch das Medium, so überlagern sich die entstehenden Wellen destruktiv. Oberhalb der Schwellengeschwindigkeit kommt es zur Ausbildung einer kohärenten Wellenfront auf einem Kegelmantel um die Bahn des Teilchens. Der halbe Öffnungswinkel  $\vartheta_c$  des Kegels ist mit der Teilchengeschwindigkeit  $\beta=v/c$  über die Čerenkovbeziehung

$$\cos \vartheta_c = 1 / \beta n \quad (1.1)$$

verknüpft;  $n$  ist dabei der Brechungsindex des Mediums.

Der zur Schwellengeschwindigkeit zugehörige Impuls  $p_s$  eines Teilchens der Masse  $m$ , im folgenden als Teilchenschwelle bezeichnet, berechnet sich gemäß folgender Gleichung :

$$p_s = m / \sqrt{n^2 - 1} \quad (1.2)$$

Die Schwellenimpulse verschiedener geladener Teilchen für die Radiatoren Aerogel, Freon 114 und CO<sub>2</sub> sind in Tabelle 1.1 aufgeführt.

<sup>1</sup> Eine genaue Behandlung des Čerenkoeffektes findet sich beispielsweise in <sup>25),26),27)</sup>.

Tabelle 1. Brechungsindizes und Schwellenimpulse der TASSO-Čerenkovzähler

Radiator	Brechungsindex	Schwellenimpulse (GeV/c)				
		e	$\mu$	$\pi$	K	p
Aerogel	1,024	$2,3 \cdot 10^{-3}$	0,48	0,62	2,2	4,2
Freon 114	1,0014	$9,7 \cdot 10^{-3}$	2,0	2,6	9,3	17,8
CO <sub>2</sub>	1,00043	$17,4 \cdot 10^{-3}$	3,6	4,8	16,8	32,0

Anhand dieser Tabelle ist ersichtlich, auf welche Weise im Prinzip die einzelnen geladenen Hadronen identifiziert werden können. Pionen, Kaonen und Protonen/Antiprotonen haben dabei folgende Signaturen:

Pionen:

$0,62 < p < 2,2$  GeV/c  
Licht im Aerogel

$2,7 < p < 9,3$  GeV/c  
Licht im Freon

$4,8 < p < 17,8$  GeV/c  
Licht im CO<sub>2</sub>

Kaonen:

$2,2 < p < 4,2$  GeV/c  
Licht im Aerogel, kein Licht im Freon

$9,3 < p < 16,8$  GeV/c  
Licht im Freon, kein Licht im CO<sub>2</sub>

Protonen/Antiprotonen :

$2,2 < p < 4,2$  GeV/c  
kein Licht in allen drei Radiatoren

$9,3 < p < 16,8$  GeV/c  
Licht im Aerogel, kein Licht im Freon

Ist die Nachweiswahrscheinlichkeit der Čerenkovzähler kleiner als 100 %, so wird die Sicherheit dieser Aussagen eingeschränkt. Ein Teil der Pionen hat dann die gleiche Signatur wie ein Kaon oder Proton, ein Teil der Kaonen die gleiche Signatur wie ein Proton.

Die Zahl der durch den Čerenkoeffekt pro Weglänge erzeugten Photonen ist proportional zu  $\sin^2\theta_c$  <sup>25)</sup>, also abhängig von der Teilchengeschwindigkeit. Die Zähler erreichen ihre maximale Nachweiswahrscheinlichkeit erst etwas oberhalb der der jeweiligen Teilchenschwelle.

Die maximale Nachweiswahrscheinlichkeit der Aerogelzähler beträgt 95 % (s. Anhang 3) und liegt für Pionen erst bei Impulsen oberhalb von 0,8 GeV/c über 60 %. Die maximale Nachweiswahrscheinlichkeit der Gaszähler ist besser als 99% (Freon) bzw. 96 % (CO<sub>2</sub>) (s. Anhang 3).

Die Wahrscheinlichkeit, daß Pionen als Kaonen bzw. Protonen oder daß Kaonen als Protonen fehlidentifiziert werden können, hängt aber nicht nur von der Nachweiswahrscheinlichkeit der Čerenkovzähler, sondern auch von dem relativen Anteil der Pionen, Kaonen und Protonen an den geladenen Spuren in den untersuchten Ereignissen ab. Zu ihrer Bestimmung geht man wie folgt vor:

Für alle Impulsintervalle bildet man das Verhältnis  $f_A$  der Teilchen  $N_{Aer}$ , für die im AerogelČerenkovzähler Licht beobachtet wurde, zu allen Teilchen  $N_{tot}$ , die diesen Zähler durchquert haben:

$$f_A = N_{Aer} / N_{tot}$$

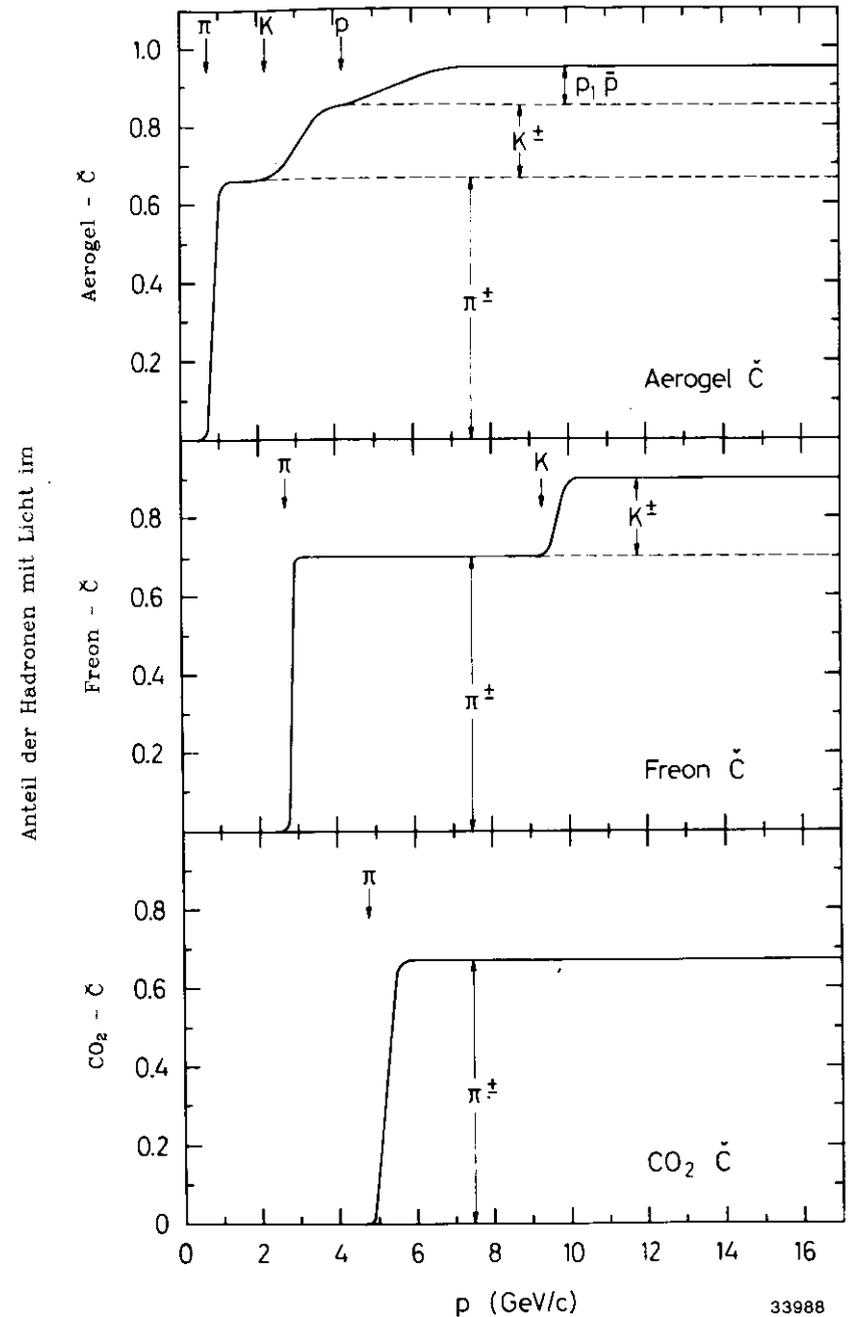
Entsprechend verfährt man für die Freon- und CO<sub>2</sub>-Čerenkovzähler :

$$f_F = N_{Freon} / N_{tot}$$

$$f_C = N_{CO_2} / N_{tot}$$

Unter der Annahme, daß unabhängig vom Teilchenimpuls der Anteil der Pionen an den geladenen Teilchen 70 %, der Anteil der Kaonen 20 % und der Anteil der Protonen/Antiprotonen 10 % beträgt, beobachtet man für die normierten Čerenkovzählerraten  $f_A$ ,  $f_F$  und  $f_C$  den in Figur 1 dargestellten Impulsverlauf.

Unterhalb der Pionschwelle wird kein Licht beobachtet. Oberhalb der Pionschwelle sind die normierten Raten identisch mit dem Anteil der



Figur 1 Anteil der Hadronen mit Licht im Čerenkovzähler als Funktion des Impulses  
 Angenommen ist ein impulsunabhängiges Verhältnis von  $\pi : K : p = 0,7 : 0,2 : 0,1$

Pionen an den geladenen Teilchen multipliziert mit der Nachweiswahrscheinlichkeit der Čerenkovzähler, bis in entsprechender Weise oberhalb der Kaon- und Protonschwelle ein weiterer Anstieg zu beobachten ist.

In den Impulsbereichen, in denen Pionen eindeutig identifiziert werden können, erhält man den Pionenanteil aus der Normierung von  $f_A, f_P$  bzw.  $f_C$  auf die jeweilige Nachweiswahrscheinlichkeit der Čerenkovzähler. Der Anteil der Kaonen und Protonen wird dadurch bestimmt, daß der Pionenanteil aus den normierten Čerenkovzählerraten subtrahiert wird und anschließend mit den Kaonen in gleicher Weise wie mit den Pionen verfahren wird.

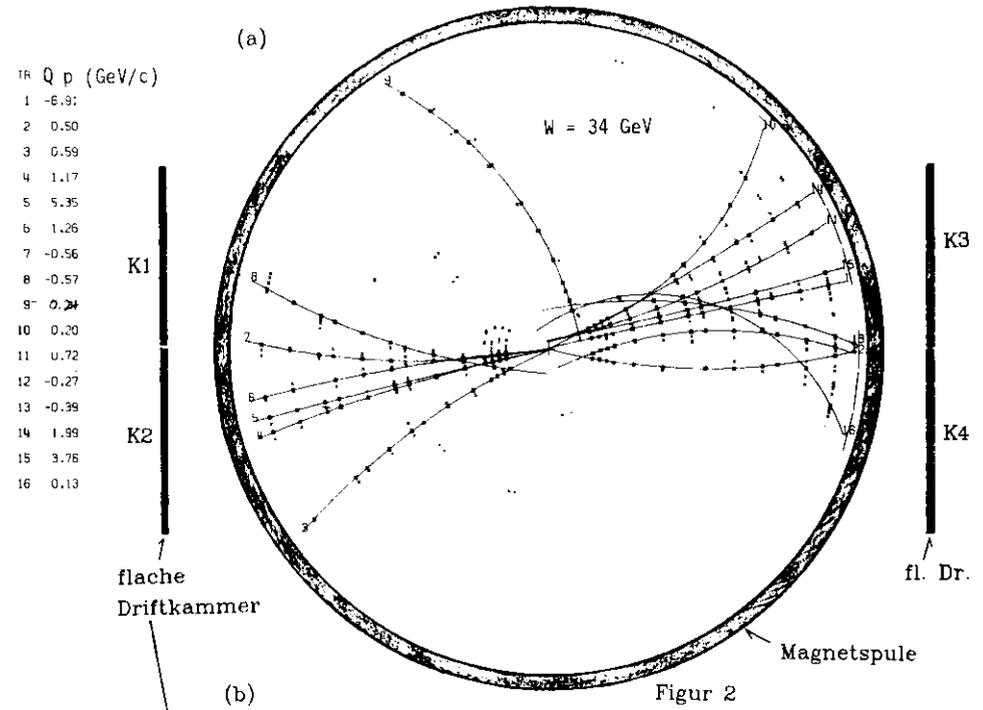
Aufgrund des großen benötigten Volumens sind die Čerenkovzähler bei TASSO außerhalb der Magnetspule des Innendetektors montiert. Durch das vor den Čerenkovzählern befindliche Spulenmaterial wird die Analyse erheblich kompliziert. Die Teilchen unterliegen elektromagnetischen und nuklearen Wechselwirkungen; durch Photonen und Elektronen, die ebenfalls in den multihadronischen Ereignissen erzeugt werden, werden in der Spule elektromagnetische Schauer produziert, deren geladene Sekundärteilchen Licht in den Čerenkovzählern erzeugen; dadurch können Kaonen und Protonen als Pionen fehlidentifiziert werden.

Diese Fälle werden am Beispiel eines multihadronischen Ereignisses, das bei TASSO aufgezeichnet wurde, verdeutlicht.

In Figur 2a ist das Aussehen dieses Ereignisses im Innendetektor in der Ebene senkrecht zur Speicherringstrahlrichtung dargestellt. Die Kreuze markieren die Treffer in den Drahtkammern des Innendetektors, die durchgezogenen Linien stellen die daraus rekonstruierten Spuren dar. Für das gleiche Ereignis ist die Signalinformation der flachen Driftkammer (s. 2.2.2.1), die sich zwischen der Spule und den Čerenkovzählern befindet, in Figur 2b dargestellt. Gesetzte Signaldrähte sind als die horizontalen, gesetzte Kathodenstreifen als die vertikalen Linien eingezeichnet. Die gepunkteten Linien sind die in die Kammerebene auf den Ursprung projizierten Čerenkovzählerwände. Die vom Innendetektor her extrapolierten Schnittpunkte der Spuren mit der Kammerebene sind durch die Kreuze markiert.

In diesem Ereignis sind mehrere Fälle zu bemerken:

Direkt bei den erwarteten Positionen der Spuren 8 und 12 sind jeweils ein Anodendraht und ein Kathodenstreifen gesetzt; beide Teilchen haben die Spule nahezu ungestört durchquert.



Figur 2

Eigenschaften eines multihadronischen Ereignisses in den Hadronarmen außerhalb der Magnetspule des TASSO-Detektors

a) Aussehen des Ereignisses im Innendetektor in der Ebene senkrecht zur Strahlachse

Der links stehenden Tabelle sind die Impulse und Ladungen der einzelnen Spuren zu entnehmen.

b) Signalinformation in der flachen Driftkammer zwischen der Magnetspule und den Čerenkovzählern

Zeichenerklärungen s. Text

Für die Spuren 2, 7 und 13 ist kein Signal in der Kammer zu beobachten; die Teilchen sind vermutlich in der Spule absorbiert worden.

Die Spuren 1 und 11 bzw. 5 und 6 fliegen beide in die gleiche Čerenkovzelle. In ihrer Umgebung werden zudem zusätzliche Signale beobachtet, die keiner extrapolierten Spur direkt zugeordnet werden können. Bei den genannten Spuren handelt es sich entweder um schauernde Teilchen selbst, oder es haben ganz in ihrer Nähe Photonen in der Spule konvertiert.

In den mit I und II gekennzeichneten Gebieten sind Signale zu sehen, ohne daß hier eine Spur vom Innendetektor her erwartet wird. Diese Signale sind vermutlich durch Elektronen aus photoinduzierten Schauern verursacht worden.

Um eine Spur sicher in den Čerenkovzählern identifizieren zu können, muß sie folgende Bedingungen erfüllen:

- Sie muß das Spulenmaterial ohne Absorption durchquert haben.
- Keine zweite Spur darf vom Innendetektor her in die gleiche Čerenkovzelle extrapoliert sein.
- Keine Sekundärspuren aus Schauern, die in der Spule entstehen, dürfen die gleiche Čerenkovzelle durchqueren.

Diese Punkte werden im Verlauf dieser Arbeit eingehend diskutiert werden.

### 1.3 ÜBERSICHT DER ARBEIT

Diese Arbeit hat die inklusive Erzeugung geladener Pionen in der  $e^+e^-$ -Annihilation zum Thema. Die Daten wurden zwischen Schwerpunktsenergien von  $W=14$  und  $36,7$  GeV/c genommen.

Zu Beginn wird der TASSO-Detektor unter besonderer Berücksichtigung des Čerenkovzählensystems beschrieben. Ein Kapitel über die Selektion multihadronischer Ereignisse schließt sich an.

Das nächste Kapitel beschreibt ausführlich die besonderen Bedingungen, die an ein identifizierbares Hadron hinter dem Spulenmaterial gestellt werden müssen. Diese Untersuchungen bilden die Grundlage jeder weiteren Analyse mit den Čerenkovzählern.

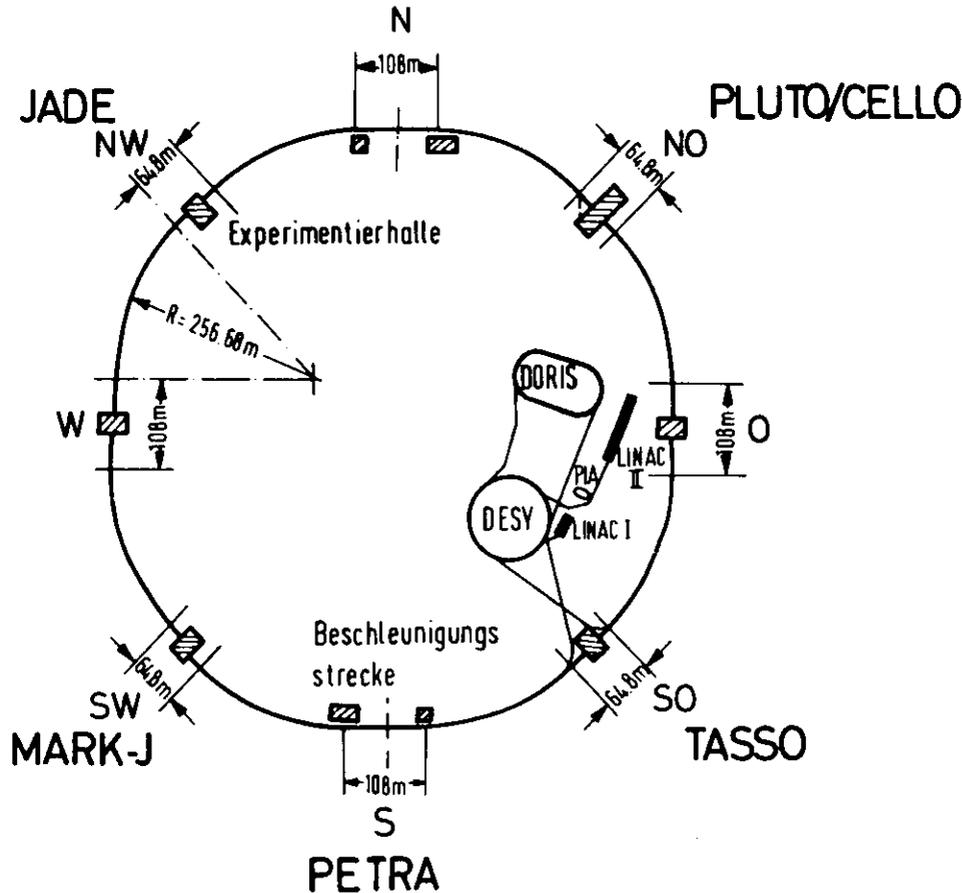
Als Ergebnis dieser Untersuchungen wird im nächsten Kapitel der Anteil der Pionen an den geladenen Hadronen als Funktion des Impulses unter Einbeziehung der Flugzeitzählerdaten diskutiert. Eine Erweiterung der Analyse auf Kaonen und Protonen wurde angesichts der beschränkten Datenmenge nicht durchgeführt.

Im letzten Kapitel werden die inklusiven Wirkungsquerschnitte für die Erzeugung geladener Pionen untersucht. Diese werden auf ihr Skalenverhalten geprüft. Ein Vergleich mit der inklusiven Erzeugung anderer Hadronen schließt sich an.

## 2.0 DAS EXPERIMENT

### 2.1 DER SPEICHERRING PETRA

Der  $e^+e^-$ -Speicherring PETRA (Positron-Elektron-Tandem-RingAnlage) wurde im Juli 1978 am Deutschen Elektronen Synchrotron DESY in Betrieb genommen. Die schematische Anordnung des Speicherringes ist in Figur 3 dargestellt.



Figur 3 Der Speicherring PETRA

Die Elektronen und Positronen laufen in einem gemeinsamen Strahlrohr um. Der Beschleuniger ist in acht Kreisbögen sowie in vier kurze und vier lange geradlinige Strecken unterteilt. In zwei der langen Geraden werden die Strahlpakete durch hochfrequente, in Hohlraumresonatoren erzeugte elektrische Wechselfelder beschleunigt, in den kurzen sind an vier Wechselwirkungspunkten die Experimente aufgestellt. Der gesamte Ringumfang beträgt 2,3 km.

Mit der derzeit verfügbaren Hochfrequenzleitung ist eine maximale Strahlenergie von 18,5 GeV pro Teilchen erreichbar. Für die Datennahme werden jeweils zwei Teilchenpakete pro Strahl injiziert. Die injizierten Ströme betragen maximal 12 mA pro Strahl. Deren Lebensdauer ist bedingt durch Wechselwirkungen mit dem Restgas im Strahlrohr, das typischerweise auf einen Druck um  $10^{-9}$  mbar evakuiert ist<sup>28)</sup>, auf Werte zwischen 6 und 9 Stunden begrenzt<sup>29)</sup>.

Die Energieauflösung des Strahls beträgt abhängig von der Strahlenergie  $E_{\text{Strahl}}$

$$\sigma_E = 6,1 \cdot 10^{-5} \cdot E_{\text{Strahl}}^2 \text{ (GeV}^2\text{)}$$

Bei  $E_{\text{Strahl}} = 17$  GeV beträgt  $\sigma_E \approx 17$  MeV, was 0,1 % von  $E_{\text{Strahl}}$  sind.

Die Ereignisrate  $\dot{N}$  einer spezifischen Reaktion ist mit ihrem Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  über die Luminosität  $L$  des Speicherringes durch den Zusammenhang

$$\dot{N} = L \cdot \sigma \quad (2.1)$$

verknüpft. Nach Einführung zusätzlicher fokussierender Magnete direkt vor den Wechselwirkungszonen im März 1981 erreichte PETRA bei Strahlenergien von 17 GeV pro Teilchen eine maximale Luminosität von  $1,7 \cdot 10^{-31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ <sup>29)</sup>; die seitdem pro Messtag gesammelte Luminosität betrug bei TASSO typischerweise 400  $\text{nb}^{-1}$ . Das entspricht bei  $W = 34$  GeV etwa 120 hadronischen Ereignissen aus der  $e^+e^-$ -Annihilation.

### 2.2 DER DETEKTOR TASSO

Der TASSO (Two Arm Spectrometer Solenoid)-Detektor besteht aus einer Anordnung unterschiedlicher Komponenten zur Rekonstruktion geladener und neutraler Teilchen. In Figur 4 ist der Detektor in Schnitten durch verschiedene Ebenen dargestellt; das Koordinatensystem, in dem Detektor beschrieben wird, ist Figur 5 zu entnehmen.

Eine Solenoidspule aus Aluminium mit einem Innenradius von 1,35 m erzeugt ein homogenes Magnetfeld parallel zur Strahlachse mit einer Stärke von 0,5 T. Im Innenraum der Spule befinden sich zur Erkennung geladener Spuren eine Proportionalkammer und eine zylindrische Driftkammer mit mehreren konzentrisch zum Strahl angeordneten Drahtlagen. Zwischen Driftkammer und Spule liegen parallel zur Strahlachse Scintillationszähler zur Flugzeitmessung ("innere Flugzeitzähler").

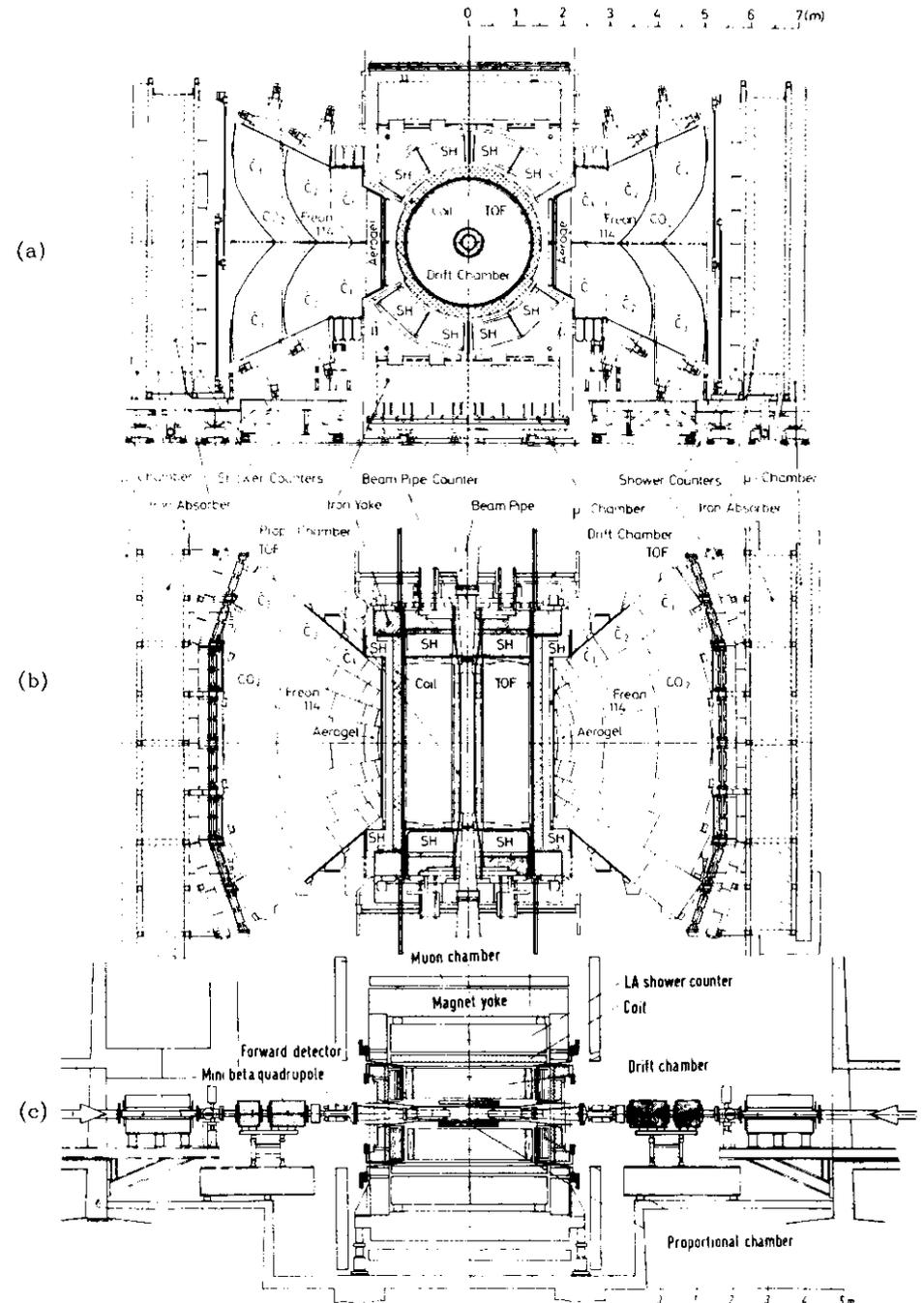
Außerhalb dieses Innendetektors sind unterschiedliche Komponenten zur Erkennung von Photonen, Elektronen, Myonen und geladenen Hadronen angeordnet.

Oberhalb und unterhalb der Spule sowie an den Stirnflächen des Solenoids befinden sich Flüssig-Argon-Kalorimeter von 14 bzw. 12,5 Strahlungslängen Dicke, die zusammen einen Raumwinkel von 65 % von  $4\pi$  überdecken<sup>(30),(31),(32)</sup>. Diese sind durch Ionisationskammern und durch Kupferstreifen in longitudinaler und lateraler Richtung sehr fein untergliedert und erlauben die Energiebestimmung schauernder Teilchen, ihre präzise Ortsbestimmung und die Messung des spezifischen Energieverlustes geladener Hadronen.

Das Magneteisenjoch für den Rückfluß des Magnetfeldes dient zugleich als Hadronenabsorber, hinter dem sich vierlagige Rohrkammern zur Erkennung von Myonen befinden<sup>(33)</sup>. Gemeinsam mit den Kammern, die hinter der Eisenabschirmung der Hadronenarme stehen (s. unten), überdecken sie einen Raumwinkel von 45 % von  $4\pi$ .

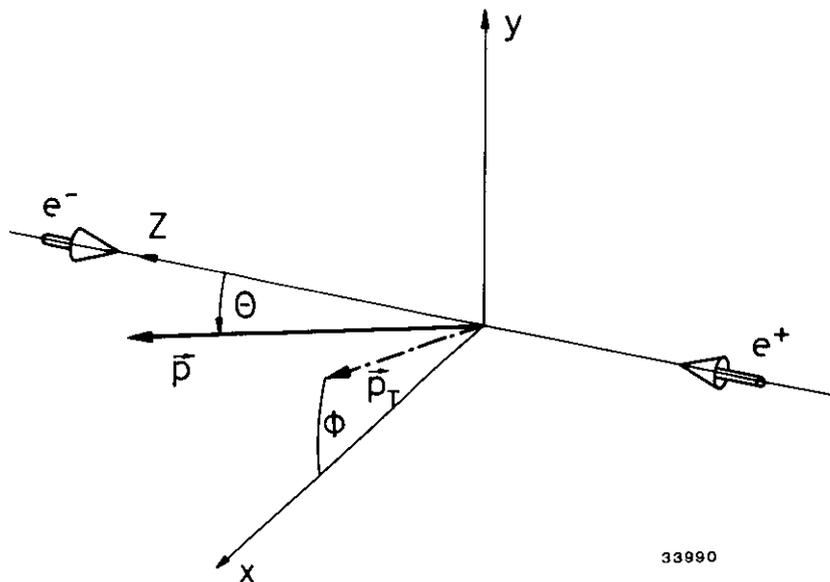
An den Seiten sind zwei Teilchenspektrometer, die "Hadronenarme", symmetrisch zum Strahlrohr angeordnet; ihre genaue Beschreibung erfolgt in Kapitel 2.2.2. Kurz gesagt bestehen sie aus einer einlagigen Driftkammer mit korrelierter Streifenauslese, einem dreistufigen Schwellenerechnersystem, Flugzeitzählern, Blei-Szintillator-Schauerzählern sowie hinter einer Eisenabschirmung einem vierlagigen Rohrkammersystem zur Myonenerkennung. Gemeinsam mit den Flugzeitzählern des Innendetektors ermöglichen die Hadronenarme die Erkennung geladener Hadronen über weite Bereiche des bei PETRA-Energien möglichen Impulsbereiches.

In Strahlrichtung befinden sich in einem Abstand von 6 m zum Wechselwirkungspunkt auf beiden Seiten des Detektors Vorwärtsspektrometer aus Szintillations- und Bleiglas-Schauerzählern<sup>(34)</sup>, die einen Polarwinkelbereich von  $\vartheta = 23,5$  bis 60 mrad bedecken. Mit ihnen wird die Luminosität des Speicherringes aus der Rate der unter kleinen Winkeln gestreuten Ereignisse aus der Bhabbastreuung ermittelt. Diese Ereignisse zeichnen sich durch eine hohe Rate und einen aufgrund des kleinen



Figur 4 Der TASSO - Detektor

a) Querschnitt durch die R  $\phi$ - Ebene, b) Längsschnitt durch die x-z-Ebene; c) Längsschnitt durch die y-z-Ebene



Figur 5 Das TASSO - Koordinatensystem

Der Speicherring liegt in der x-z-Ebene

Impulsübertrages sehr genau aus der QED bekannten Wirkungsquerschnitt aus.

Im folgenden werden die Elemente des Detektors genauer beschrieben, deren Information bei der Untersuchung der inklusiven Pionerzeugung benutzt wurde.

### 2.2.1 Der Innendetektor

Der Innendetektor wird nach innen durch das Strahlrohr aus Aluminium abgeschlossen, welches seinerseits einen Teil des Vakuumrohres des Speicherringes bildet. Sein Innendurchmesser beträgt 260 mm, seine Wandstärke 4 mm. In einem Abstand von 30 cm zum Wechselwirkungspunkt sind auf beiden Seiten in das Strahlrohr Kupferkollimatoren eingebaut, um den Innendetektor gegen Synchrotronstrahlung zu schützen.

Das Strahlrohr wird von vier Zylindersegmenten aus Szintillatormaterial, jedes 5 mm stark und 1,50 m lang, umhüllt. An beiden Seiten wird das Licht über 2 m lange Lichtleiter Photomultipliern zugeführt. Die

Strahlrohrzähler werden als Triggerzähler für Testmessungen am Detektor benutzt.

An diese schließt sich die Proportionalkammer<sup>35)</sup> mit einem Innenradius von 18 cm und einem Außenradius von etwa 30 cm an. Sie besteht aus vier zylindrischen, konzentrisch um das Strahlrohr laufenden Modulen, in denen jeweils 480 Drähte parallel zum Strahl angebracht sind. Der 14 mm breite Gasraum jedes Moduls ist nach innen und außen durch Kunststoffschlauchzylinder abgeschlossen, auf deren Oberfläche beidseitig Kathodenstreifen in Spiralen gewickelt sind. Diese verlaufen ober- und unterhalb des Anodendrahtes gegensinnig. Damit ermöglichen sie die Rekonstruktion von Spuren in der Proportionalkammer in der z-Richtung. Die Kammer wird betrieben mit einem Gasgemisch aus 75 % Argon, 24,5 % Isobutan, 0,5 % Freon 13 und einer kleinen Beimischung von Methylal.

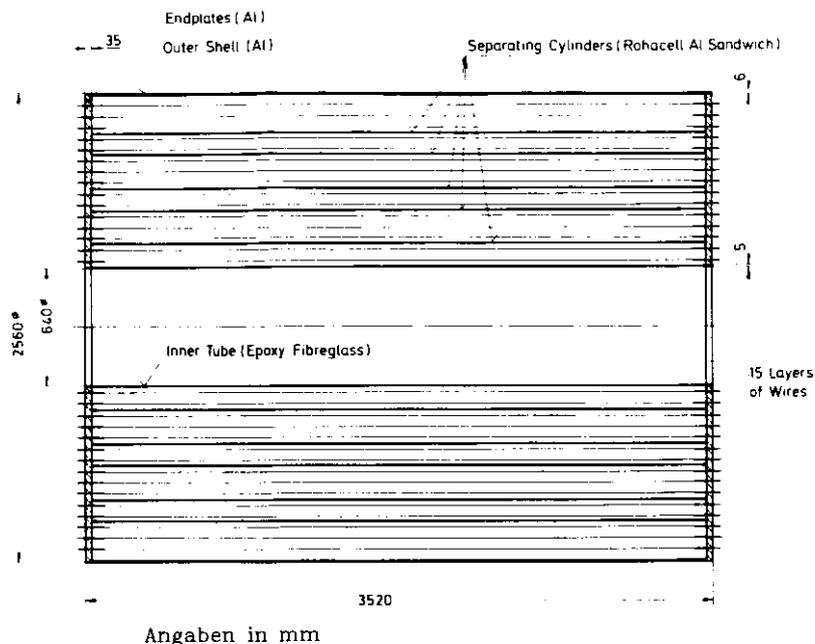
Gemeinsam mit den Signalen aus der zylindrischen Driftkammer und den inneren Flugzeitählern wird die Trefferinformation der Proportionalkammer zur raschen Spurerkennung während der Datennahme für eine schnelle Triggerlogik (s. 2.2.3) benutzt. Anfangs wurde dabei nur von der Auslese der Anodensignale Gebrauch gemacht; seit Beginn des Jahres 1981 wird durch die Auslese der Kathodenstreifensignale auch die räumliche Information der Teilchentrajektorie für den Trigger verwendet.

In den Spurrekonstruktionsprogrammen (s. 3.1) liefern die Proportionalkammertreffer zusätzliche Stützpunkte.

Nahezu den gesamten Innenraum ausfüllend schließt sich an die Proportionalkammer die zylindrische Driftkammer an<sup>36),37)</sup>. Eine schematische Darstellung ist Figur 6 zu entnehmen. Die Kammer ist in radialer Richtung gleichmäßig in 15 konzentrische Lagen unterteilt. Die Länge der Kammer in z-Richtung beträgt 3,52 m; die innerste Lage hat einen radialen Abstand zur Strahlachse von 36,7 cm, die äußerste einen von 122 cm. Die Signaldrähte besitzen innerhalb einer jeden Lage untereinander einen konstanten Abstand von 3,6 cm, wodurch die Kammer über ihr gesamtes Volumen eine gleichmäßige Segmentierung aufweist.

In neun Lagen sind die Drähte parallel zum Strahl gespannt, in den sechs weiteren Lagen besitzen sie einen Winkel zwischen  $\pm 3,5$  und  $\pm 4,5^\circ$  zur Strahlachse. Diese Anordnung ermöglicht die räumliche Rekonstruktion geladener Spuren.

Bis zum Juni des Jahres 1980 wurde die Kammer mit einem Gasgemisch aus 90 % Argon und 10 % Methan betrieben. Seitdem wird ein Gemisch aus 50 % Äthan und 50 % Argon benutzt, um die Kammerströme trotz der Zunahme der bei PETRA injizierten Strahlströme kleinzuhalten<sup>37)</sup>.



Figur 6 Schnitt durch die zylindrische Driftkammer parallel zum Strahl

Um eine Spur zu rekonstruieren, muß sie in mindestens sechs Lagen einen Treffer erzeugt haben. Mit dieser Forderung ist eine Erkennung geladener Spuren in 87 % des Raumwinkels möglich.

Die Ortsauflösung der Kammer wurde mit Ereignissen aus der Bhabhastreuung und mit Myonen aus der Höhenstrahlung zu  $200 \mu\text{m}$  bestimmt<sup>37)</sup>. Damit erreicht man unter Berücksichtigung der Vielfachstreuung eine Auflösung im Transversalimpuls  $p_T$  von<sup>33),38)</sup>

$$\sigma_{p_T}/p_T = 0,017 \cdot \sqrt{1 + p_T^2} \quad (2.1)$$

( $p_T$  in GeV/c).

Zwischen der Driftkammer und der Magnetspule befinden sich in einem radialen Abstand von 132 cm zum Strahl 48 Szintillationszähler zur Flugzeitmessung. Die 3,90 m langen, 17 cm breiten und 2 cm dicken Szintillatoren überdecken einen Raumwinkelbereich von 82 % von  $4\pi$ . Sie sind an beiden Seiten über Lichtleiter mit Photomultipliern vom Typ RCA 8575 verbunden, die jeder von einem ADC und zwei TDC's auslesen werden. Zur Unterdrückung von Untergrundsignalen besitzen die beiden TDC's eine unterschiedlich hohe Diskriminatorschwelle. Mit dem ADC-Inhalt wird die Flugzeit auf den Anstieg der Pulse korrigiert. Die Auslese zu beiden Seiten ermöglicht zudem die Aussage über den Entstehungsort des Lichtes im Szintillator. Die Flugzeitauflösung beträgt für Spuren aus multihadronischen Ereignissen  $\sigma_T=380 \text{ ps}$ <sup>39)</sup>. Mit der Flugzeitinformation werden geladene Hadronen im Bereich kleiner Impulse identifiziert. Die Ergebnisse dieser Messung sind in Kapitel 5 beschrieben. Die Flugzeitinformation wird auch dazu benutzt, um Myonen aus der kosmischen Höhenstrahlung von echten Zweispurereignissen abzutrennen (s. Anhang 3).

Tabelle 2. Materialien zwischen der äußersten Driftkammerlage und den Hadronarmen

Material	Dicke (cm)	Strahlungslängen
1) Driftkammer- außenzylinder Aluminium	0,6	0,067
2) Flugzeitzähler Polystyren	2,0	0,0464
3) Hitzeschild Aluminium	0,3	0,034
4) Spule Aluminium	8,3	0,932
Wasser	1,0	0,028
Epoxid und Fiberglas	1,9	0,050

Den Innendetektor schließt die Magnetspule bei einem Innenradius von 1,35 m ab. Ihre radiale Dicke beträgt 11,4 cm. Das Spulenmaterial besteht im wesentlichen aus Aluminium; hinzu kommen noch Kühlwasser, Epoxid und Fiberglas. Die genauen Materialdicken sind in Tabelle 2 aufgeführt.

## 2.2.2 Die Hadronarme

Der genaue Aufbau der Hadronarme ist der Figur 7 zu entnehmen. Die einzelnen Komponenten werden in den folgenden Abschnitten beschrieben.

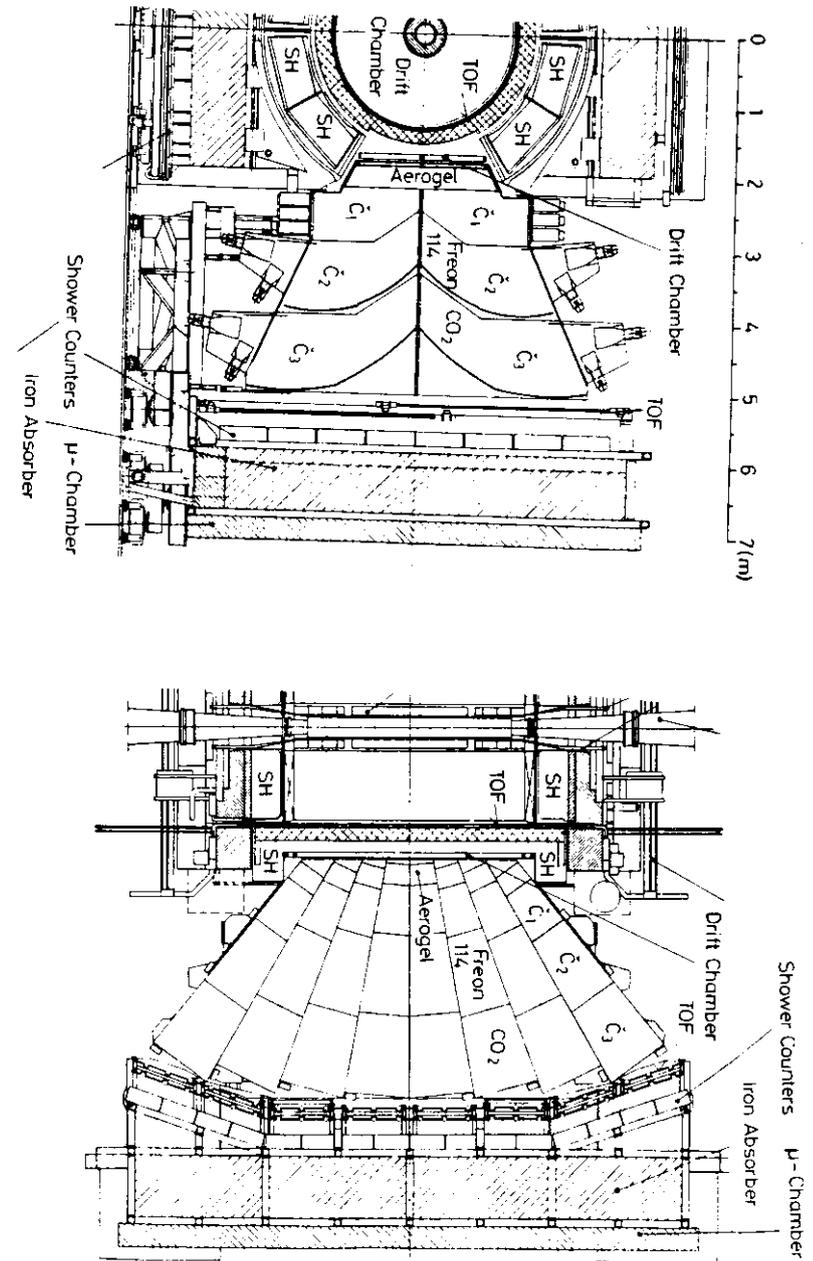
### 2.2.2.1 Die flachen Driftkammern

Zur Erkennung geladener Spuren, die die Spule verlassen haben, sind vor die Čerenkovzähler einlagige flache Driftkammern gehängt. Ihre mechanische Konstruktion und Verstärkerelektronik ist bereits beschrieben worden<sup>40)</sup>. Der schematische Aufbau der Kammer ist Figur 8 zu entnehmen.

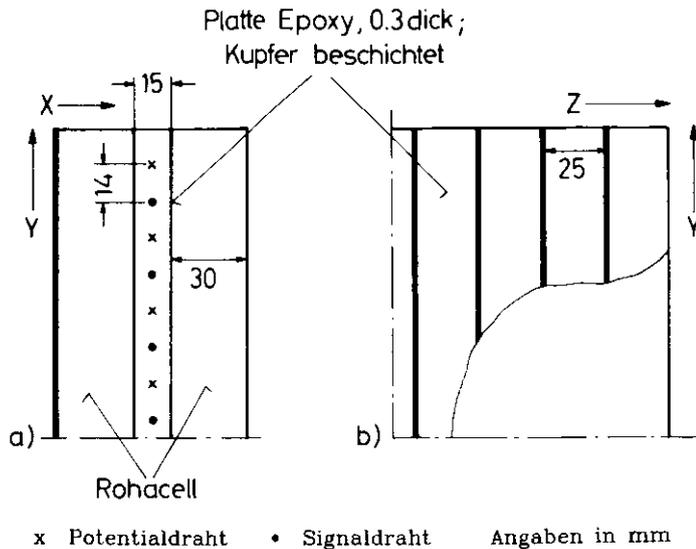
Der Kammerabstand zum Wechselwirkungspunkt in der Ringebene beträgt 174 cm. Die Kammern sind in jedem Hadronarm in zwei mechanisch unabhängige Einheiten unterteilt, deren eine oberhalb und deren andere unterhalb der Ringebene liegt. Mit der jeweiligen Ausdehnung ihrer empfindlichen Fläche von 320 cm (in z-Richtung) und 90 cm (in y-Richtung) überdecken alle vier Kammern zusammen einen Raumwinkel von 20 % von  $4\pi$  und decken nahezu den von den Čerenkovzählern erfaßten Teil des Raumwinkels ab.

Zwischen zwei 30 mm starken Platten einer Rohacell-GFK-Schichtung befindet sich ein 15 mm breiter Gasraum, der in z-Richtung alle 1,4 cm abwechselnd von auf Hochspannung liegenden Signal- und Potentialdrähten durchzogen ist. Diese bauen insgesamt 31 zur Seite hin offene Driftzellen auf, die jede vor insgesamt acht Čerenkovzählerzellen liegen. Für die die y-Position des Spurdurchganges messenden Anodendrähte wurde in Testmessungen eine Ortsauflösung von  $\sigma_y = 180\mu\text{m}$  mit einer Gasmischung von 90 % Argon und 10 % Methan gemessen; nicht enthalten in dieser Zahl ist Ungenauigkeit der Drahtposition von  $\pm 100\mu\text{m}$ . Am Experiment wurde die Kammer mit einem Gasmisch aus 85 % Argon und 15 %  $\text{CO}_2$  mit einer kleinen Beimischung von Methan unter Normaldruck betrieben.

Auf der Innenseite der Rohacellplatten ist die auf Masse liegende Kathodenebene befestigt. Sie besteht aus einer 0,3 mm starken kupferkaschierten Epoxyplatte, die alle 25 mm senkrecht zu den Signaldrähten geschlitzt ist. Je zwei gegenüberliegende Streifen sind elektrisch mitein-



Figur 7 Aufbau des TASSO - Hadronarmes  
a) Querschnitt durch die R- $\phi$ -Ebene  
b) Längsschnitt durch die x-z-Ebene



Figur 8 Schematischer Aufbau der flachen Driftkammer  
a) Schnitt senkrecht zur Kathodenebene  
b) Schnitt parallel zur Kathodenebene

ander verbunden und besitzen einen gemeinsamen Signalausgang, so daß die influenzierten Signale die Bestimmung eines Teilchendurchgangs auch in z-Richtung ermöglichen. Durch die Streifenbreite ist die Ortsauflösung in dieser Richtung auf  $\sigma_z = 1$  cm beschränkt.

#### 2.2.2.2 Die Čerenkovzähler

Direkt hinter den flachen Driftkammern schließt sich das Čerenkovzählersystem an. Es überdeckt einen Polarwinkelbereich von  $\vartheta = 50^\circ$  bis  $130^\circ$  und einen Azimutwinkelbereich zwischen  $\varphi = -26^\circ$  und  $+26^\circ$  bzw. zwischen  $\varphi = 154^\circ$  und  $206^\circ$ .

Die Zähler sind pro Hadronarm in 16 mechanisch getrennte Zellen unterteilt, die in  $\vartheta$  einen Winkelbereich von jeweils  $10^\circ$  bedecken. Durch Spiegel, die das Čerenkovlicht auf zwei verschiedene Photomultiplier fokussieren,

werden die Gasčerenkovzähler in  $\varphi$  zusätzlich unterteilt. Mit der Unterteilung des Zählersystems wird die Zahl der Fälle, in denen mehr als ein geladenes Teilchen ein und denselben Zähler durchquert, möglichst klein gehalten.

In jeder Zelle sind ein Zähler mit Aerogel und je zwei mit Freon 114 und  $\text{CO}_2$  als Radiator nacheinander angeordnet; ein Schnitt durch eine Zelle senkrecht zur Ringebene ist in Figur 9 dargestellt.

#### Die Gehäusekonstruktion

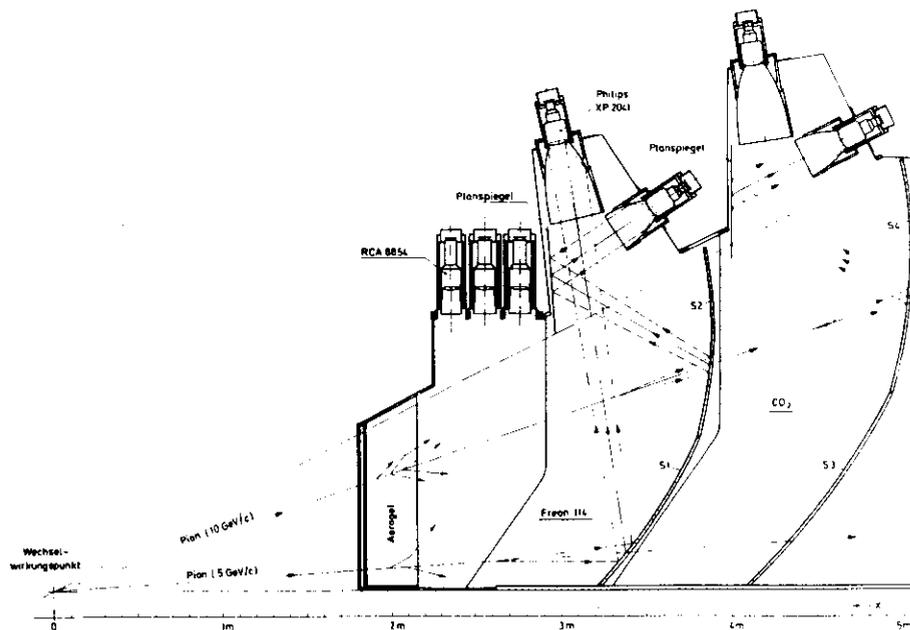
Die Art des mechanischen Gehäuses wird folgenden Überlegungen gerecht: Das Material längs der Teilchenflugbahn sollte möglichst gering sein. Eine stabile Unterstützung sowohl für die optischen Elemente als auch für die Eisenabschirmungen und Gehäuse der Photomultiplier sollte gewährleistet sein. Zugleich mußte es gasdicht, leicht und transportabel sein.

Die Zähler je eines Hadronarmes wurden daher in vier mechanisch selbständige Einheiten aus jeweils vier vollständigen Zellen unterteilt. Diese Einheiten sind aus Wänden einer Schichtstruktur aus Aluminiumwaben und Epoxy-Fiberglas<sup>41)</sup> (Flächendichte  $3,1 \text{ kg/m}^2$  für 13 mm Stärke) aufgebaut. Die Wände wurden mit Polyurethankleber zusammengefügt und in der Nähe der Photomultiplierbefestigungen mit Aluminiumrahmen verstärkt. Auf diesen sind bei den Gaszählern Aluminiumgehäuse als Halterung der Photomultiplierabschirmungen angebracht; die Abschirmungen der Aerogelzähler sind auf einer gelochten Aluminiumplatte befestigt. Zur Gas- und Lichtdichtigkeit wurden die Wände mehrfach mit schwarzer Polyurethanfarbe gestrichen. Die verschiedenen Zähler einer Zelle wurden mit gasdichten Fenstern aus 1 mm starken Makrolonscheiben<sup>42)</sup> abgetrennt.

Dieses System beweist eine große Festigkeit und ist fähig, das Gewicht der 40 Photomultiplierabschirmungen (ungefähr 800 kg) zu tragen.

#### Die Brechungsindizes

Die Wahl der Radiatorbrechungsindizes entspricht folgenden Randbedingungen: Entsprechend der Größe des Zählersystems und aus Sicherheitsgründen wurden Zähler mit Gasen unter hohem Druck oder tiefen Temperaturen und die Verwendung brennbarer Gase vermieden.



Figur 9 Schnitt durch eine Čerenkovzählerzelle senkrecht zur Speicherringebene

S1 - S4 sind die elliptischen Spiegel; die mit Pfeilen gekennzeichneten Linien zeigen den Weg des Čerenkovlichtes, das von einem Pion mit bezeichnetem Impuls erzeugt wird.

Den höchsten Brechungsindex unter Normaldruck besitzt dann Freon 114 ( $C_2Cl_2F_4$ ,  $n=1,0014$ ), was eine Pion/Kaon Trennung im Impulsbereich von 2,7 bis 9,4 GeV/c und eine Kaon/Proton Trennung im Impulsbereich von 9,4 bis 17,8 GeV/c ermöglicht. Kombiniert man diese Zähler mit  $CO_2$ -Zählern, so ist eine Pionerkennung bis zu einem Impuls von 17 GeV/c möglich.

Die Hadronarmflugzeitähler vermögen Pionen von Kanonen bis zu Impulsen von maximal 1,5 GeV/c zu trennen. Die Impulslücke zwischen diesem Wert und der Pion - Schwelle im Freon kann prinzipiell durch einen Čerenkovzähler mit einem Brechungsindex von  $n=1,016$  (Pion Schwelle = 0,78 GeV/c, Kaon - Schwelle = 2,7 GeV/c) geschlossen werden. Ein Brechungsindex dieser Größenordnung ist mit Aerogel aus Siliziumdioxid realisierbar. Aus Gründen einer zuverlässigen Herstellung und der erwarteten Lichtausbeute wurde jedoch Aerogel mit einem Brechungsindex von im Mittel  $n=1,024$  eingesetzt. In den TASSO-Čerenkovzählern bedeckt das Aerogel eine Fläche von  $11,4 m^2$  bei einer mittleren Dicke von 14 cm. Seine

Herstellung erfolgte bei DESY<sup>43</sup>; Eine detaillierte Beschreibung des Herstellungsprozesses und der Eigenschaften von Aerogel findet sich in Anhang 1.

Der Brechungsindex jedes einzelnen Gaszählers wurde in regelmäßigen Abständen von zwei Monaten gemessen. Die Methode ist in Anhang 2 beschrieben. Die Messung ist auf  $10^{-5}$  genau. Aus den beobachteten Brechungsindizes wurde die Konzentration bzw. die Verunreinigung des Radiatorgases bestimmt. Da auf diese Weise in einem Viertel der Zellen signifikante Lecks zwischen den Freon- und  $CO_2$ - Zählern festgestellt wurden, wurden letztere ebenfalls mit Freon gefüllt. Danach lag der Brechungsindex aller Zähler bei den für reines Freon oder reines  $CO_2$  erwarteten Werten. Die Brechungsindizes jedes einzelnen Zählers besaßen in der eineinhalbjährigen Messperiode eine Konstanz von typischerweise  $3 \cdot 10^{-5}$ .

Die Brechungsindizes der Aerogelstücke liegen zwischen Werten von 1,020 und 1,026 (siehe Anhang 1). Beim Einbau wurden zwei Gruppen von Zählern aus Stücken mit Brechungsindizes zwischen 1,020 und 1,023 (25 % der Zähler) bei einem mittleren Brechungsindex von 1,022 und Stücken mit Brechungsindizes zwischen 1,023 und 1,026 bei einem mittleren Brechungsindex von 1,0245 gebildet.

#### Das Lichtsammlungssystem der Gaszähler

Das Lichtsammlungssystem der Gaszähler ist speziell für Experimente an  $e^+e^-$ -Speicherringen ausgelegt. Die Ausdehnung der Strahlpakete ist in der Größenordnung weniger Zentimeter und die erzeugten Teilchen kommen daher aus einer kleinen Umgebung rund um den nominellen Wechselwirkungspunkt. Das von den Teilchen erzeugte Čerenkovlicht folgt nahezu der Teilchenspur und scheint ohne Ablenkung der Teilchen im Magnetfeld des Innendetektors in guter Näherung vom Wechselwirkungspunkt zu kommen. Bestmögliche Fokussierung dieses Lichtes erreicht man dann durch konkave ellipsoide Spiegel, deren einer Brennpunkt im Wechselwirkungspunkt und deren anderer auf der Kathode der Photomultiplier liegt. Dieses Konzept wurde bereits im DASP-Detektor<sup>44</sup> bei DORIS und von der DELCO-Kollaboration<sup>45</sup> bei SPEAR eingesetzt.

Das Prinzip der Lichtsammlung bei den TASSO-Zählern ist in Figur 9 dargestellt. Wegen der langen Lichtwege wird das Čerenkovlicht je nach Gas und Teilchengeschwindigkeit auf einen Ring von typischerweise 20 cm Außendurchmesser fokussiert. Aus diesem Grund wird das Licht mit

Winston-Lichtsammeltrichtern<sup>46)</sup> aus Plexiglas auf die 5-Zoll-Kathode der Photomultiplier gebündelt.

Die Spiegel wurden aus 2mm starken tiefgezogenen Plexiglasplatten erstellt, die durch eine Rückwand aus einer Schichtung von Epoxy-Fiberglas und 19 mm starkem Nomex-Polyamid Wabenmaterial<sup>47)</sup> verstärkt wurde. Neben einer außerordentlichen Steifheit besitzt die Rückverstärkung zugleich eine geringe Flächendichte ( $0.21\text{g/cm}^{-2}$ ).

Die Bedampfung der Lichttüten und Spiegel mit Aluminium wurde bei DESY durchgeführt. Hohe und dauerhafte Reflektivität wurden durch gutes Vakuum (besser als  $10^{-5}$ mbar) und kurze Aufdampfzeiten (etwa 20 Sekunden<sup>48)</sup>) erreicht. Die Reflektivität der Spiegel, gemessen zwischen Wellenlängen von  $\lambda=230$  und  $800$  nm, liegt bei 90 % (siehe auch Anhang 3), nahe der theoretischen Grenze für Aluminium von 92 %. Die Reflektivität der Lichtsammeltrichter liegt auf Grund der formbedingten ungünstigeren Aufdampfbedingungen 2 bis 4 % unter der der Spiegel.

Die Lichtsammlung dieses Systems wurde mit einem Monte-Carlo-Programm simuliert, welches die Geometrie der Zähler und der optischen Elemente, die spektrale Transmission der Radiatorgase und die Reflektivität der Spiegel und Lichtsammeltrichter einschloß<sup>49)</sup>. Die Lichtsammlungswahrscheinlichkeit beträgt für Teilchen, die vom Wechselwirkungspunkt kommen, über die gesamte Zählerfläche 80 %.

Die Gasčerenkovzähler sind mit 5-Zoll-Bialkali-Photomultipliern des Typs Philips XP2041 ausgerüstet, deren maximale Empfindlichkeit bei einer Wellenlänge von  $\lambda=400$  nm<sup>50)</sup> liegt. Um den Nachweis des Čerenkovlichtes, dessen Intensität in guter Näherung mit  $1/\lambda^2$  abfällt<sup>26)</sup> im ultravioletten Bereich des Lichtes zu verbessern, wurde das Photokathodenfenster mit einem Wellenlängenschieber aus Para-Terphenyl überzogen<sup>51),52)</sup>. Damit wird die Photoelektronenausbeute gemäß Testmessungen mit Luftčerenkovlicht um 30 % gesteigert<sup>47)</sup> (s. auch Anhang 3).

Gegen das Streufeld des TASSO-Magneten von etwa 30 Gauß Stärke sind die Multiplier von einem äußeren Abschirmzylinder aus Eisen und einem inneren aus Mu-Metall umgeben. Die longitudinale Komponente des Feldes wird durch eine von 50 mA Strom durchflossene Spule kompensiert, die um den Mu-Metall-Zylinder gewickelt ist.

#### Das Lichtsammlungssystem der Aerogelzähler

-----

Eine Lichtsammlung über fokussierende Spiegel ist in den Aerogelzählern wegen der Lichtstreuung im Aerogel nicht möglich. Aerogel besteht aus kleinen, hochpolymeren Kugeln aus amorphem Siliziumdioxid, die mit verzweigten Ketten ein Netzwerk aufbauen, dessen Poren mit Luft gefüllt sind. Die Struktur dieses Netzwerkes ist kleiner als die des sichtbaren Lichtes, so daß das Licht im Idealfall die optischen Eigenschaften beider Medien mittelt. Auf Grund von Rayleigh-Streuung wird das Licht besonders im kurzen Wellenlängenbereich stark gestreut; Lichtabsorption ist erst im Bereich unterhalb von 250 nm von Bedeutung<sup>53),54),55)</sup>. Die für TASSO hergestellten Aerogelstücke besitzen bei  $\lambda=436$  nm eine mittlere Streulänge von 2,6 cm (s. Anhang 1); bei Verwendung einer lichtsammlenden Optik ist die Lichtausbeute bereits nach 5 cm Radiatordicke gesättigt (siehe auch<sup>48)</sup>). Es kommt hinzu, daß der Čerenkovwinkel für  $n=1,024$   $12,4^\circ$  beträgt und die Optik bei einem Pionschwellenimpuls von 640 MeV/c das Čerenkovlicht von Spuren akzeptieren muß, die bedingt durch die Krümmung im Magnetfeld des Innendetektors von einer sehr ausgedehnten "Wechselwirkungszone" zu kommen scheinen.

Simulationsrechnungen für eine lichtsammlende Optik, welche ein sehr komplexes System von Spiegeln und Lichtsammeltrichtern vorsah, ergab eine Lichtsammlung von im Mittel 50 % entsprechend 3,5 Photoelektronen, welche über die Zählerfläche einen inhomogenen Verlauf zwischen Werten von 30 % und 60 % besaß. Dieses Konzept wurde daher fallengelassen.

Stattdessen wurden die Zähler vollständig mit diffus streuendem Millipore-Papier<sup>56)</sup> ausgekleidet, das oberhalb von 400 nm eine Reflektivität von 95 % besitzt<sup>55)</sup>. Auf diese Weise wird auch das gestreute Licht nachgewiesen und die Lichtausbeute ist erst bei Radiatordicken oberhalb von 20 cm gesättigt.

Im Vergleich zu Zählern mit lichtsammlender Optik benötigt man etwa die dreifache Aerogelmenge, wobei die optische Qualität weniger kritisch ist, und eine größere Lichtsammelzeit; bei den TASSO-Zählern sind etwa 200 ns nötig. Die Lichtsammlung ist nahezu unabhängig von der Richtung und dem Ort des durchfliegenden Teilchens.

Die Lichtsammlung ist in erster Näherung proportional zum Anteil der Photokathodenfläche an der gesamten Innenfläche des Zählers (Millipore-Papier-Wände und die in den Zähler zeigende Aerogelfläche).

Vorgegeben durch die Detektorgeometrie können pro Aerogelzähler sechs 5-Zoll-Röhren angebracht werden. Diese bedecken etwa 1,4 % der Zählerinnenfläche. Zum Schutz gegen das Streufeld des TASSO-Magneten ist die Kathodenoberfläche um 14 cm in die magnetische Abschirmung aus einem Eisen- und Mu-Metallzylinder zurückgesetzt, so daß das Licht aus dem Zähler durch Lichtsammeltrichter herausgeführt werden muß. Die Lichtsammlung der Zähler wurde zu 12 % abgeschätzt<sup>46)</sup>, woraus eine Zahl von im Mittel 4 Photoelektronen für Teilchen mit  $\beta \rightarrow 1$  erwartet wurde.

Diese Zahl, verteilt auf sechs Röhren, bedingt den Einsatz der RCA-8854-Quantacon-Röhre, die auf Grund der hohen Verstärkung an ihrer ersten Dynode auch einzelne an der Photokathode erzeugte Photoelektronen sicher nachweisen kann. Im Rauschspektrum ist das Signal des ersten Photoelektrons gut vom exponentiellen Teil des Rauschspektrums abgesetzt, wodurch die Nachweisschwellen niedrig gesetzt werden können.

Aufgrund der Produktionsrate des Aerogels konnten 28 der 32 Zähler nur mit einer Aerogeldicke von 13,5 cm bestückt werden; die restlichen wurden auf 18 cm Dicke gefüllt.

Zum Schutz des Aerogels und des Millipore-Papiers vor Luftfeuchtigkeit werden die Zähler gleichmäßig mit Stickstoff gespült.

#### Die Überwachung der Zählerfunktion

---

Jeder einzelne der insgesamt 320 Photomultiplier besitzt eine eigene Hochspannungsversorgung und einen eigenen ADC. Eine detaillierte Beschreibung beider Systeme findet sich in<sup>57)</sup>. Die mikrocomputergesteuerte Spannungsversorgung mit dem LeCroy-HV4023-System gestattet über CAMAC eine dauernde Überwachung und Regelung jedes Kanals mit dem Experimentrechner (s. 2.2.3). Die ADC's sind vom Typ LeCroy 2280A, welche eine Ladungsempfindlichkeit von 0,25 pC pro Kanal besitzen. Ein ADC-Prozessor übernimmt die Überwachung und Auslese der einzelnen Kanäle sowie die Subtraktion der Pedestals und übergibt diese Informationen über CAMAC ebenfalls dem Experimentrechner. Während der Datennahme wird jeder fehlerhafte Hochspannungskanal und ADC registriert und diese Information in die Ereignisauslese eingefügt.

Das Gesamtzählersystem einschließlich der Auslese wird mit Testsignalen zu Beginn und am Ende jeder Datennahme (Run) überprüft. Jeder Photomultiplier der Gaszähler wird mit einer eigenen Leuchtdiode (LED) über Lichtleiter direkt beleuchtet; die Aerogelzähler besitzen je eine LED, deren Lichtpulse über die diffus reflektierenden Zählerwände alle Röhren einer Zelle erreichen. Alle Leuchtdioden werden von einem Quecksilberpulsor über passive Verteiler zugleich angesteuert. Mit LED-Pulsen wird ebenfalls die absolute Verstärkung der Photomultiplier bestimmt<sup>57)</sup>. Zusätzlich zu den bisher erwähnten Überprüfungen wird die Signalstatistik jeder Röhre von jedem Run gesichtet.

#### Das Ansprechvermögen der Zähler

---

Das Ansprechvermögen aller Zähler wurde mit Myonen aus der kosmischen Höhenstrahlung gemessen, die den Detektor zeitgleich mit einer Strahlkreuzung durchqueren. Die Einzelheiten dieser Messung sind in Anhang 3 beschrieben.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit der Aerogelzähler für Myonen mit Impulsen oberhalb von 3 GeV/c beträgt  $(95 \pm 1)\%$  entsprechend einer mittleren Zahl von drei Photoelektronen. Die Nachweiswahrscheinlichkeit der Freon-zähler für Myonen oberhalb von 4 GeV/c beträgt  $(99,6 \pm 0,2)\%$ ; im Mittel werden für diese Spuren 17,8 Photoelektronen beobachtet. In den CO<sub>2</sub>-Zählern beträgt die Nachweiswahrscheinlichkeit für Myonen oberhalb von 6 GeV/c  $(96,4 \pm 0,4)\%$ ; entsprechend dem kleineren Brechungsindex beträgt die mittlere Photoelektronenzahl hier 7,8.

#### 2.2.2.3 Die Hadronarmflugzeitähler

Direkt hinter den Čerenkovzählern befindet sich in einem mittleren Abstand von 5,2 m zum Wechselwirkungspunkt eine Anordnung von 48 Szintillationszählern pro Hadronarm. Eine ausführliche Beschreibung dieses Flugzeitählersystems findet sich in<sup>58)</sup>.

Jeweils 24 Zähler befinden sich oberhalb bzw. unterhalb der Speicherringebene, drei nebeneinander liegende Szintillatoren decken den Bereich einer Čerenkovzählerzelle ab (vgl. Figur 7). Die innere Hälfte der Zähler steht parallel zur Strahlachse, die äußeren Flügel sind um 19° hereingedreht, um die Raumwinkelakzeptanz zu vergrößern; diese beträgt 20 % von  $4\pi$ .

Jeder Szintillator hat eine Höhe von 2,60 m und eine Breite von 0,33 m und ist oben und unten über Lichtleiter mit Photomultipliern (Typ EMI 9807B) verbunden, wodurch eine Messung der y-Position des erzeugten Lichtes möglich ist. Die Röhren werden über einen TDC und für Pulshöhenkorrekturen zugleich über einen ADC ausgelesen.

Jeder Zähler wird einzeln gegen den Durchgang des Positronenstrahls mit Hilfe von Lichtpulsen aus einer Funkenstrecke zeitlich geeicht. Eine genaue Nachkorrektur erfolgt durch die Flugzeitanalyse von Spuren echter Ereignisse, die mit der vorhandenen Datenmenge ebenfalls getrennt für jeden einzelnen Zähler durchgeführt werden konnte.

Die Flugzeitauflösung, gewonnen aus der Analyse von  $\mu$ -Paar-Ereignissen, beträgt  $\sigma_T = 450$  ps<sup>39)</sup>.

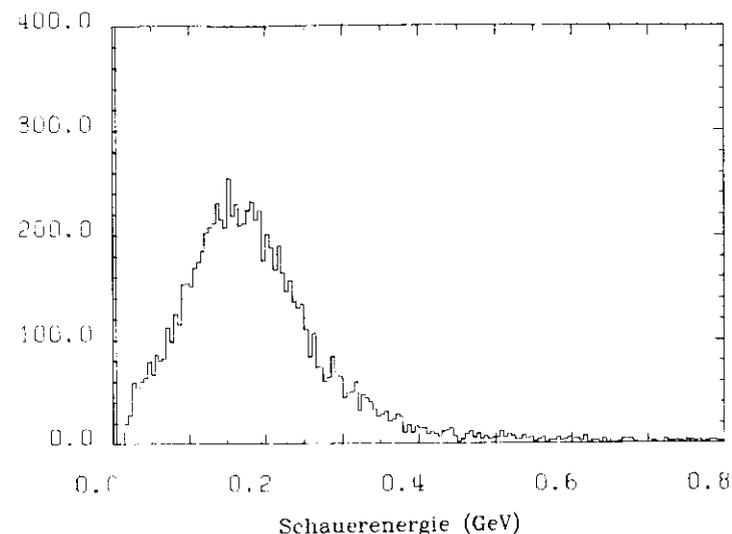
#### 2.2.2.4 Die Hadronarmschauerzähler

Zur Erkennung von Photonen und Elektronen befindet sich hinter den Flugzeitzählern ein System von Schauerzählern. Dieses ist in jedem Hadronarm in eine  $8 \cdot 8$  Zählermatrix untergliedert, deren Bausteine einen Querschnitt von  $0,68 \cdot 0,48$  m<sup>2</sup> besitzen. Jeder Zähler wird über Wellenlängenschieber durch Photomultiplier ausgelesen. Seit Beginn des Jahres 1981 ist die Granularität der Zähler in den jeweiligen Außenreihen durch die Auslese über zwei optisch getrennte Wellenlängenschieber verfeinert worden. Summiert über beide Hadronarme überdecken die Schauerzähler einen Raumwinkel von 17 % von  $4\pi$ ; vier übereinanderstehende Zähler decken dabei annähernd eine Čerenkovzählerzelle ab. Die Zähler sind aus einer Schichtung von acht 5cm dicken Bleiplatten zwischen insgesamt neun 10 mm dickem Szintillatormaterial aufgebaut; die Gesamtdicke des Zählers beträgt 7,4 Strahlungslängen.

In Figur 10 ist die Pulshöhenverteilung von Myonen aus der kosmischen Höhenstrahlung dargestellt. Die beobachtete Landauverteilung hat einen Mittelwert bei 200 MeV mit einem Ausläufer bis etwa 600 MeV.

Die Energieauflösung wurde mit Elektronen aus der Bhabhastreuung bei Strahlenergien zwischen 6 und 17,5 GeV bestimmt<sup>59)</sup>. Über diesen Energiebereich beträgt sie  $\sigma_E / E = 17$  %.

Da die elektromagnetischen Schauer der Elektronen und Photonen oft schon in der etwa 3 m entfernten Spule entstehen, ist ihre Ausdehnung häufig größer als ein Zähler. Die angegebene Energieauflösung wird nur durch Zusammenfassen mehrerer Zähler zu "Clustern" erreicht. Dieses



Figur 10 Pulshöhenverteilung von Myonen aus kosmischer Höhenstrahlung in den Hadronarmschauerzählern

---

Verfahren ist für multihadronische Ereignisse wegen der engen Nachbarschaft der Teilchen nicht zulässig, so daß die Erkennung von Elektronen hier beeinträchtigt ist.

#### 2.2.2.5 Die Myonenkammern

Hinter einem Eisenfilter von 87 cm Dicke schließt ein Proportionalrohrkammersystem zur Myonererkennung die Hadronarme ab. Die Kammern überdecken insgesamt einen Raumwinkel von 13 % von  $4\pi$ . Die Trefferposition wird durch zwei in y- und zwei in z- Richtung laufende Rohrlagen bestimmt.

Durch die Eisendicke ist ein sicherer Myonnennachweis erst ab Impulsen von 1,5 GeV/c möglich. Für Myonen mit hohem Impuls beträgt die Nachweiswahrscheinlichkeit 96,4 %<sup>60)</sup>.

Die Wahrscheinlichkeit, Hadronen durch "Punch through" oder durch Zerfälle in Myonen als Myonen fehlerhaft zu interpretieren, wurde für Einzelspuren zu weniger als 3% für alle Impulse unterhalb von 10 GeV/c abgeschätzt<sup>61)</sup>. In multihadronischen Ereignissen werden die Verhältnisse durch die Vielzahl eng benachbarter Teilchen verkompliziert, so daß die Myonerkennung mit einem großen systematischen Fehler behaftet ist. Daher wird die Information der Myonkammern in der vorliegenden Arbeit nicht berücksichtigt.

### 2.2.3 Trigger und Datenauslese

Im Betrieb mit zwei Teilchenpaketen pro Strahl treffen sich die Strahlpakete alle 3,85  $\mu$ s, entsprechend einer Frequenz von 260 kHz, an den Wechselwirkungszonen. Nur bei jeder 10<sup>-5</sup>ten Strahlkreuzung findet eine Reaktion statt. Mit schnellen Mikroprozessoren wird nach jeder Strahlkreuzung das Treffermuster in den Drahtkammern des Innendetektors<sup>35),62)</sup> und die in den Schauerzählern beobachteten Pulshöhen ausgewertet<sup>63)</sup>. Auf Grund der Multiplizität und Topologie registrierter Spuren und/oder beobachteter Schauerenergien wird entschieden, ob ein Ereignis vorliegt oder nicht ("Trigger").

Das Startsignal ("Strobe") für die Triggerlogik liefern Auskoppelroden, die auf beiden Seiten des Detektors, 7,1 m vom Wechselwirkungspunkt entfernt, innerhalb des Strahlrohres angebracht sind. Das Löschen und Initialisieren der CAMAC - Elektronik dauert ungefähr eine Mikrosekunde; die verbleibende Zeitspanne von 2,8  $\mu$ s bis zur nächsten Strahlkreuzung reicht für das Eintreffen der verschiedenen Trigger aus. Trifft kein Trigger von einem der Detektorelemente ein, so wird der Inhalt aller elektronischen Kanäle gelöscht und diese neu initialisiert. Bei Eintreffen eines Triggers werden alle weiteren "Strobe"-Signale unterdrückt und das Ereignis vollständig ausgelesen.

Die weitaus meisten, bei W=34 GeV etwa 99 % der aufgezeichneten multihadronischen Ereignisse<sup>62)</sup>, werden durch einen Trigger erkannt, der eine Mindestzahl geladener Spuren im Innendetektor verlangt. Seine genaue Diskussion findet sich in<sup>62)</sup>. Die Triggerbedingungen für multihadronische Ereignisse lauten im einzelnen :

- a)  $\geq 4$  geladene Spuren
- b) Transversalimpuls jeder Spur  $\geq 320$  MeV/c

Bei normalen Strahlbedingungen liegt die Gesamttriggerfrequenz bei 3 Hz. Die Daten werden über CAMAC in den Experimentrechner (NORD 10 Norsk

Data) eingelesen, umformatiert und auf eine zyklische Zwischenspeicherkette geschrieben, wo sie Programmen der direkten Detektorüberwachung und Ereignisanalyse zur Verfügung stehen. Anschließend werden sie über eine Direktverbindung zum zentralen IBM-Rechnersystem geschickt, dort temporär auf einer Magnetplatte gespeichert und nach Füllen dieses Speichers auf ein Magnetband geschrieben.

### 3.0 REKONSTRUKTION UND AUSWAHL HADRONISCHER ANNIHILATIONSEREIGNISSE

Die aufgezeichneten Ereignisse umfassen eine Fülle verschiedener Reaktionen. Neben Ereignissen aus der Ein-Photon-Annihilation und Zwei-Photon-Streuprozessen wird eine hohe Rate an Untergrundeignissen, etwa der Durchgang von Myonen aus der Höhenstrahlung oder Wechselwirkungen des Strahls mit dem Restgas im Strahlrohr oder dem Strahlrohr selbst, registriert.

Die Auswahl der multihadronischen Annihilationsereignisse erfolgt allein mit der Spurinformaton des Innendetektors. Alle Ereignisse werden zunächst vollständig rekonstruiert und aus den Parametern der gefundenen Spuren deren Dreierimpulse bestimmt. Mit geeigneten Schnitten werden anschließend die multihadronischen Ereignisse herausgefiltert.

#### 3.1 DIE REKONSTRUKTION DER EREIGNISSE

Alle auf dem Magnetband gespeicherten Ereignisse werden zuerst mit dem schnellen Spurrekonstruktionsprogramm FOREST<sup>64)</sup> rekonstruiert. Dieses findet aus den Treffern in der zylindrischen Driftkammer die Spuren mit einer sogenannten "link and tree"-Methode. Die Treffer benachbarter Lagen werden durch Linien ("Links") verbunden; Links annähernd gleicher Spurparameter werden zu Bäumen ("trees") zusammengesetzt. Die längste Kette von Links innerhalb eines Baumes gibt dann die gesuchte Spur.

Die Rekonstruktionswahrscheinlichkeit dieser Methode hängt vom Transversalimpuls  $p_T$  der Spur ab. Sie beträgt

40 %	für	$p_T \leq 250 \text{ MeV/c}$
80 %	für	$250 < p_T \leq 750 \text{ MeV/c}$
95-98 %	für	$p_T > 750 \text{ MeV/c}$

Zur Rekonstruktion eines Ereignisses mit FOREST werden im Mittel 60 ms Rechenzeit auf der IBM 370/168 benötigt.

Im nächsten Schritt wird durch einen Schnitt auf die Multiplizität rekonstruierter Spuren eine Vorselektion multihadronischer Ereignisse getroffen. Es müssen

- a)  $\geq 3$  Spuren in der R- $\phi$ -Ebene rekonstruiert sein mit  $|d_0| < 2,5 \text{ cm}$ , wobei  $|d_0|$  der minimale Abstand der Spur zum Ursprung in der R- $\phi$ -Ebene ist,
- b)  $\geq 2$  Spuren in allen drei Dimensionen rekonstruiert sein mit  $|d_0| < 2,5 \text{ cm}$  und  $|z_0| < 10,0 \text{ cm}$ , wobei  $|z_0|$  der minimale Abstand der Spur zum Ursprung in z-Richtung ist.

Diese Bedingungen erfüllen bei  $W=34 \text{ GeV}$  3,5 % aller aufgezeichneten Ereignisse.

Die begrenzte Ereignismenge wird mit dem langsameren Spurrekonstruktionsprogramm MILL neu rekonstruiert, das auch Spuren kleinen Transversalimpulses mit großer Wahrscheinlichkeit findet. MILL findet die Spuren gemäß einer traditionellen "Road"-Methode und durchläuft die Ereignisrekonstruktion in mehreren Zyklen.

In der ersten Stufe definieren von FOREST gefundene Spuren, in jedem weiteren Rekonstruktionszyklus die zuvor gefundenen Spuren Straßen gebener Breite. Die neuen Spuren werden durch Permutation aller Treffer innerhalb dieser Straße mit einer Anpassungsrechnung gefunden; dabei werden die Treffer in der Proportionalammer in die Spursuche mit einbezogen.

Mit MILL werden Spuren mit  $p_T \geq 100 \text{ MeV/c}$  mit einer Wahrscheinlichkeit von 97 % gefunden.

#### 3.2 UNTERGRUNDEREIGNISSE

Die Menge der Ereignisse, die obige Kriterien erfüllen, enthält eine große Anzahl von Ereignissen, die ein multihadronisches Annihilationsereignis vortäuschen können.

##### 3.2.1 Strahl-Gas Ereignisse

Ein Teil der gespeicherten Elektronen / Positronen wechselwirkt mit den Restgasmolekülen im Strahlrohr. Hierbei sind zwei Prozesse wichtig :

- Das Elektron / Positron kann durch Bremsstrahlung ein hochenergetisches Photon abstrahlen, das das Strahlrohr im Bereich des TASSO-Detektors trifft und dort aufschauert.
- Das Elektron / Positron hat mit einem Nukleon der Gasatome eine inelastische Wechselwirkung und erzeugt einen Vielteilchenzustand.

Beide Reaktionen haben eine deutliche Signatur :

- Der Ursprung der Ereignisse ist gleichverteilt längs der Strahlachse.
- Die Reaktionsprodukte werden in einen Kegel in oder gegen die z-Richtung emittiert, da sich das Lepton-Nukleon Schwerpunktsystem gegen das Laborsystem bewegt.
- Die Impulssumme geladener Teilchen sowie deren Multiplizität ist im allgemeinen kleiner als die der Annihilationsereignisse.
- Die Zertrümmerung des Kernes führt zu einem Überschuß an positiv geladenen Teilchen.

### 3.2.2 Strahl-Strahlrohr Ereignisse

Durch Bremsstrahlung an den Restgasmolekülen oder Strahl-Strahl-Bremsstrahlung verlieren einzelne Elektronen / Positronen Energie, so daß ihre Umlaufbahn von der Sollbahn stärker abweicht. Diese Teilchen können das Strahlrohr, insbesondere die Synchrotronstrahlungsabsorber treffen. Der beobachtete Endzustand hat die gleiche Signatur wie die obigen Ereignisse, sein Wechselwirkungspunkt liegt aber häufig in der Nähe der Absorber bei hohen z-Werten.

### 3.2.3 Zwei-Photon-Streuprozesse

Der Wirkungsquerschnitt für multihadronische Annihilationsereignisse nimmt mit dem Quadrat der Schwerpunktsenergie ab. Der totale Wirkungsquerschnitt für die Hadronerzeugung durch Zwei-Photon-Streuung wächst dagegen logarithmisch mit dem Quadrat der Schwerpunktsenergie an<sup>(65)</sup>. Bei den mit PETRA erreichten Schwerpunktsenergien bilden diese Ereignisse einen beträchtlichen Anteil an multihadronischen Ereignissen.

Da die invariante Masse der Photonen hauptsächlich bei Bruchteilen der Schwerpunktsenergie liegt, besitzen die Ereignisse aus der Zwei-Photon-Streuung im wesentlichen kleinere geladene Energien und Multiplizitäten als Annihilationsereignisse. In der Regel haben die beiden Photonen ungleiche Impulse, so daß sich ihr Schwerpunktsystem gegen das Laborsystem bewegt und die im Laborsystem berechnete Impulssumme

der erzeugten Teilchen vorzugsweise in Vorwärts- oder Rückwärtsrichtung zeigt.

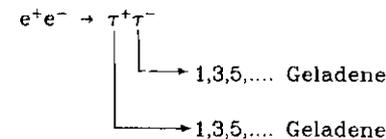
Neben den bisher erwähnten Prozessen können auch QED-Reaktionen ein multihadronisches Ereignis vortäuschen.

### 3.2.4 Bhabhastreueung

Im ungestörten Fall werden bei der Bhabhastreueung zwei kollineare Spuren im Innendetektor beobachtet. Ereignisse mit mehr als zwei Spuren treten auf, wenn eines der beiden (oder beide) Leptonen oder Photonen, die im Anfangs- oder Endzustand abgestrahlt werden, in der Materie zwischen dem Vertex und dem Innendetektor einen Schauer produzieren. Die letzteren Prozesse führen ebenfalls bei der Myon-Paar- Erzeugung zu Ereignissen mit mehr als zwei Spuren im Innendetektor.

### 3.2.5 $\tau$ -Paar-Erzeugung

Bei der Erzeugung von  $\tau$ -Paaren kann ein multihadronischer Endzustand beobachtet werden, wenn eines der beiden oder beide  $\tau$ 's in mehrere geladene Hadronen zerfallen :



Das Verzweungsverhältnis sinkt dabei rasch mit der Multiplizität<sup>(66)</sup>.

Multihadronische Ereignisse aus der  $\tau$ -Paar-Erzeugung besitzen daher im wesentlichen Topologien, in denen eine oder drei geladene Spuren einem System von drei geladenen Spuren gegenüberliegen ("1 gegen 3"- oder "3 gegen 3"-Topologien). Diese werden auf Grund der kleinen invarianten Masse der Dreiersysteme von multihadronischen Ereignissen unterschieden.

### 3.3 SELEKTIONSKRITERIEN FÜR MULTIHADRONISCHE ANNIHILATIONSEREIGNISSE

Bei der Selektion multihadronischer Ereignisse werden nur Spuren berücksichtigt,

- deren Rekonstruktion Mindestanforderungen erfüllt :  
 $\chi^2 < 10$  pro Freiheitsgrad in R und  $\varphi$   
 und  
 $\chi^2 < 20$  pro Freiheitsgrad in R,  $\varphi$  und z
- die aus der Nähe des gemeinsamen Vertex kommen :  
 $|d_0| < 5$  cm  
 und  
 $|z_0| = |\text{Min}(z_{\text{spur}} - z_{\text{vertex}})| < 20$  cm
- deren Transversalimpuls größer als 100 MeV/c ist,
- die die sechste 0°-Lage der zylindrischen Driftkammer erreicht haben :  
 $|\cos\vartheta_{\text{spur}}| < 0,87$

Die Bedingungen für ein multihadronisches Ereignis aus der  $e^+e^-$ -Annihilation lauten im einzelnen :

- a) Die Zahl der geladenen Spuren muß  
 $\geq 4$  für  $E_{\text{strahl}} \leq 13$  GeV  
 $\geq 5$  für  $E_{\text{strahl}} > 13$  GeV  
 sein.
- b) Bei Ereignissen mit einer "1 gegen 3"-Topologie muß die invariante Masse des Dreiersystems größer als die  $\tau$ -Masse sein. Oberhalb von  $W=16$  GeV muß zusätzlich bei "3 gegen 3"-Topologien die invariante Masse eines der beiden Dreiersysteme größer als die  $\tau$ -Masse sein.
- c) Der gemeinsame Vertex der Spuren darf in z-Richtung nicht mehr als 6 cm vom Ursprung entfernt sein.
- d) Bei Schwerpunktsenergien unterhalb von  $W=16$  GeV muß die Gesamtladung des Ereignisses kleiner als +4 sein
- e) Bei Schwerpunktsenergien unterhalb von  $W=16$  GeV muß in jeder der Hemisphären, in die der Detektor senkrecht zum Strahl aufgeteilt ist, eine geladene Spur sein.
- f) Die Summe der Impulsbeträge muß größer als  $0,53 \cdot E_{\text{strahl}}$  sein.

Die Schnitte a,c,d,e und f unterdrücken Strahl-Gas-Ereignisse; die Schnitte a und e, zum überwiegenden Teil aber f, unterdrücken Ereignisse aus der Zwei-Photon-Streuung und Schnitt c Ereignisse aus der  $\tau$ -Paar-Erzeugung.

Ereignisse aus der Bhabbastreuung werden durch Schnitt a unterdrückt. Da sie aber auch in höheren Multiplizitäten auftreten können, werden alle selektierten Ereignisse gesichtet, um diese herauszufiltern.

Insgesamt erfüllen 10 % der mit MILL rekonstruierten Ereignisse diese Schnitte; von 1500 aufgezeichneten Ereignissen wird also nur eines als multihadronisches Annihilationsereignis akzeptiert.

Während der dieser Arbeit zugrunde liegenden Messung wurden Daten bei Schwerpunktsenergien von  $W=14$  GeV,  $W=22$  und  $25$  GeV ( $W=22$  GeV) und zwischen  $W=29,9$  und  $36,7$  GeV ( $W=34$  GeV) genommen; der Meßzeitraum erstreckte sich von Februar 1980 bis August 1981. In Tabelle 3 finden sich die Gesamtzahl der dieser Analyse zugrunde liegenden Ereignisse; ebenfalls aufgelistet sind die zugehörigen integrierten Luminositäten.

Tabelle 3. Integrierte Luminositäten und Anzahl hadronischer Annihilationsereignisse

W (GeV)	$\int L dt$ ( $\text{nb}^{-1}$ )	Anzahl der Ereignisse
14	1631	2704
22	3206	2098
34	17279	4889

### 3.4 EINIGE EIGENSCHAFTEN MULTIHADRONISCHER ANNIHILATIONSEREIGNISSE

Für die Analyse mit den Čerenkovzählern ist es nützlich, sich einige Eigenschaften multihadronischer Ereignisse zu vergegenwärtigen.

Bei den mit PETRA erreichbaren Schwerpunktsenergien zeigen diese Ereignisse im wesentlichen eine ausgeprägte Struktur zweier in entgegengesetzter Richtung laufender Teilchenjets<sup>9)</sup>. Oberhalb von  $W=25$  GeV werden zunehmend auch Ereignisse mit drei Jets beobachtet<sup>11)</sup>, die bei  $W=34$  GeV etwa 20 % aller Ereignisse ausmachen.

Die Ausgeprägtheit der Zweijetstruktur eines Ereignisses kann durch die "Sphärizität"  $S$  quantifiziert werden. Zu ihrer Berechnung wird für das jeweilige Ereignis die Achse gesucht, bezüglich derer die Summe der Quadrate der Transversalimpulse  $p_T$  ein Minimum annimmt. Die Achse heißt Sphärizitätsachse. Die Sphärizität  $S$  ist wie folgt definiert :

$$S = 3/2 \cdot \text{Min}_i \left( \frac{\sum_j p_{Tj}^2}{\sum_j p_{Ti}^2} \right) \quad (3.1)$$

Bei extremer Zweijetstruktur geht  $S$  gegen Null, isotrope Ereignisse liegen bei  $S=1$ .

Die Richtung der Sphärizitätsachse stimmt mit gemäß Monte-Carlo-Rechnungen im Mittel mit der der primären Quarks auf wenige Grad überein<sup>11)</sup>.

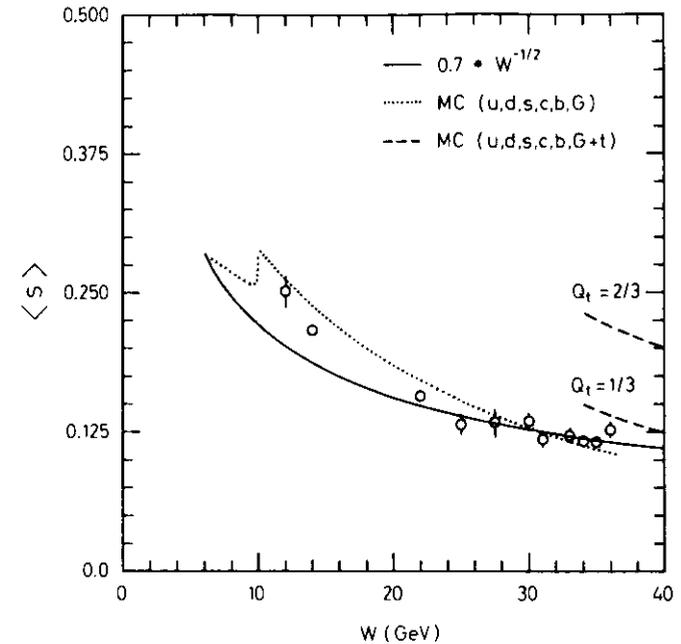
Die Winkelverteilung der Sphärizitätsachsen bezogen auf die Strahlachse ist proportional zu  $1 + \cos^2\theta^{65)}$ , was man für die Erzeugung eines Paares von punktförmigen Spin-1/2-Teilchen am Vertex erwartet. Der mittlere Transversalimpuls der Spuren im Bezug auf die Sphärizitätsachse nimmt nur wenig<sup>11)</sup>, der Parallelimpuls dagegen stärker mit der Schwerpunktsenergie zu, so daß die Sphärizität und damit der mittlere Öffnungswinkel des Jetkonus mit der Schwerpunktsenergie abnehmen (s. Figur 11<sup>62)</sup>).

Mit der Schwerpunktsenergie steigt die Zahl  $\langle n_{ch} \rangle$  der geladenen Spuren pro Ereignis rasch an<sup>62),67)</sup> (s. Figur 12); bei  $W=14$  GeV beträgt  $\langle n_{ch} \rangle=9$ , bei  $W=34$  GeV  $=12,7$ . Dieser Anstieg ist dabei allein auf die Teilchen kleinen Impulses beschränkt. Bei gleichzeitiger Abnahme des mittleren Öffnungswinkels des Jetkonus nimmt die Teilchendichte innerhalb der Jets daher mit der Schwerpunktsenergie beträchtlich zu.

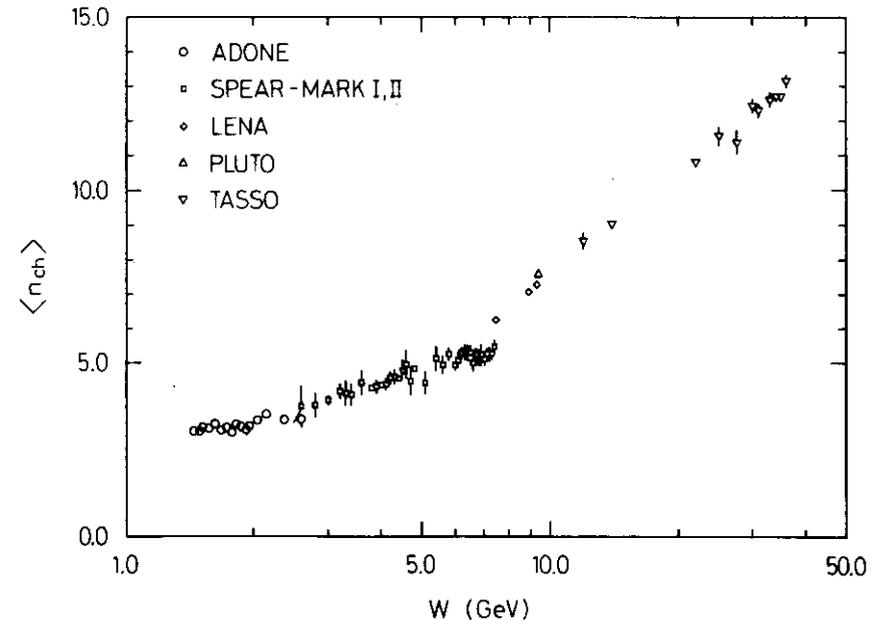
Die meisten Spuren in multihadronischen Ereignissen besitzen kleine Impulse. Figur 13 zeigt für  $W=34$  GeV die Impulsverteilung der beobachteten Spuren.

Sie demonstriert, wie rasch die Zahl der erzeugten Spuren mit dem Impuls abnimmt.

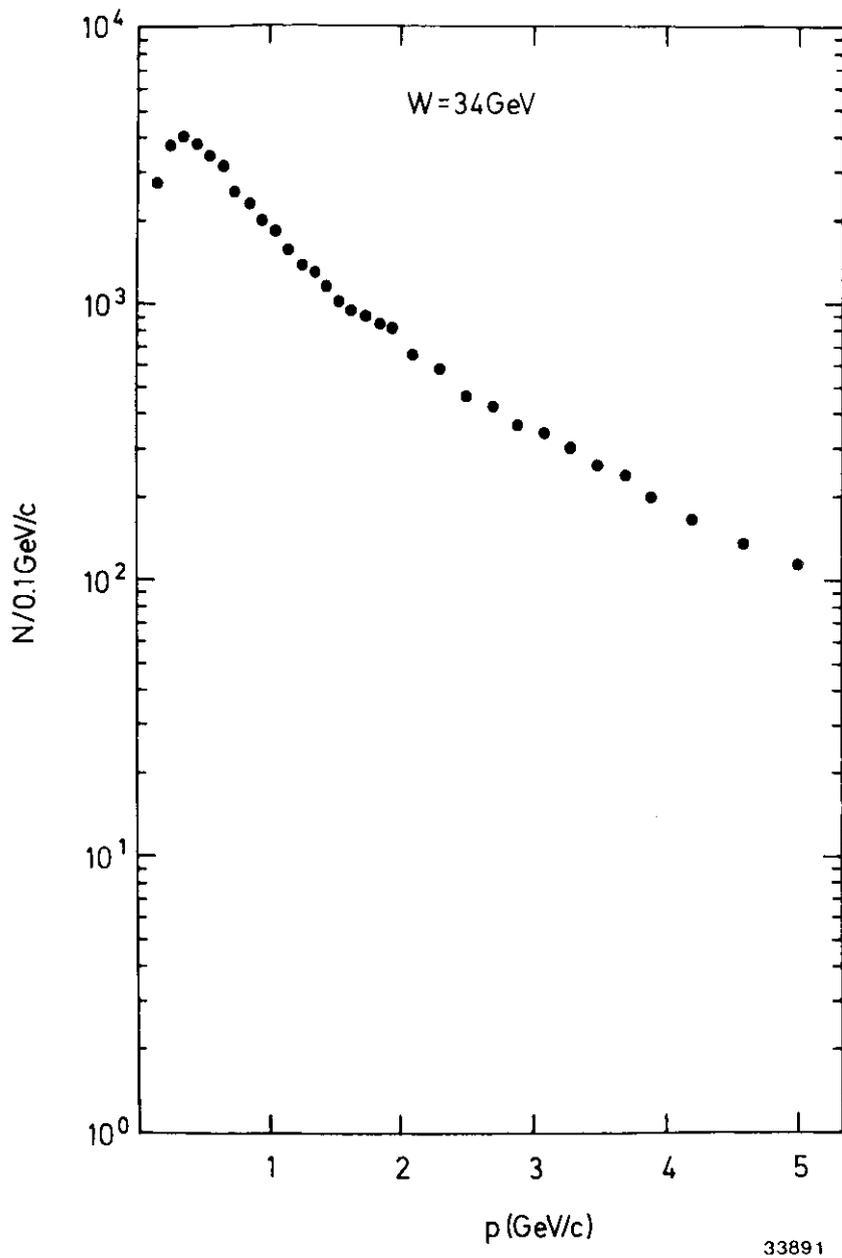
Zur Berechnung von Korrekturen und zum Vergleich der Daten mit theoretischen Vorhersagen wird die Entstehung der multihadronischen Ereignisse durch folgendes Modell beschrieben :



Figur 11 Die mittlere Sphärizität  $\langle S \rangle$  multihadronischer Ereignisse als Funktion von  $W$  gemessen bei TASSO<sup>62)</sup>

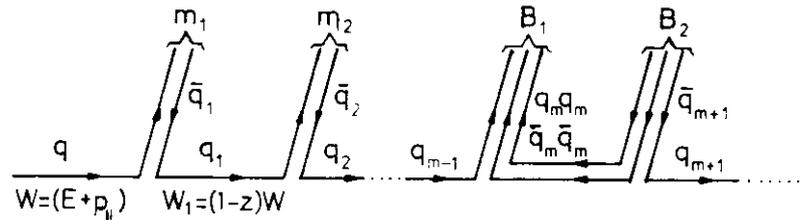


Figur 12 Mittlere Zahl  $\langle n_{ch} \rangle$  geladener Teilchen pro multihadronischem Ereignis als Funktion von  $W$  gemessen bei TASSO<sup>62)</sup>



Figur 13 Beobachtetes Impulsspektrum aller im Innendetektor rekonstruierten Spuren bei  $W = 34 \text{ GeV}$

Am Vertex wird jeweils ein  $u\bar{u}$ -,  $d\bar{d}$ -,  $s\bar{s}$ -,  $c\bar{c}$ -,  $b\bar{b}$ -Quark-Antiquark-Paar mit einem Wirkungsquerschnitt proportional zum Ladungsquadrat der Quarks erzeugt. Die QCD-Effekte werden in erster Ordnung auf dem Partonniveau durch die Abstrahlung eines Gluons behandelt. Die Partonen fragmentieren dann unabhängig voneinander in Hadronenjets.



Figur 14 Fragmentation eines Quarks  $q$  in Mesonen ( $m_1, m_2$ ) und Baryonen ( $B_1, B_2$ ) nach dem erweiterten Feynman-Field-Modell<sup>19),68)</sup>

Die Quarkfragmentation wird gemäß dem von Feynman und Field entwickelten Modell<sup>19)</sup> simuliert. Ausgehend von dem primären Quark  $q$  (bzw. Antiquark  $\bar{q}$ ) mit hohem  $W$  ( $W = E + p_{\parallel}$ ) in einem vorgegeben Bezugssystem wird im Farbfeld aus dem Vakuum ein Quark-Antiquark-Paar  $q_1\bar{q}_1$  erzeugt (s. Figur 14).  $q$  und  $\bar{q}_1$  formen dann ein Meson  $m_1$ . Diesem wird gemäß der Fragmentationsfunktion  $f(z)$  ein Anteil  $z$  an der Größe  $W$  des primären Quarks gegeben. Das übriggebliebene Quark  $q_1$  mit  $W_1 = (1-z)W$  initiiert in gleicher Weise die Bildung eines neuen Quark-Antiquark-Paares ( $q_2\bar{q}_2$ ) aus dem Vakuum und damit eines weiteren Mesons  $m_2$ . Die Fragmentationskette bricht ab, wenn die Energie des Quarks unterhalb einer bestimmten Schwelle liegt. Das letzte Quark bildet dann mit dem entsprechenden Quark des Antiquarkjets das letzte Meson.

Der Fragmentationsprozeß wird durch folgende Größen beschrieben :

-  $a_{FF}$

$f(z)$  ist gegeben durch die Funktion

$$f(z) = 1 - a_{FF} + 3 \cdot a_{FF}(1-z)^2$$

-  $\sigma_q$

Die Quarks der erzeugten  $q\bar{q}$ -Paare werden mit entgegengesetztem, gleich großem Transversalimpuls gemäß einer Gaußverteilung mit der Standardabweichung  $\sigma_q$  erzeugt.

- Es werden nur Paare leichter Quarks im Verhältnis

$$u\bar{u} : d\bar{d} : s\bar{s} = 2 : 2 : 1$$

aus dem Vakuum erzeugt.

-  $P/(P+V)$

An Mesonen werden nur pseudoskalare (P) und Vektormesonen (V) in der Fragmentationskette im Verhältnis P/V primär erzeugt.

-  $f_B$

Das ursprüngliche Modell von Feynman und Field ist um die Erzeugung von Baryonen in der Fragmentation erweitert<sup>(68)</sup>.

Aus dem Vakuum wird mit einer Wahrscheinlichkeit  $f_B$  ein Diquark-Antidiquark-Paar erzeugt (s. Figur 14), welche mit dem einlaufenden Quark zu einem Baryon kombinieren.

Die Fragmentation des Gluons wird mit der von Hoyer et al. vorgeschlagenen Methode<sup>(20)</sup> behandelt. Das Gluon zerfällt zunächst in ein  $q\bar{q}$ -Paar ( $u\bar{u} : d\bar{d} : s\bar{s} = 2 : 2 : 1$ ). Die gesamte Gluonenergie wird danach einem der beiden Quarks übertragen, welches nach dem obigen Schema fragmentiert. Das andere Quark kombiniert wieder mit dem letzten Quark der Fragmentationskette zu einem Meson.

Die Parameter des Modelles wurden an die bei  $W=30$  GeV gewonnenen Daten angepaßt<sup>(68)</sup>. Ihre Werte finden sich in Tabelle 4. Damit lassen sich viele Verteilungen hadronischer Anihilationsereignisse im Schwerpunktsenergiebereich zwischen  $W=12$  und  $37$  GeV in guter Übereinstimmung mit der Beobachtung wiedergeben<sup>(69)</sup>.

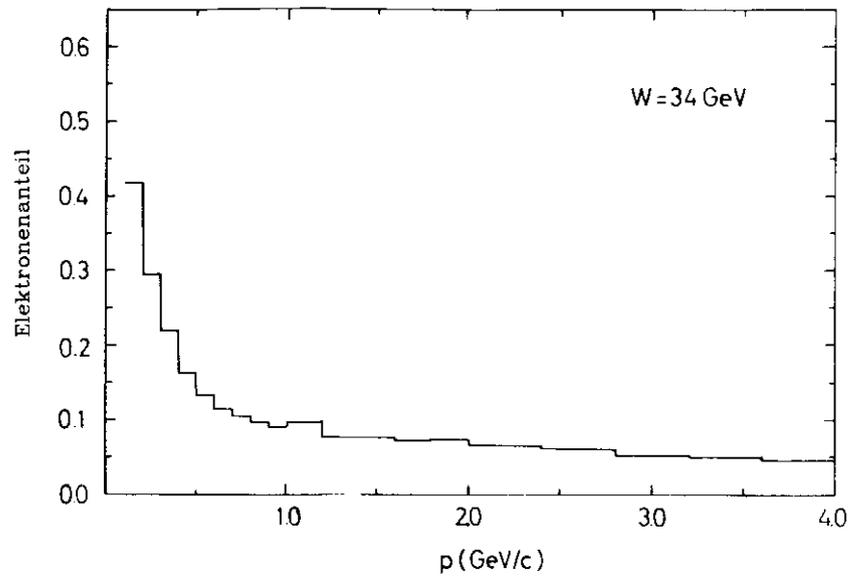
Tabelle 4. Parameter für das Modell multihadronischer Anihilationsereignisse<sup>(68), (69)</sup>

$\sigma_q$ Transversalimpulsverteilung der Quarks innerhalb der Jetkaskade $\sim \exp(-k_T^2/2\sigma_q^2)$	0,32 GeV/c
$P/(P+V)$ $P/V$ ist das Verhältnis direkt erzeugter pseudoskalarer Mesonen zu Vektormesonen	0,56
$a_{FF}$ Parameter der Quarkfragmentationsfunktion	0,56
$f_B$ Wahrscheinlichkeit, ein Baryon in der Jetkaskade zu erzeugen	0,075

Die in multihadronischen Anihilationsereignissen beobachteten Spuren stammen nicht nur von Hadronen, sondern auch von Elektronen und zu einem geringen Teil von Myonen. Die Kenntnis des Elektronen- und Myonenanteils an den geladenen Spuren ist von großer Bedeutung für die Čerenkovzähleranalyse, da diese Teilchen bei Impulsen oberhalb der Pionschwellen nur bedingt (s. 4.5) von Pionen getrennt werden können.

Die Myonen und ein kleiner Teil der Elektronen stammen aus den semileptonischen Zerfällen der primär erzeugten Charm- und Bottomquarks. Der weitaus überwiegende Teil der Elektronen entstammt der Konversion von Photonen im Material zwischen dem Vertex und den Drahtkammern des Innendetektors, welches eine radiale Dicke von 0,073 Strahlungslängen besitzt; die Photonen stammen aus  $\pi^0$ -,  $\eta$ -..... Zerfällen.

Der Anteil der Elektronen und Myonen an den geladenen Spuren wurde mit Hilfe des oben erwähnten Modelles abgeschätzt. In einer Monte-Carlo-Rechnung wurden die Detektorakzeptanz, das Ansprechvermögen der Trigger, Wechselwirkungen der Teilchen mit den Detektormaterialien, Teilchenzerfälle und die Auflösungen im Innendetektor simuliert<sup>(70)</sup>.

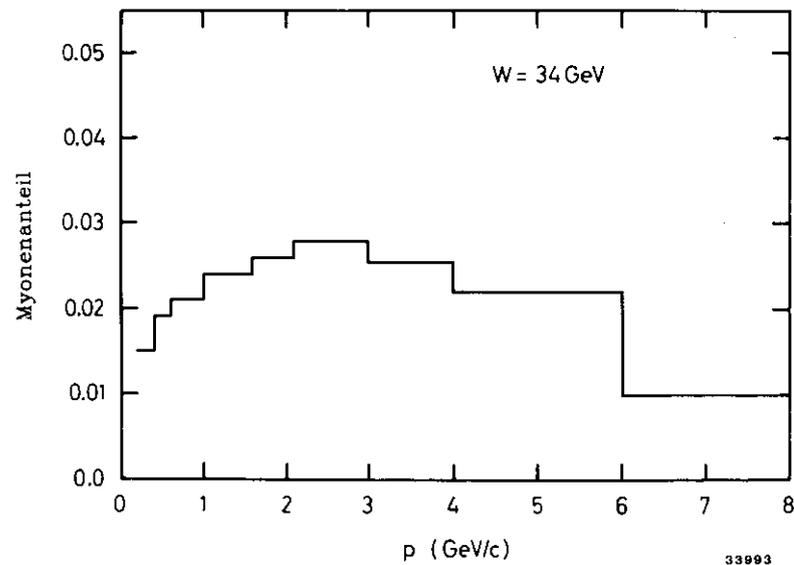


Figur 15 zeigt den aus dieser Rechnung resultierenden Anteil der Elektronen an den geladenen Spuren als Funktion des Impulses bei  $W=34$  GeV. Dieser ist bei kleinen Impulsen recht hoch, ungefähr 40 % bei 200 MeV/c, fällt aber zu hohen Impulsen rasch ab. Oberhalb von 3 GeV/c beträgt der Elektronenanteil nur noch 5 %.

In Figur 16 ist der Anteil der Myonen aus semileptonischen Zerfällen an den geladenen Spuren als Funktion des Impulses für  $W=34$  GeV dargestellt. Er ist für alle Impulse kleiner als 2 %.

Ähnliche Resultate geben auch die Rechnungen für  $W=14$  und 22 GeV.

Figur 15 Anteil der Elektronen an den geladenen Spuren im Innendetektor als Funktion des Impulses (Monte-Carlo-Rechnung)



Figur 16 Anteil der Myonen aus semileptonischen Zerfällen an den geladenen Spuren im Innendetektor als Funktion des Impulses (Monte-Carlo-Rechnung)

#### 4.0 DIE SELEKTION IDENTIFIZIERBARER HADRONEN

Gemäß der in Kapitel 1.2 getroffenen Überlegungen werden an die im Innendetektor rekonstruierten Spuren nacheinander folgende Schnitte auf

- die geometrische Akzeptanz der Čerenkovzähler
- nukleare Absorption in der Spule
- weitere Spuren im gleichen Čerenkovzähler
- Teilchen aus Schauern im gleichen Čerenkovzähler angewandt.

Für die Analyse werden nur Spuren in Betracht gezogen, die zusätzlich zu den in 3.3 gestellten Anforderungen aus einer engeren Umgebung um den Vertex des Ereignisses kommen :

$$|d_0| < 2,5 \text{ cm}$$

$$|z_0| < 10,0 \text{ cm}$$

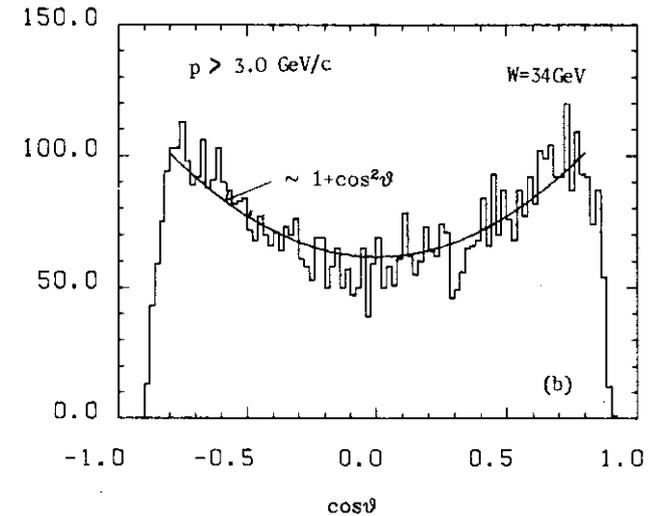
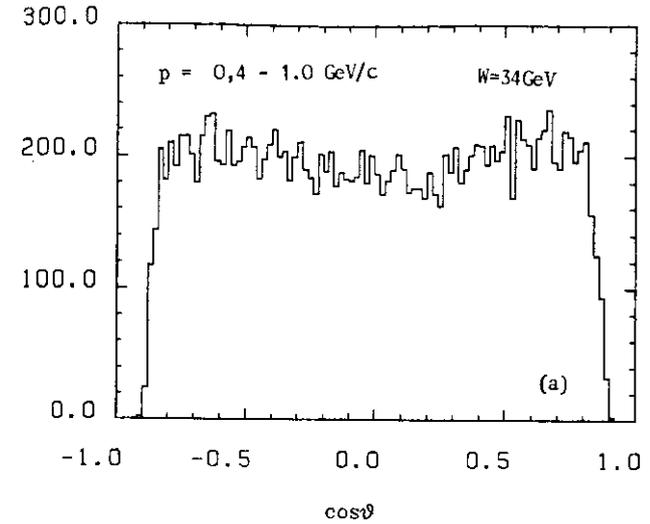
#### 4.1 DIE GEOMETRISCHE AKZEPTANZ DER ČERENKOVZÄHLER

Der geometrische Raumwinkel der Čerenkovzähler am Eintrittsfenster der Aerogelzähler beträgt 19 % von  $4\pi$ . In Tabelle 5 ist der Anteil der Spuren  $R_c$ , die in dieses Fenster vom Innendetektor her extrapoliert werden, für verschiedene Impulsbereiche angegeben.

Tabelle 5. Anteil der Innendetektorspuren im Eintrittsfenster des Aerogelzählers

p (GeV/c)	14 GeV	22 GeV	34 GeV
0,4 - 0,8	21,3 ± 0,5%	22,0 ± 0,6%	22,5 ± 0,4%
0,8 - 2,0	21,5 ± 0,5%	22,1 ± 0,5%	21,4 ± 0,3%
2,0 - 3,0	19,9 ± 0,8%	20,5 ± 1,0%	21,1 ± 0,6%
> 3,0		19,1 ± 1,0%	19,9 ± 0,5%

Im Innendetektor werden geladene Spuren in 87 % des Raumwinkels nachgewiesen. Für eine isotrope Winkelverteilung, wie sie Spuren kleinen Impulses besitzen (s. Figur 17a), erwartet man daher



Figur 17 Beobachtete  $\cos\theta$ -Verteilung der geladenen Spuren bei  $W=34 \text{ GeV}$

a)  $0,4 < p \leq 1,0 \text{ GeV/c}$

b)  $p > 3,0 \text{ GeV/c}$

Die Kurve ist eine  $A(1+\cos^2\theta)$ -Anpassung an die Daten

$$R_C = 0,19 / 0,87 = 0,218 ,$$

in guter Übereinstimmung mit den Daten unterhalb von 2 GeV/c. Spuren höheren Impulses folgen mehr und mehr der  $1 + \cos^2\theta$ -Verteilung der Sphärizitätsachse (s. Figur 17b). Die Erwartung für  $R_C$  ist dann kleiner, da die Čerenkovzähler nur den Bereich von  $|\cos\theta| < 0,64$  abdecken. Die Rechnung ergibt

$$R_C = 0,198 ,$$

wiederum in guter Übereinstimmung mit der Beobachtung.

Für die Analyse werden weitere Einschränkungen auf den Raumwinkelbereich vorgenommen :

- Die Spuren müssen in den nachweisempfindlichen Teil der flachen Driftkammer extrapolierbar sein.
- Die Spuren müssen durch alle drei Zähler einer Čerenkovzelle extrapolierbar sein und dürfen keine der Zellenwände durchqueren.

Dieser Schnitt betrifft besonders die Spuren mit Impulsen unterhalb von 1 GeV/c, da sie auf Grund der Bahnkrümmung im Magnetfeld des Innendetektors die Čerenkovzellen nicht parallel zu den Wänden durchqueren.

- Die Photomultiplier und die nachfolgende Ausleseelektronik aller von der Spur getroffenen Zähler müssen funktionsfähig gewesen sein.

Durch diesen Schnitt gehen jedoch nur 1,5 % der Spuren bei  $W=34$  GeV, 1 % der Spuren bei  $W=22$  GeV und keine bei  $W=14$  GeV verloren.

In Tabelle 6 ist der Anteil der Innendetektorspuren, die in die auf diese Weise definierte Čerenkovzählerakzeptanz extrapoliert werden, für verschiedene Impulsbereiche angegeben. Oberhalb eines Impulses von 1 GeV/c werden etwa 15 % der Innendetektorspuren akzeptiert. Die absolute Zahl der akzeptierten Spuren innerhalb der Čerenkovzählerakzeptanz mit Impulsen oberhalb von 0,8 GeV/c ist Tabelle 7 zu entnehmen.

Tabelle 6. Anteil der Innendetektorspuren innerhalb der Čerenkovzählerakzeptanz

p (GeV/c)	14 GeV	22 GeV	34 GeV
0,4 - 0,8	12,5 ± 0,4%	12,3 ± 0,5%	13,1 ± 0,3%
0,8 - 1,2	15,3 ± 0,4%	14,0 ± 0,5%	14,2 ± 0,4%
1,2 - 2,0	15,3 ± 0,4%	15,8 ± 0,5%	15,2 ± 0,4%
2,0 - 3,0	15,1 ± 0,4%	15,3 ± 0,5%	15,3 ± 0,5%
> 3,0		13,9 ± 0,5%	14,5 ± 0,5%

Tabelle 7. Anzahl der Spuren mit  $p > 0,8$  GeV/c innerhalb der Čerenkovzählerakzeptanz

	14 GeV	22 GeV	34 GeV
	1319	1423	4360

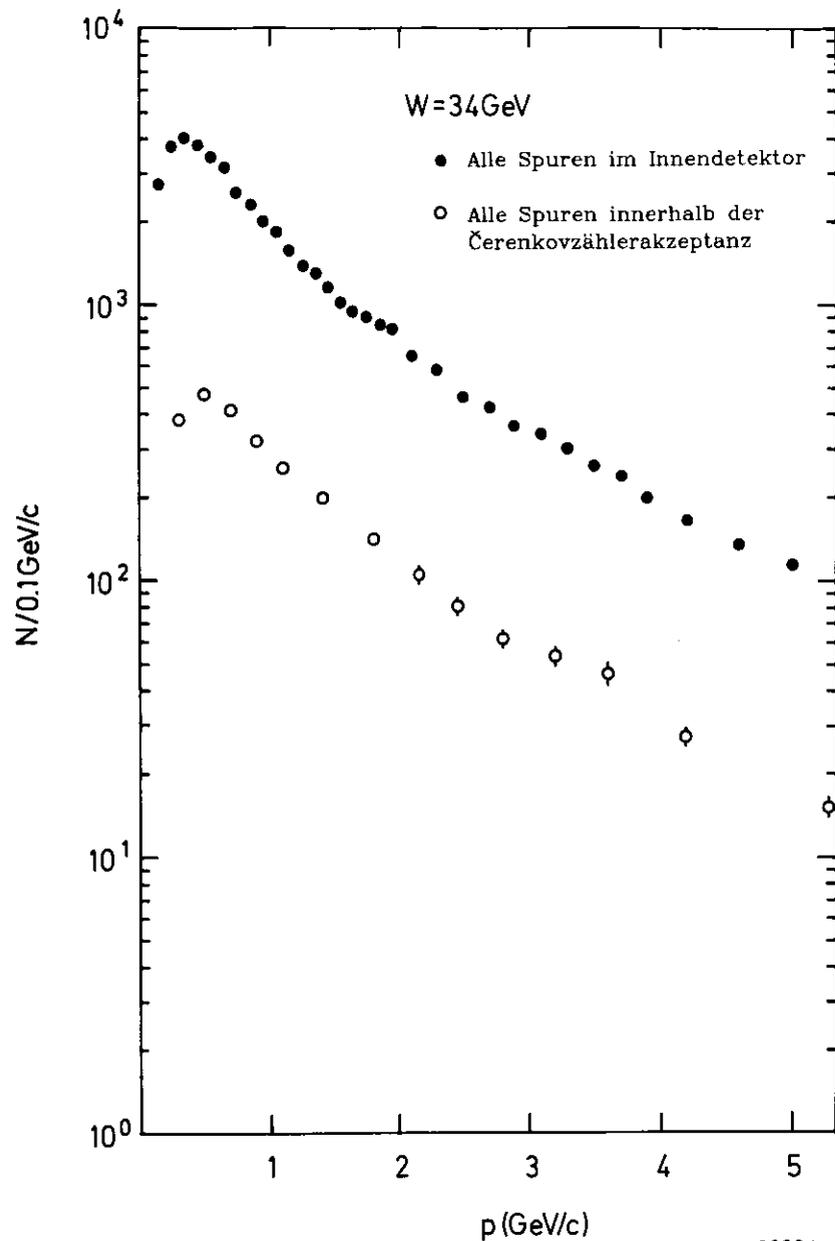
In Figur 18 ist das Impulsspektrum aller im Innendetektor rekonstruierten Spuren und der in die Čerenkovzählerakzeptanz extrapolierbaren Spuren für  $W=34$  GeV aufgetragen.

Beide Verteilungen besitzen einen nahezu parallelen Impulsverlauf.

#### 4.2 SCHNITTE AUF NUKLEARE ABSORPTION IN DER SPULE

Bevor die Teilchen die Hadronarme erreichen, müssen sie hinter der äußersten Drahtlage der zylindrischen Driftkammer eine Materialdicke von 31,5 g/cm<sup>2</sup> aus zumeist Aluminium durchqueren. Im Mittel besitzen die Spuren, die in die Čerenkovzählerakzeptanz extrapolierbar sind, einen Winkel von 20° zur Spulennormalen. Die effektive Materialdicke beläuft sich daher auf äquivalent 12,2 cm Aluminium, was  $7,5 \cdot 10^{23}$  Aluminiumkernen/cm<sup>2</sup> und 1,27 Strahlungslängen entspricht. In der Spule können die Hadronen folgenden Prozessen unterworfen sein :

Coulomb-Vielfachstreuung, spezifischer Energieverlust und  $\delta$ -Elektronenerzeugung sowie elastische und inelastische Kernwechselwirkungen.



Figur 18 Beobachtete Impulsverteilung aller im Innendetektorrekonstruierten Spuren und der in die Čerenkovzählerakzeptanz extrapolierbaren Spuren bei  $W=34$  GeV

Der Coulombstreuwinkel ist für alle Hadronen oberhalb von 1 GeV/c klein. Die Winkelverteilung, für kleine Winkel näherungsweise als Gaußverteilung beschreibbar<sup>25)</sup>, besitzt typische Standardabweichungen zwischen 10 und 20 mrad.

Der mittlere Energieverlust für minimal ionisierende Teilchen liegt bei 60 MeV<sup>7)</sup>. Im Bereich ihrer Čerenkovschwellen sind alle Hadronen minimalionisierend. Die Energieverluste in der Spule werden durch Korrektur der Zählernachweiswahrscheinlichkeiten in den Schwellenbereichen berücksichtigt.

Die Fälle, in denen  $\delta$ -Elektronen eine Hadronspur aus der Spule begleiten, liegen bei nur wenigen Prozent. Eine genaue Abschätzung dieses Anteils wird später bei der Korrektur der Lichtraten in den Čerenkovzählern gegeben (s. 4.8).

Die Absorption von Hadronen durch nukleare Wechselwirkungen besitzt den größten Einfluß auf die Teilchenerkennung in den Čerenkovzählern, da eine nicht erkannte Absorption eines Pions ein Teilchen ohne Licht im Čerenkovzähler, also ein Kaon oder Proton, vortäuscht. Typische Absorptionswirkungsquerschnitte für Pionen in Aluminium liegen bei 400-450 mbarn, so daß im Spulenmaterial in etwa 25 % der Fälle eine Wechselwirkung stattfindet.

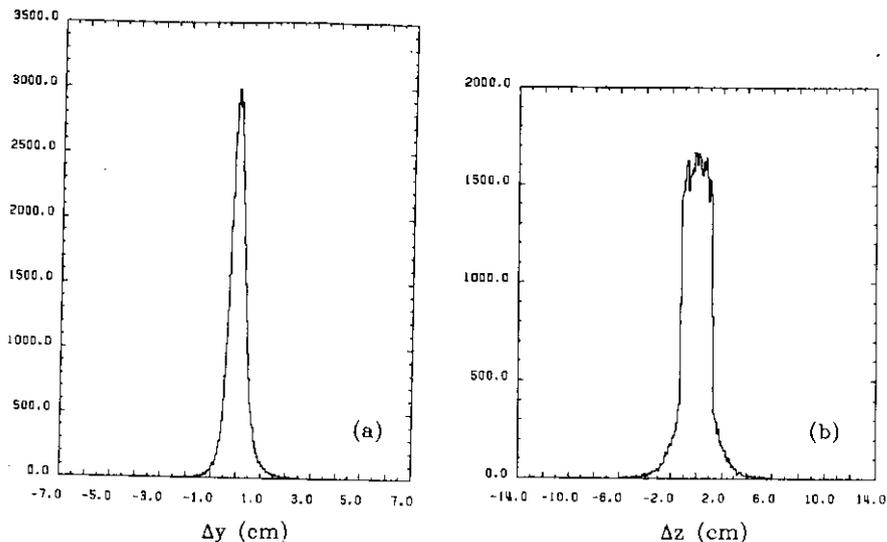
Das Nichterkennen der nuklearen Absorption würde die Messung in beträchtlichem Umfang verfälschen. Ein für die Daten typischer Wert für das Verhältnis von Pionen zu Kaonen plus Protonen ist 3 : 1. Bei einer Absorption von 25 % der Pionen würde in den Čerenkovzählern ein Verhältnis von

$$3 \cdot 0,75 / (3 \cdot 0,25 + 1) ,$$

also weniger als 1,3 : 1 gemessen werden.

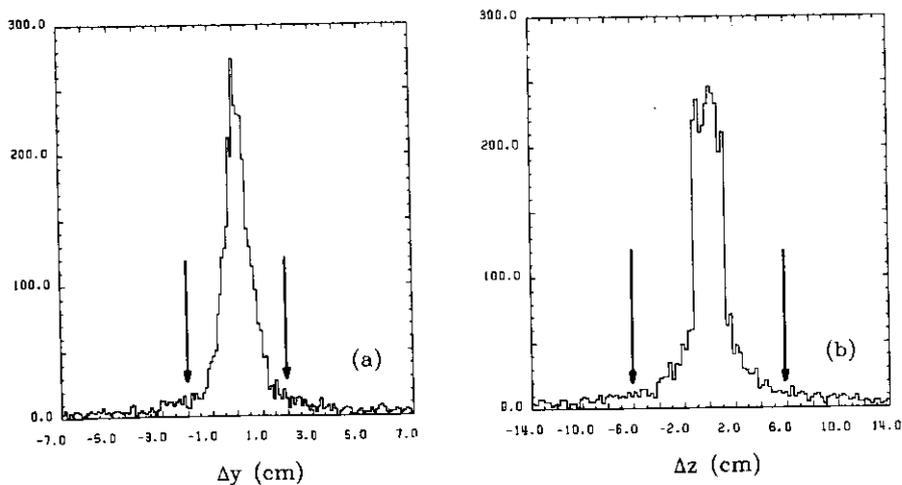
Das Erkennen nuklearer Absorption in der Spule ist daher von entscheidender Bedeutung. Das Kriterium, ob eine Spur ohne nukleare Wechselwirkung die Spule durchquert hat, ist ein Signal in einem Anodendraht sowie in einem Kathodenstreifen der flachen Driftkammer in der Nähe der extrapolierten Spurposition.

Die Figur 19 zeigt für Myonen aus kosmischer Höhenstrahlung mit Impulsen oberhalb von 1,0 GeV/c die beobachteten Verteilungen der Differenz  $\Delta y$  und  $\Delta z$  zwischen der extrapolierten Spurposition an der flachen Driftkammer und dem nächsten gemessenen Anodendraht- und Kathodenstreifensignal. Die Breite der  $\Delta y$ -Verteilung ist durch die Viel-



Figur 19 Abstand zwischen gemessener und extrapolierte Spurposition in der flachen Driftkammer für Myonen aus der Höhenstrahlung

a) y-Richtung ( $\Delta y$ )      b) z-Richtung ( $\Delta z$ )



Figur 20 Abstand zwischen gemessener und extrapolierte Spurposition in der flachen Driftkammer für Spuren multihadronischer Ereignisse bei  $W = 34 \text{ GeV}$

a) y-Richtung ( $\Delta y$ )      b) z-Richtung ( $\Delta z$ )

fachstreuung in der Spule und die Unsicherheit der Spurrekonstruktion im Innendetektor gegeben. Die volle Breite auf halber Höhe beträgt 7 mm, was einem  $\sigma_y$  von 3 mm entspricht. Auf Grund der Vielfachstreuung erwartet man für Myonen bei  $p=1 \text{ GeV}/c$  ein  $\sigma_y$  von 7 mm, bei  $p=2 \text{ GeV}/c$  von 3,5 mm und bei  $p=5 \text{ GeV}/c$  von 1,4 mm. Unter der Annahme, daß die Unsicherheit der Spurparameter am Innenradius der Spule gleich der am Vertex ist (vgl. <sup>37)</sup>), wird daraus ein Wert von  $\sigma_y=1,3$  abgeschätzt. Nähert man die aus der Überlagerung beider Effekte erwartete  $\Delta y$ -Verteilung durch eine Gaußfunktion an und faltet diese mit dem beobachteten Impulsspektrum der Myonen (s. Figur 69 in Anhang 3), so wird die beobachtete  $\Delta y$ -Verteilung bereits auf 15 % genau wiedergegeben.

Die  $\Delta z$ -Verteilung ist nahezu kastenartig mit der Breite eines Kathodenstreifens von 2,5 cm. Diese Form entsteht dadurch, daß in 65 % aller Fälle mehr als ein Kathodenstreifen gesetzt wird. Die extrapolierte Spurposition liegt damit mit großer Wahrscheinlichkeit vor einem der gesetzten Streifen.

In Figur 20 sind die  $\Delta y$ - und  $\Delta z$ -Verteilungen für Spuren aus multihadronischen Ereignissen mit Impulsen oberhalb von  $1,0 \text{ GeV}/c$  für  $W=34 \text{ GeV}$  dargestellt. Auch hier ist eine deutliche Anhäufung der Signale um die extrapolierte Spur herum zu erkennen. Verglichen mit den Myondaten sind die Verteilungen etwas breiter und besitzen einen auf beiden Seiten sichtbaren Untergrund. Dieser wird dadurch verursacht, daß im Falle einer Teilchenabsorption der nächste Anodendraht bzw. Kathodenstreifen von einer Nachbarspur gesetzt worden ist.

Dieser unkorrelierte Untergrund sowie Beiträge durch Diffraktionsstreuung an den Aluminiumkernen sind auch für die im Vergleich zu den Myonen etwas breiteren Verteilungen verantwortlich.

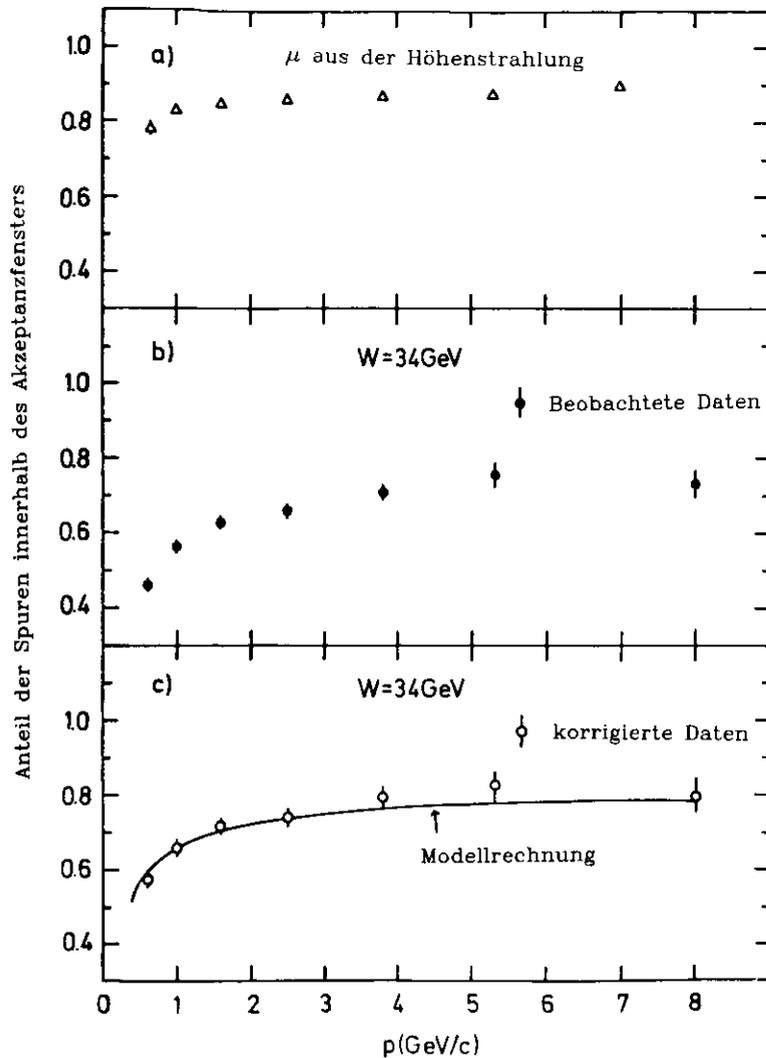
Als Spuren ohne nukleare Wechselwirkungen in der Spule werden diejenigen erachtet, die in der flachen Driftkammer einen gekreuzten Treffer mit

$$|\Delta y| < 2 \text{ cm}$$

$$|\Delta z| < 6 \text{ cm}$$

haben, wie es durch die Pfeile in Figur 20 gekennzeichnet ist. Dieses "Akzeptanzfenster" überdeckt etwa den dreifachen Winkelbereich einer Standardabweichung in der Vielfachstreuung für Pionen oberhalb von  $1,2 \text{ GeV}/c$  und für Kaonen und Protonen oberhalb von  $2 \text{ GeV}/c$ .

Die Nachweiswahrscheinlichkeit für Myonen in diesem Fenster ist in Figur 21a gegen deren Impuls aufgetragen.



Figur 21 Anteil geladener Spuren mit einem Signal im Akzeptanzfenster der flachen Driftkammer

- a) Myonen aus der Höhenstrahlung
- b) Spuren aus multihadronischen Ereignissen bei  $W=34$  GeV
- c) Modellrechnung und Daten von b), die auf Nachweisverluste und Untergrund korrigiert sind.

Oberhalb von 1 GeV/c beträgt sie  $(87,0 \pm 0,5)$  % gemittelt über die gesamte Messperiode. Da die  $\Delta y$ - und  $\Delta z$ -Verteilungen für die Myonen praktisch keine Treffer außerhalb des Akzeptanzfensters aufweisen, ist diese Zahl auf Nachweisverluste der Kammer selbst zurückzuführen<sup>2</sup>. Unterhalb von 1 GeV/c werden einige Spuren durch Vielfachstreuung aus dem Akzeptanzfenster herausgestreut.

Die Anteil der Spuren aus multihadronischen Ereignissen, die diesen "Akzeptanzfensterschnitt" passieren, ist in Figur 21b gegen den Impuls für die Daten bei  $W=34$  GeV aufgetragen. Bei Impulsen unterhalb von 0,8 GeV/c werden weniger als die Hälfte der Spuren akzeptiert; diese Zahl steigt jedoch mit zunehmendem Impuls ständig an, erreicht bei 3 GeV/c einen Wert von mehr als 70 % und bleibt dann nahezu konstant.

Dieses Verhalten ist von der Impulsabhängigkeit der nuklearen Wechselwirkungsquerschnitte her zu erwarten. Der Effekt dieser Wechselwirkungen auf Hadronen in der Spule wurde mit inelastischen und elastischen Wirkungsquerschnitten von geladenen Pionen, Kaonen, Protonen und Antiprotonen berechnet. Die Wirkungsquerschnitte stammen aus optischen Modellrechnungen, welche an experimentelle Ergebnisse mit Aluminium, Kupfer und Kohlenstoff angepaßt sind<sup>(71), (72), (73), (74), (75), (76), (77)</sup>; die für Kupfer und Kohlenstoff bestimmten Wirkungsquerschnitte wurden für Aluminium umgerechnet. Einzelheiten finden sich in Anhang 4. Die systematischen Fehler der resultierenden Wirkungsquerschnitte für Aluminium liegen zwischen 10 und 20 %.

Für einen quantitativen Vergleich mit den Meßwerten wurde die Annahme gemacht, daß im Falle eines inelastischen Prozesses kein Signal im Akzeptanzfenster der extrapolierten Spurposition beobachtet wird. Dieses ist nur bedingt richtig, da Sekundärteilchen aus diesen Prozessen durchaus eine Chance haben, dieses Fenster zu treffen. Ihr Beitrag wurde aus der Rechnung von Quasi-Zweikörperreaktionen wie  $\pi N \rightarrow \rho N$  ( $N$  ist ein Proton oder Neutron) und ähnlichen auf weniger als 2 % abgeschätzt. Der Meßfehler, der sich aus der Vernachlässigung dieses Effektes ergibt, liegt im Bereich weniger Prozente und ist klein gegenüber den Unsicherheiten, die der Kenntniss der Hadron-Aluminium Wirkungsquerschnitte entspringen.

<sup>2</sup> Die obige Zahl stellt einen Mittelwert über die Zeitdauer von eineinhalb Jahren dar. Ein Teil der Nachweisverluste ist auf zwischenzeitliche Ausfälle elektronischer Kanäle zurückzuführen. Die Kathodenstreifenverstärker sind störanfällig und neigen zum Schwingen, so daß die elektronischen Nachweisschwellen hoch eingestellt werden mußten.

Die kohärente Streuung von Hadronen an Aluminium führt in der Regel zu kleinen Streuwinkeln. Bei kleinen Impulsen (unterhalb von 2 GeV/c) wird jedoch ein gewisser Teil der Spuren aus dem Akzeptanzfenster herausgestreut. Bei 1 GeV/c gehen ungefähr 6 % der Pionen zusätzlich verloren, bei 3 GeV/c sind es weniger als 0,5 %.

Die berechnete Wahrscheinlichkeit, eine geladene Spur eines multihadronischen Ereignisses im Akzeptanzfenster der flachen Driftkammer zu registrieren, ist für die Daten bei  $W=34$  GeV in Figur 21c gegen den Impuls aufgetragen; die Nachweisverluste in der Kammer sind nicht berücksichtigt. In die Rechnung gehen die gemessenen Anteile der Pionen, Kaonen und Protonen/Antiprotonen an den geladenen Spuren<sup>39),70)</sup> ein. Die Elektronen- und Myonenanteile wurden der Modellrechnung entnommen (s. 3.4); das Verhalten der Elektronen in den Hadronarmkomponenten wurde mit Daten aus der Zwei-Photon- und Bhabhastreueung studiert (s. Anhang 5).

Die gleiche Figur zeigt die Datenpunkte von Figur 21b, die auf Nachweisverluste sowie auf Beiträge von Zufallstreffern durch eng benachbarte Spuren und Sekundärspuren aus Schauern korrigiert wurden<sup>3</sup>. Die Ergebnisse der Modellrechnung stimmen sehr gut mit den korrigierten Daten überein. Gleiches gilt auch für die Daten bei  $W=14$  und  $22$  GeV.

#### 4.3 SCHNITTE AUF WEITERE SPUREN IM GLEICHEN ČERENKOVZÄHLER

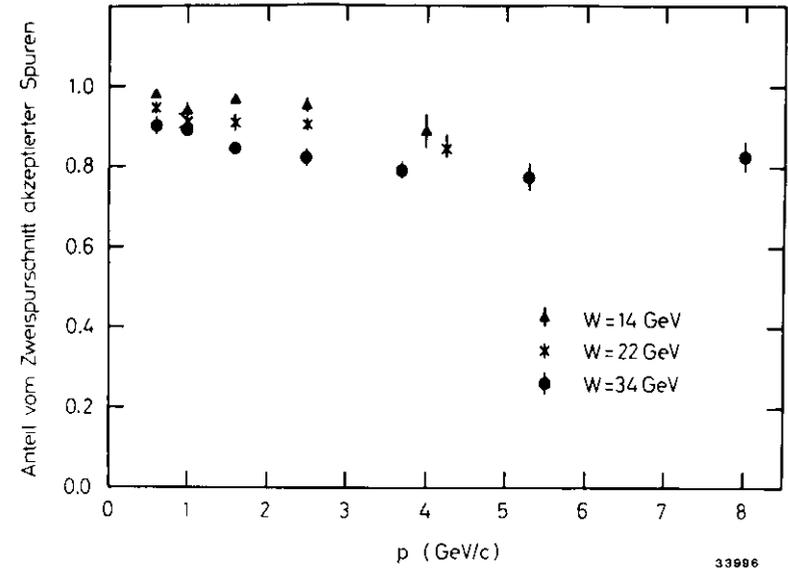
Die Identifizierung einer Spur in den Čerenkovzählern kann verfälscht werden, wenn eine weitere Spur denselben Čerenkovzähler durchquert. Daher werden alle Spuren in der Analyse nicht berücksichtigt, in deren Čerenkovzelle eine weitere Spur vom Innendetektor her extrapoliert wird, die folgende Eigenschaften besitzt :

- Der Impuls liegt oberhalb der Pionschwelle im Aerogel.
- Die Spur hat die Spule durchquert, ist also im zugehörigen Akzeptanzfenster der flachen Driftkammer registriert worden.

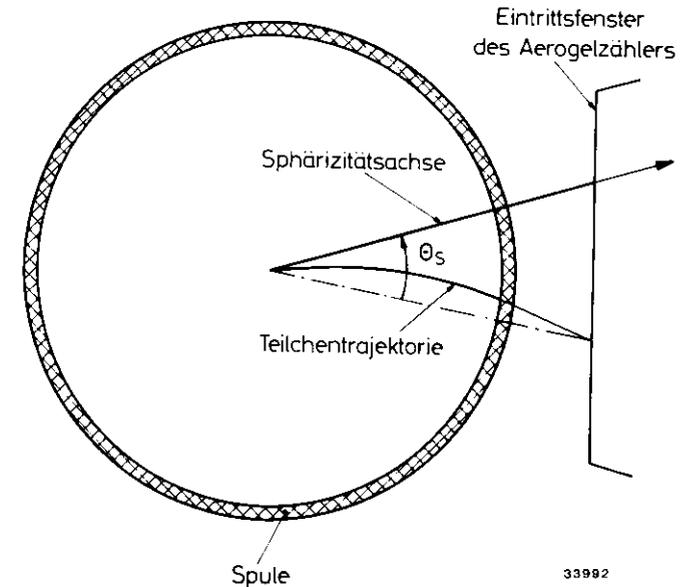
Sie muß keine Anforderungen hinsichtlich der Vertex- und Rekonstruktionschnitte erfüllen.

Die Häufigkeit, mit der mehr als eine Spur einen Čerenkovzähler durchquert, hängt von der Schwerpunktsenergie und dem Impuls der Teilchen ab. In Figur 22 ist der Anteil der Spuren, die diesen "Zweispurschnitt" pas-

<sup>3</sup> Die Berechnung dieses Untergrundes ist in 4.7.2 beschrieben.



Figur 22 Anteil vom Zweispurschnitt akzeptierter Spuren als Funktion des Impulses bei  $W=14$ ,  $22$  und  $34$  GeV



Figur 23 Schematische Darstellung des Winkels  $\vartheta_s$  zwischen der Sphärizitätsachse und der extrapolierten Spurposition am Eintrittsfenster der Aerogelzähler

(Projektion in die  $R$ - $\varphi$ -Ebene)

sieren, für die drei Schwerpunktsenergien gegen den Impuls aufgetragen. In allen drei Fällen ist eine auffällige Abnahme mit dem Teilchenimpuls zu beobachten, wobei dieser Effekt für  $W=34$  GeV am ausgeprägtesten ist. Hier werden bei Impulsen um 1 GeV/c 89 %, bei Impulsen um 4 GeV/c nur noch 79 % aller Spuren akzeptiert.

Diese Impulsabhängigkeit ist verständlich aus der Topologie der Ereignisse. Teilchen kleinen Impulses besitzen im Mittel einen größeren Winkel zur Jetachse als Teilchen großen Impulses und befinden sich daher mehr an den Randbereichen der Jets, wo durch den vergleichsweise größeren zur Verfügung stehenden Raumwinkel die Spurendichte kleiner als im Zentrum der Jets ist. Die für Teilchen kleinen Impulses vergleichsweise stärkere Krümmung der Flugbahn im Magnetfeld des Innendetektors führt zu einer zusätzlichen Verstärkung dieses Effektes.

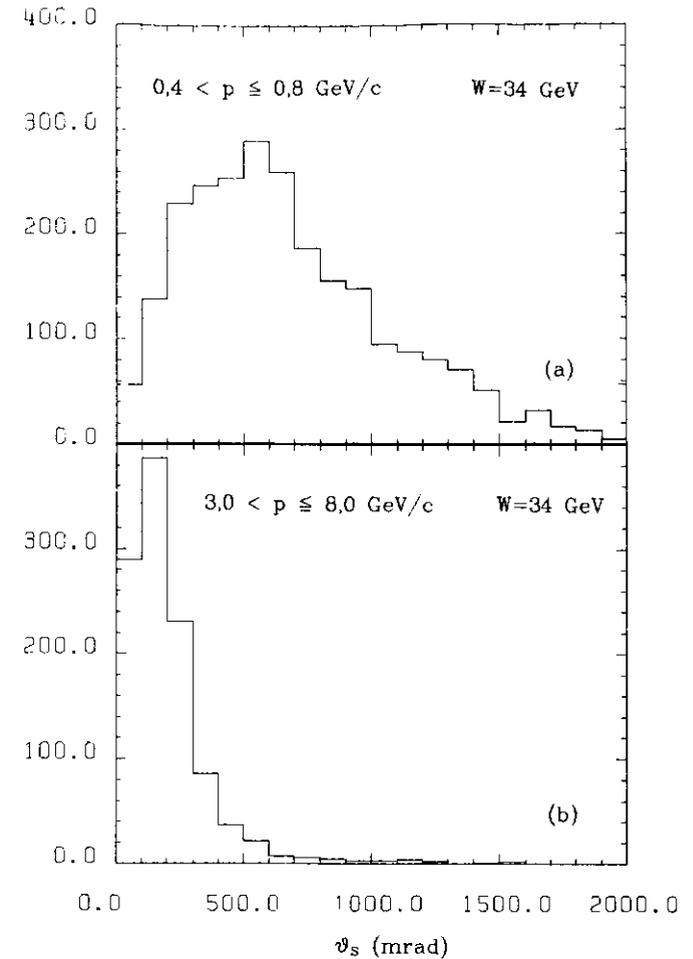
Tatsächlich hängt die Wahrscheinlichkeit, daß mehr als eine Spur in eine Čerenkovzelle extrapoliert worden ist, allein von ihrem Abstand zur Jetachse hinter der Spule ab. Als Maß für den Abstand der Spuren zur Jetachse bei den Čerenkovzählern wird der Winkel  $\vartheta_s$  zwischen der Sphärizitätsachse und dem Ortsvektor des Schnittpunktes der Spur mit dem Eintrittsfenster der Aerogelzähler gewählt (s. Figur 23). In Figur 24 ist die  $\vartheta_s$ -Verteilung für Spuren mit kleinem Impuls (a) und mit grossem Impuls (b) dargestellt; die Spuren mit großem Impuls besitzen erwartungsgemäß einen im Mittel kleineren Winkel zur Sphärizitätsachse.

In Figur 25 ist der Anteil der Spuren, die den Zweispurschnitt passieren, gegen den Impuls für Spuren mit kleinem  $\vartheta_s$  und großem  $\vartheta_s$  aufgetragen. Bei festem  $\vartheta_s$  zeigen die Werte keine Impulsabhängigkeit mehr; dagegen liegen die Werte bei großem  $\vartheta_s$  deutlich über denen bei kleinem  $\vartheta_s$ . Die Impulsabhängigkeit des Zweispurschnittes spiegelt daher nur den unterschiedlichen mittleren Abstand der Spuren zur Jetachse wider.

Die Reduktion der Spuren durch den Zweispurschnitt nimmt ebenfalls mit der Schwerpunktsenergie zu. Dieses Verhalten hat seinen Grund in der zunehmenden Multiplizität der geladenen Spuren und dem gleichzeitig abnehmenden mittleren Öffnungswinkel des Jetkonus. Gemittelt über alle Impulse oberhalb von 0,8 GeV/c passieren von allen Spuren

- (95 ± 1) % bei  $W = 14$  GeV
- (90 ± 1) % bei  $W = 22$  GeV
- (84 ± 1) % bei  $W = 34$  GeV

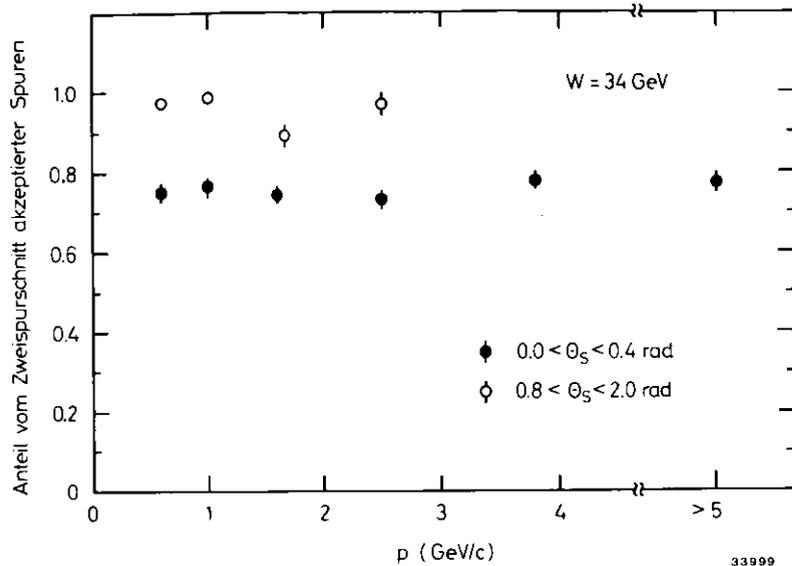
den Zweispurschnitt.



Figur 24  $\vartheta_s$ -Verteilung der Spuren bei  $W=34$  GeV

- a)  $0,4 < p < 0,8$  GeV/c
- b)  $3,0 < p < 8,0$  GeV/c

$\vartheta_s$  ist der Winkel zwischen der Sphärizitätsachse und der extrapolierten Spurposition am Eintrittsfenster der Aerogelzähler (vgl. Figur 23)



Figur 25 Anteil vom Zweispurschnitt akzeptierter Spuren als Funktion des Impulses für verschieden Bereiche von  $\theta_s$  bei  $W=34$  GeV

#### 4.4 SCHNITTE AUF SCHAUER IM GLEICHEN ČERENKOVZÄHLER

Eine häufige Ursache für die Verfälschung der Čerenkovzählerinformation bilden elektromagnetische Schauer, die von Photonen in der Spule induziert werden und in die gleiche Zelle wie die betrachtete Spur fliegen. Um diese zu erkennen, ist man auf die Information der Hadronarmkomponenten allein angewiesen. Einen weiteren Untergrund speziell in der Pionerkennung bilden die Elektronen in den multihadronischen Ereignissen. Diese werden ebenfalls durch ihre Schauerbildung in der Spule von Hadronen unterschieden.

Die Erkennung von elektromagnetischen Schauern kann im Prinzip durch Analyse der Signale in der flachen Driftkammern erfolgen. Deren Treffermuster bieten jedoch keine eindeutige Information, da die Kammer nur je eine Lage an Signaldrähten und Kathodenstreifen besitzt, die horizontal verlaufenden Signaldrähte vor acht verschiedenen Čerenkovzählerzellen zugleich sitzen und schon ein einzelnes Teilchen mehrere Kathodenstreifen setzt (vgl. 4.2).

Eine effektivere Schauererkennung bietet ein Schnitt auf die im Aerogelzähler beobachtete Pulshöhe. Die Pulshöhenverteilung für Myonen aus der kosmischen Höhenstrahlung mit Impulsen oberhalb von 3 GeV/c ist in Figur 26a dargestellt. Ihr Mittelwert liegt bei 3 Photoelektronen. Elektronen aus der Bhabhastreueung erzeugen sehr hohe Pulshöhen wegen der hohen Teilchenmultiplizitäten der erzeugten Schauer (s. Figur 26b). Akzeptiert man nur Spuren mit Pulshöhen von weniger als sechs Photoelektronen, so werden 6 % der Myonen, aber 84 % der bei  $W=14$  GeV beobachteten Elektronen aus der Bhabhastreueung zurückgewiesen. Dieser Schnitt ändert auf der anderen Seite die Nachweiswahrscheinlichkeit der Aerogelzähler von 0,95 kaum; sie beträgt anschließend  $0,89/0,94 = 0,946$ .

Der Schnitt auf die Pulshöhe im Aerogelčerenkovzähler wurde für Elektronen und Positronen aus der Zwei-Photon- und Bhabhastreueung für Impulse zwischen 0,5 und 17,5 GeV/c untersucht. Die Selektion der Ereignisse und Einzelheiten der Analyse sind in Anhang 5 beschrieben.

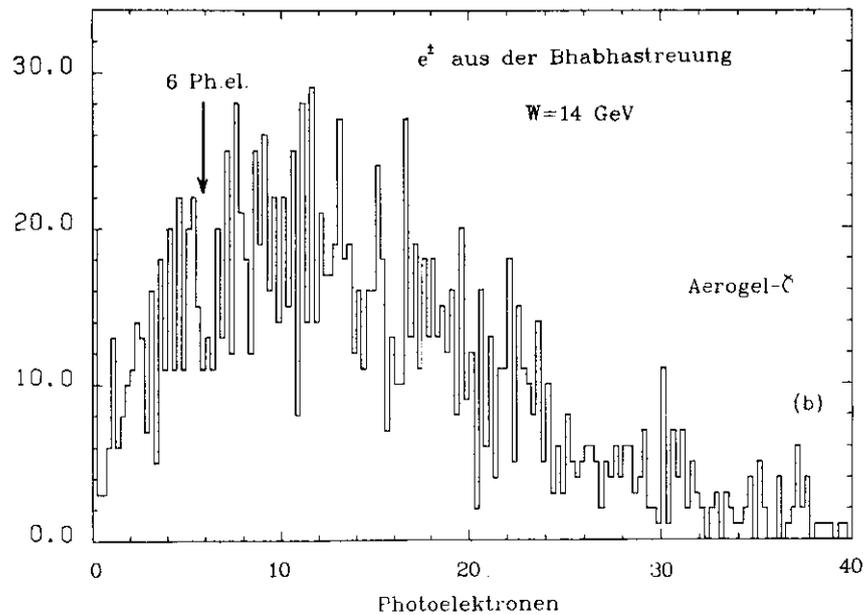
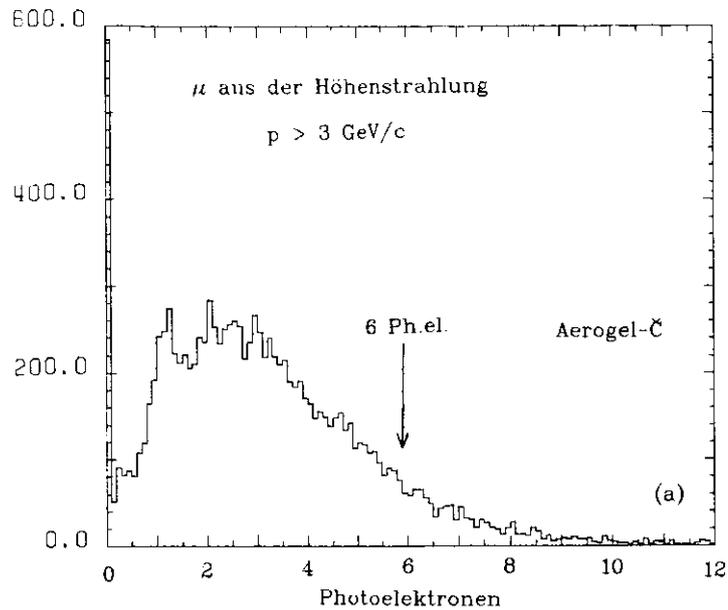
Die Elektronen mußten den bisher beschriebenen Schnitten genügen. Der Anteil dieser Elektronen mit weniger als sechs Photoelektronen im Aerogelzähler ist in Figur 27 gegen den Impuls aufgetragen. Unterhalb von 1 GeV/c zeigen noch rund 50 % der Elektronen eine kleinere Pulshöhe. Diese Zahl nimmt mit dem Impuls aufgrund der steigenden Schauermultiplizitäten rasch ab. Oberhalb von 10 GeV/c passieren nur noch 10 % der Elektronen den Pulshöhenschnitt.

Die Daten wurden mit Simulationsrechnungen verglichen. Am Wechselwirkungspunkt erzeugte Elektronen wurden mit dem Simulationsprogramm EGS<sup>79)</sup> für die Entwicklung elektromagnetischer Schauer durch die Spule verfolgt. Die die Spule verlassenden Schauerteilchen wurden in die Hadronarme extrapoliert und dort Signale in den Čerenkovzählern simuliert. Der Anteil der Elektronen aus dieser Monte-Carlo-Rechnung mit weniger als sechs Photoelektronen im Aerogelzähler ist in Figur 27 als geschlossene Linie dargestellt. Die Impulsabhängigkeit und die Größe der Datenpunkte werden oberhalb von 4 GeV/c exakt wiedergegeben; unterhalb von 4 GeV/c betragen die Abweichungen etwa 20 %.

Der Anteil der Spuren aus multihadronischen Ereignissen mit weniger als sechs Photoelektronen im Aerogelzähler ist in Figur 28 gegen den Impuls aufgetragen.

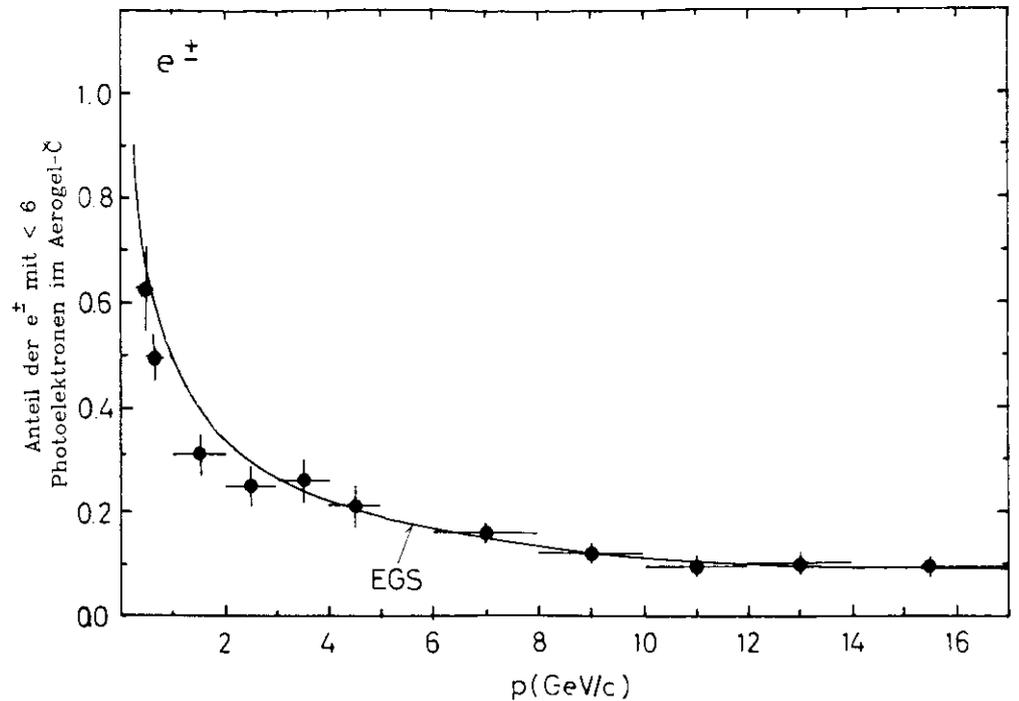
Zum Vergleich sind die Daten der Myonen und Elektronen mit abgebildet. Die Impuls- und Schwerpunktsabhängigkeiten sind in ihrem Verlauf dem Zweispurschnitt ähnlich. Dies ist zu erwarten, da die Richtung der neutralen Energie mit der der geladenen Energie identisch ist<sup>80)</sup>.

Oberhalb von 0,8 GeV/c werden im Mittel von den Spuren



Figur 26 Pulshöhe im Aerogelčerenkovzähler

- a) Myonen aus der Höhenstrahlung mit  $p > 3.0 \text{ GeV}/c$
- b) Elektronen aus der Bhabhastreueung bei  $W=14 \text{ GeV}$



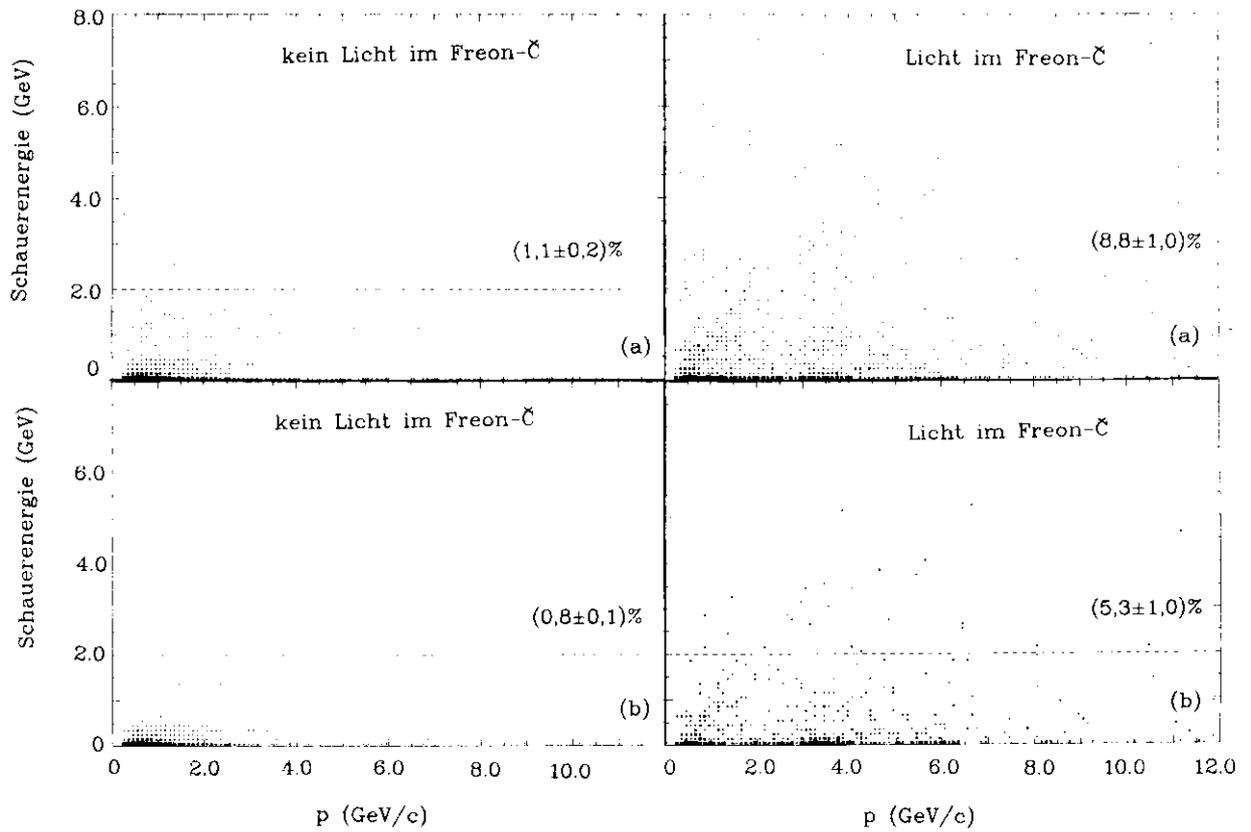
Figur 27 Anteil der Elektron/ Positronen mit weniger als sechs Photoelektronen im Aerogelčerenkovzähler als Funktion des Impulses

Die durchgezogene Linie stellt das Ergebnis der EGS-Rechnung dar.

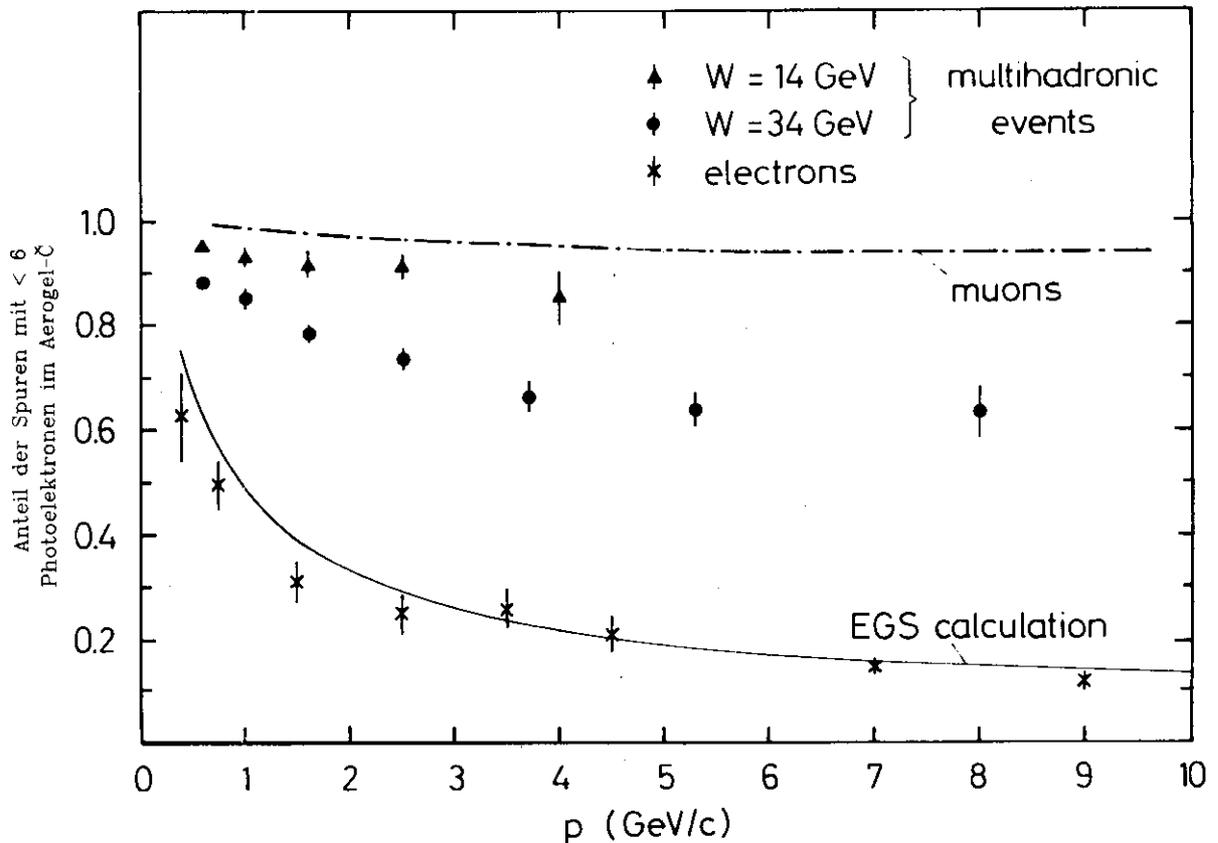
- $(92 \pm 1) \%$  bei  $W = 14 \text{ GeV}$  ,
- $(83 \pm 1) \%$  bei  $W = 22 \text{ GeV}$  ,
- $(76 \pm 0.5) \%$  bei  $W = 34 \text{ GeV}$  ,

vom Pulshöhenschnitt im Aerogelzähler akzeptiert.

Um weiteren Untergrund zu reduzieren, wird zusätzlich von der Information der Hadronarmschauerzähler Gebrauch gemacht. Minimal ionisierende Teilchen produzieren eine mittlere Pulshöhe von 200 MeV in diesen Zählern (vgl. Figur 10 in 2.2). Bei Spuren aus multihadronischen Ereignissen werden vor Anwendung des Pulshöhenschnittes im Aerogelzähler Werte bis zu mehreren GeV beobachtet. Diese hohen Amplituden stammen von Photonen, die den gleichen Schauerzähler wie die betrachtete Spur treffen, und von Elektronen.



Figur 29 Schauerenergie gegen Impuls für Spuren aus multihadronischen Ereignissen bei  $W=34$  GeV  
 a) vor Anwendung des Pulshöhenschnittes im Aerogelzähler  
 b) nach Anwendung des Pulshöhenschnittes im Aerogelzähler



Figur 28 Anteil der Spuren mit weniger als sechs Photoelektronen im Aerogelčerenkovzähler für multihadronische Ereignisse bei  $W=14$  und  $34$  GeV  
 Die Ergebnisse der Myonen aus der Höhenstrahlung und der Elektronen sind ebenfalls abgebildet.

Spuren mit hohen Pulshöhen in den Schauerzählern produzieren bevorzugt Licht in den Freonzählern (s. Figur 29a), eine für Elektronen und für Hadronen, die von einem hochenergetischen Photonschauer begleitet werden, typische Signatur. Der Pulshöhenschnitt entfernt nur einen Teil der Spuren mit hoher Schauerzähleramplitude (s. Figur 29b). Insbesondere zeigen diese Spuren auch jetzt noch bevorzugt Licht im Freonzähler, erklärlich dadurch, daß hier ein einzelnes Elektron aus einem hochenergetischen Photonschauer das Teilchen in die gleiche Čerenkovzählerzelle begleitet.

Um diese Fälle weitgehend zu unterdrücken, werden nur Spuren mit einer Schauerenergie von weniger als 2 GeV akzeptiert.

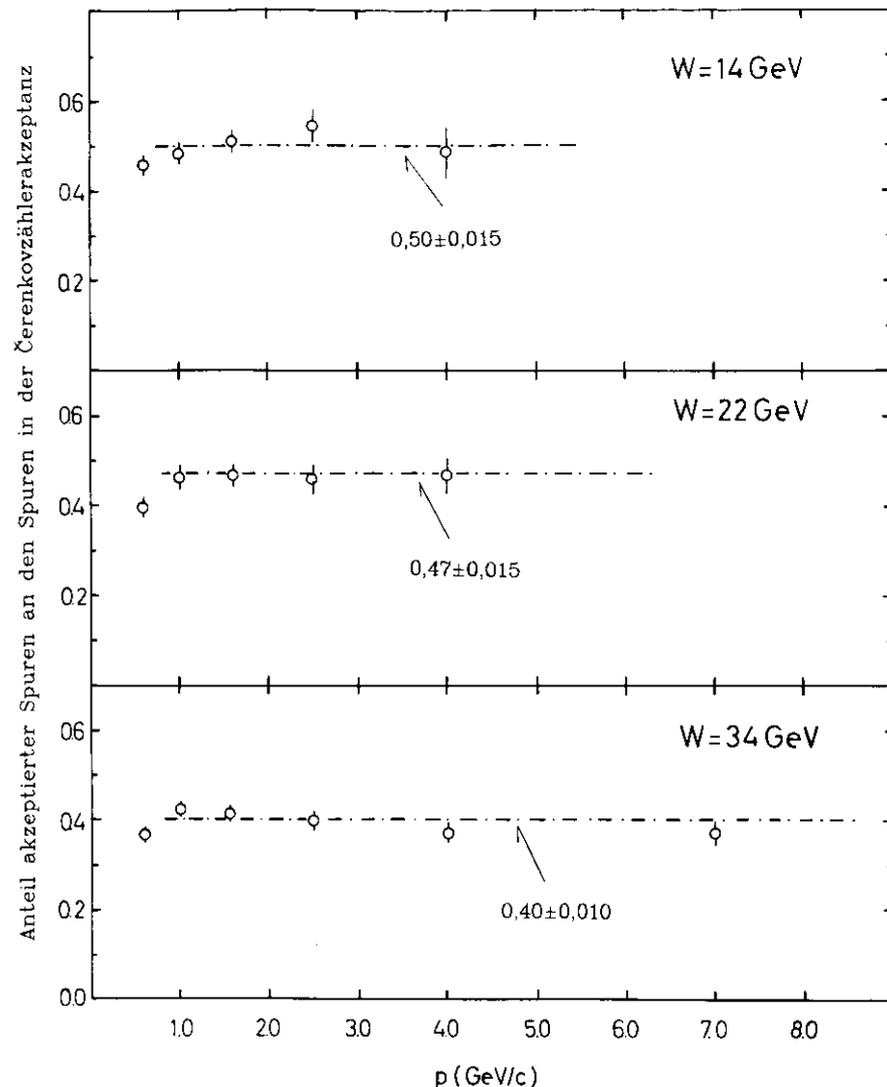
#### 4.5 ZUSAMMENFASSUNG

Die folgenden Bedingungen werden an eine "saubere" Hadronspur gestellt :

- keine nukleare Absorption in der Spule  
Verlangt wird ein Signal in der flachen Driftkammer innerhalb eines Akzeptanzfensters von  $|\Delta y| \cdot |\Delta z| = 2 \text{ cm} \cdot 6 \text{ cm}$
- keine weitere Spur vom Innendetektor in die gleiche Čerenkovzelle extrapoliert,  
die einen Impuls oberhalb der Pionschwelle im Aerogel besitzt und nicht in der Spule absorbiert worden ist.
- kein Schauer in der gleichen Čerenkovzelle  
Verlangt wird eine  
Pulshöhe im Aerogelzähler  $< 6$  Photoelektronen,  
Pulshöhe im Schauerzähler  $< 2$  GeV .

Der Anteil der Spuren innerhalb der Čerenkovzählerakzeptanz, die diesen Bedingungen genügen, ist in Figur 30 für alle drei Schwerpunktsenergien gegen den Impuls aufgetragen. Obwohl jeder Schnitt für sich eine deutliche Impulsabhängigkeit besitzt, ist die Gesamtreduktion oberhalb von 1 GeV/c bei allen drei Schwerpunktsenergien nahezu impulsunabhängig, da sich die Impulsabhängigkeiten der nuklearen Absorption auf der einen Seite und die der Zweispur- und Schauerschnitte auf der anderen Seite gegenseitig aufheben.

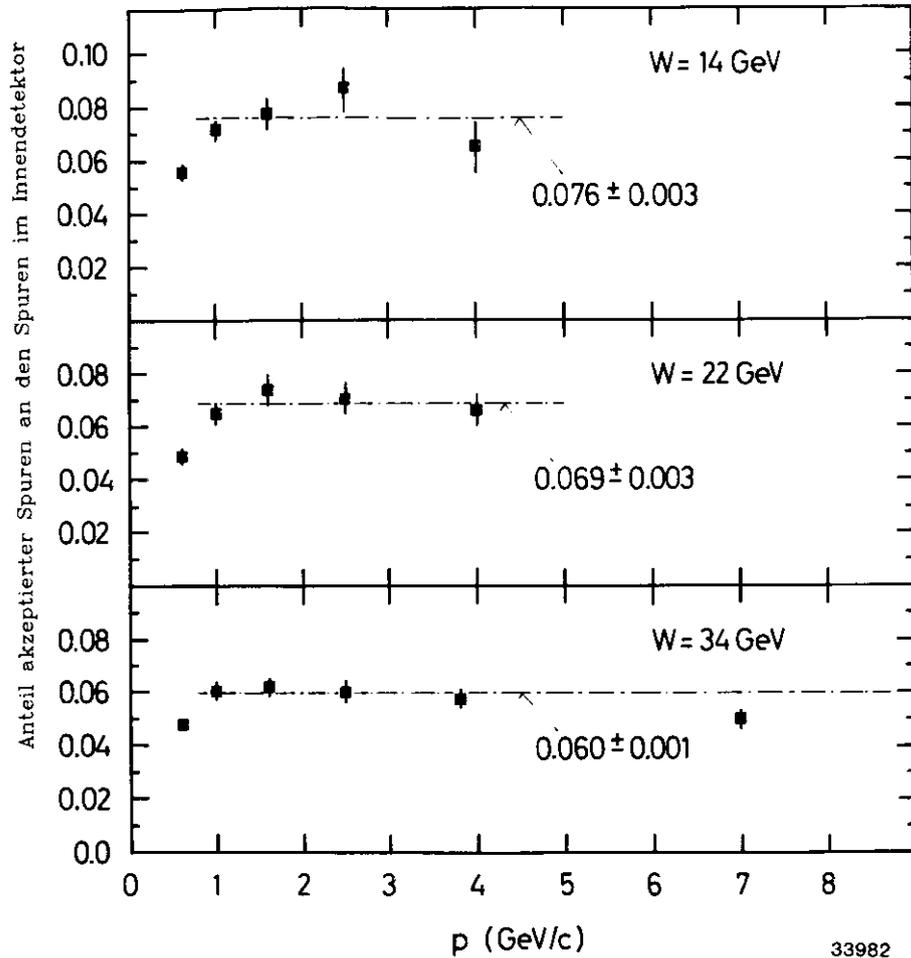
Gemittelt über den Impulsbereich oberhalb von 0,8 GeV/c verbleiben von allen Spuren innerhalb der Čerenkovzählerakzeptanz



33890

Figur 30 Anteil der nach allen Schnitten akzeptierten Spuren an allen Spuren innerhalb der Čerenkovzählerakzeptanz

Die gestrichelten Linien sind die Mittelwerte über alle Spuren mit  $p > 0,8 \text{ GeV/c}$



Figur 31 Anteil der nach allen Schnitten akzeptierten Spuren an allen im Innendetektor rekonstruierten Spuren

Die gestrichelten Linien sind die Mittelwerte über alle Spuren mit  $p > 0,8 \text{ GeV}/c$

$(50 \pm 1,5) \%$  bei  $W = 14 \text{ GeV}$  ,  
 $(47 \pm 1,5) \%$  bei  $W = 22 \text{ GeV}$  ,  
 $(40 \pm 1,0) \%$  bei  $W = 34 \text{ GeV}$  .

Bezogen auf die im Innendetektor rekonstruierten Spuren lauten die entsprechenden Werte :

$(8,7 \pm 0,3) \%$  bei  $W = 14 \text{ GeV}$  ,  
 $(7,6 \pm 0,3) \%$  bei  $W = 22 \text{ GeV}$  ,  
 $(6,4 \pm 0,1) \%$  bei  $W = 34 \text{ GeV}$  .

Auch hier ist keine signifikante Impulsabhängigkeit oberhalb von  $1 \text{ GeV}/c$  zu sehen (s. Figur 31), da die Čerenkovzählerakzeptanz in diesem Bereich ebenfalls nahezu impulsunabhängig ist (s. 4.1).

#### 4.6 GENERELLE EIGENSCHAFTEN DER SELEKTIERTEN SPUREN

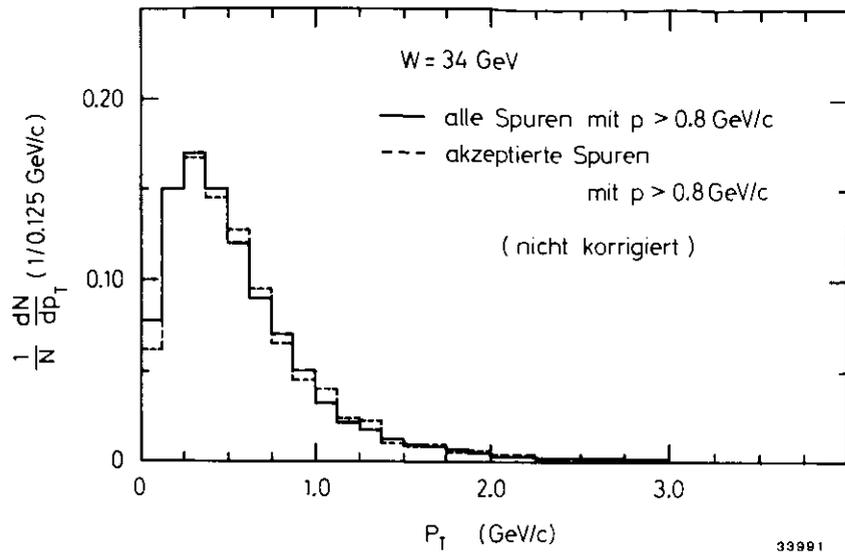
Im folgenden wird untersucht, ob durch die Schnitte, insbesondere die Zweispur- und Schauerschnitte, Spuren mit bestimmten Eigenschaften bevorzugt selektiert werden. Diese Frage soll anhand der Daten bei  $W=34 \text{ GeV}$  untersucht werden, da die erwähnten Schnitte hier am stärksten wirken.

Im Impulsbereich oberhalb von  $0,8 \text{ GeV}/c$  besitzen die akzeptierten Spuren den gleichen Impulsverlauf wie alle im Innendetektor rekonstruierten Spuren, wie im vorhergehenden Abschnitt gezeigt.

In Figur 32 ist die Verteilung der Transversalimpulse bezüglich der Sphärizitätsachse aller im Innendetektor rekonstruierten Spuren und aller akzeptierten Spuren mit Impulsen oberhalb von  $0,8 \text{ GeV}/c$  dargestellt. Normiert auf die jeweilige Gesamtzahl der Spuren sind beide Verteilungen nahezu identisch.

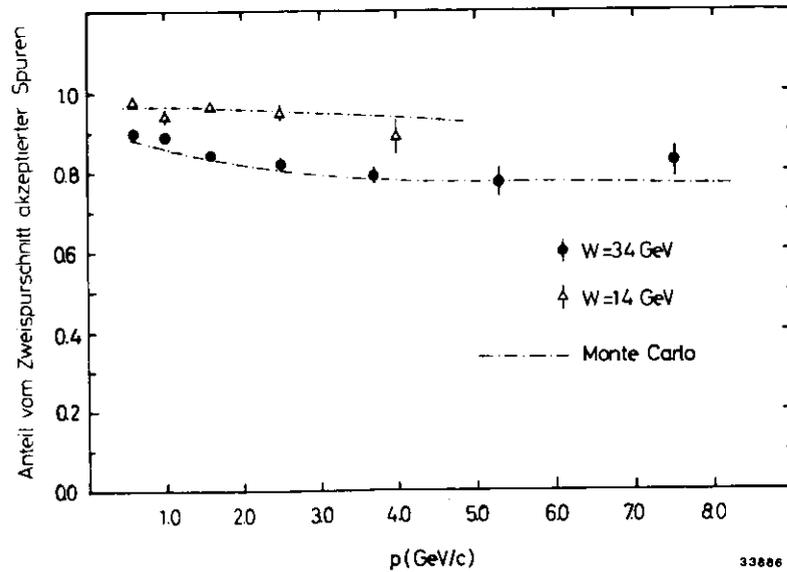
Die akzeptierten Spuren weisen in dieser Hinsicht also keine Besonderheiten auf.

Die Frage, ob speziell durch den Zweispurschnitt eine bestimmte Hadronart bevorzugt reduziert wird, läßt sich nur im Rahmen von Modellen hadronischer Ereignisse beantworten. Der Zweispurschnitt wurde auf Ereignisse des oben beschriebenen (s 3.4.) Feynman-Field-Modelles angewendet. Seine Wirkung auf die erzeugten Teilchen bei  $W=14$  und  $34 \text{ GeV}$  ist



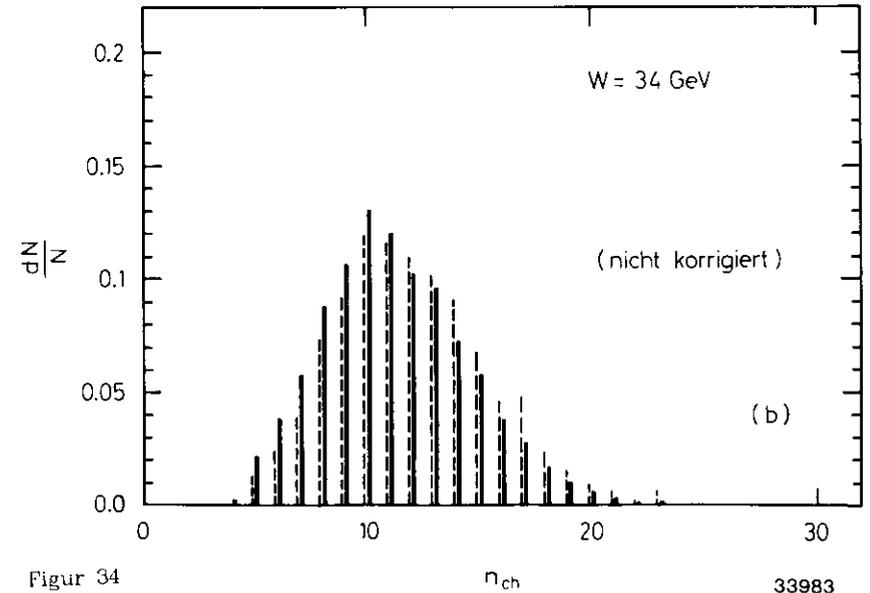
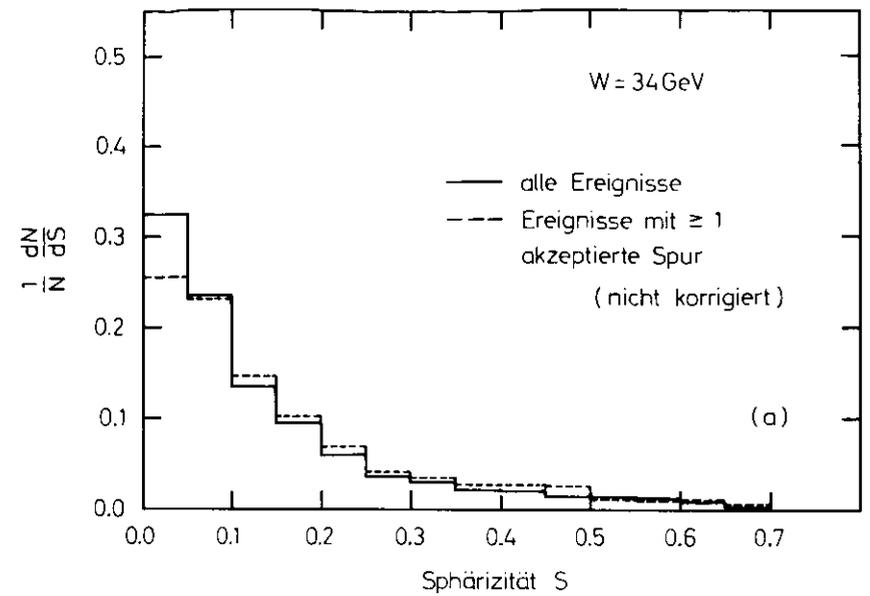
Figur 32 Verteilung der Transversalimpulse  $p_T$  aller Spuren und der der akzeptierten Spuren mit  $p > 0,8 \text{ GeV}/c$  bezüglich der Sphärizitätsachse bei  $W = 34 \text{ GeV}$

Die Verteilungen sind auf die Gesamtzahl der jeweiligen Spuren normiert.



Figur 33 Anteil vom Zweispurschnitt akzeptierter Spuren bei  $W=14$  und  $34 \text{ GeV}$

Die gestrichelte Kurve gibt die Monte-Carlo-Resultate wieder.



Figur 34

- a) Beobachtete Sphärizitätsverteilung aller Ereignisse und der Ereignisse mit mehr als einer akzeptierten Spur ( $p > 0,8 \text{ GeV}/c$ ) bei  $W=34 \text{ GeV}$   
 b) Beobachtete Multiplizität geladener Spuren  $n_{ch}$  aller Ereignisse und der Ereignisse mit mehr als einer akzeptierten Spur ( $p > 0,8 \text{ GeV}/c$ ) bei  $W=34 \text{ GeV}$

Die Verteilungen sind auf die jeweilige Anzahl der Ereignisse normiert.

in Figur 33 als gestrichelte Linie dargestellt. Diese Kurven geben die ebenfalls gezeigten Daten in guter Übereinstimmung wieder. Der Anteil der verschiedenen Hadronarten an den geladenen Hadronen wurde sodann vor und nach Anwendung dieses Schnittes verglichen; dabei wurde keine Änderung der Anteile festgestellt.

Gleichfalls wurde untersucht, ob durch die Schnitte Spuren aus besonderen Ereignissen selektiert werden. Es wurden die Sphärizität und die Multiplizität an geladenen Spuren aller Ereignisse mit denen verglichen, in denen mindestens eine Spur mit einem Impuls oberhalb von 0,8 GeV/c akzeptiert wird. Die auf die jeweilige Gesamtzahl der Ereignisse normierten Verteilungen sind in Figur 34a,b dargestellt. Sie sind in beiden Fällen für die Ereignisse mit einer akzeptierten Spur zu etwas höheren Werten verschoben; die Unterschiede sind jedoch so gering, daß von einer Selektion besonderer Ereignisse nicht gesprochen werden kann.

#### 4.7 DIE NORMIERTEN ČERENKOVZÄHLERRATEN

Um den Anteil der Pionen an den geladenen Spuren nach allen Schnitten zu bestimmen, wird gemäß der in 1.2 getroffenen Überlegungen als nächstes untersucht, für welchen Anteil der Spuren Licht in den Čerenkovzählern beobachtet wird. Auf Grund der vorliegenden Datenmenge wurde die Analyse nur bis zu Impulsen von 10 GeV/c durchgeführt. Für die Pionerkennung wird also nur die Information der Aerogel- und Freončerenkovzähler benötigt.

Es wird wieder

$$f_A = N_{Aer} / N_{tot} \quad (4.1)$$

$$f_F = N_{Freon} / N_{tot} \quad (4.2)$$

gesetzt, wobei

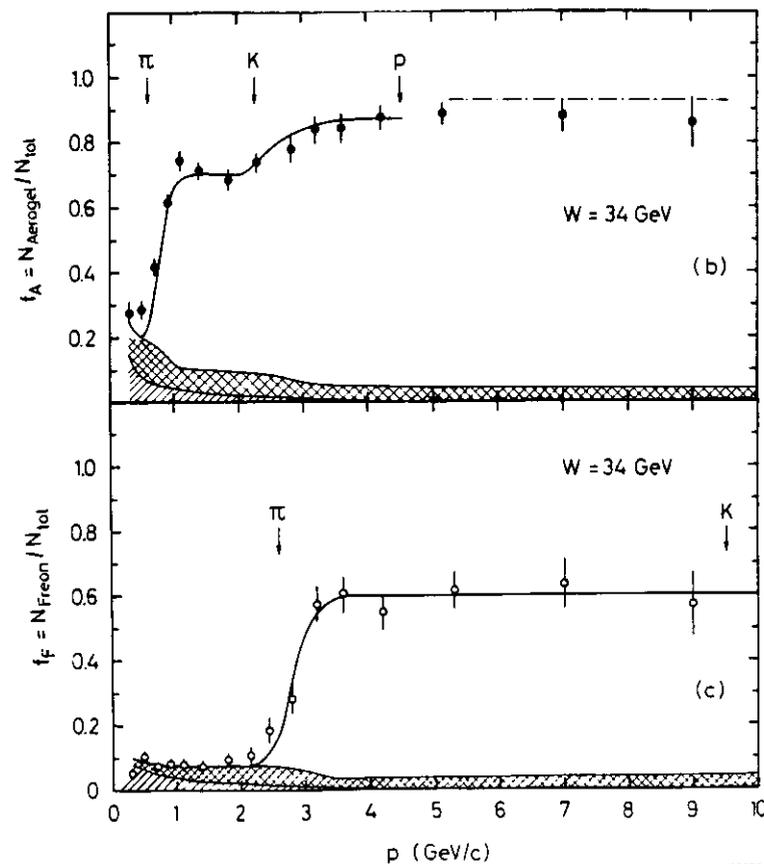
$N_{Aer}$  die Zahl der Spuren mit Licht im Aerogelzähler,

$N_{Freon}$  die Zahl der Spuren mit Licht im Freonzähler und

$N_{tot}$  die Zahl aller Spuren  
im jeweiligen Impulsintervall sind.

In Figur 35a ist  $f_A$  gegen den Impuls bei  $W=34$  GeV aufgetragen. Zwischen 0,6 und 1 GeV/c sieht man die Pionschwelle, der ein Plateau bis 2,3 GeV/c folgt. Daran schließt sich deutlich erkennbar die Kaonschwelle an.

Die begrenzte Datenmenge erlaubt nicht die Beobachtung Protonschwelle oberhalb von 4,2 GeV/c, die sich über einen Bereich von 2,5 GeV/c



Figur 35 Anteil der Spuren mit Licht im Čerenkovzähler an allen akzeptierten Spuren.

- a) Aerogelčerenkovzähler
- b) Freončerenkovzähler

Die Pfeile zeigen die Lage der Teilchenschwellen an.

Die schräg schraffierte Fläche stellt den berechneten Elektronenanteil dar (s. 4.7.1).

Die gekreuzt schraffierte Fläche gibt den Anteil des unkorrelierten Schaueruntergrundes wieder (s. 4.7.2).

erstreckt, im wesentlichen bedingt durch die Ungenauigkeit der Impulsmessung. In Figur 35b ist  $f_p$  gegen den Impuls ebenfalls für  $W=34$  GeV aufgetragen. Auch hier zeigt sich ein deutlicher und rascher Anstieg oberhalb von 2,6 GeV/c an der Pionschwelle im Freon.

In beiden Figuren ist zum Vergleich eine berechnete kombinierte Pion- und Kaonschwellenkurve über die Daten gelegt. Dabei wurde ein impulsunabhängiger Pion- und Kaonanteil an den geladenen Spuren, der an die Werte in den Plateaugebieten angepaßt ist, angenommen und die erwarteten Untergrundbeiträge (s. folgenden Abschnitt) mit berücksichtigt.

Die Aerogel- wie die Freonzählerraten zeigen einen endlichen Beitrag unterhalb der Pion- (und Myon-) Schwelle. Bei den Freonzählern beträgt dieser für Spuren zwischen 0,4 und 2,0 GeV/c bei  $W=34$  GeV ( $8,2 \pm 0,6$  %), bei  $W=22$  GeV ( $5,8 \pm 0,9$  %) und bei  $W=14$  GeV ( $4,5 \pm 0,7$  %).

Der Untergrund ist verursacht durch

- Elektronen und Positronen (im folgenden nur als Elektronen bezeichnet),
  - nicht erkannte Sekundärteilchen elektromagnetischer Schauer aus der Spule;
- Kleine Beiträge liefern noch
- $\delta$ - Elektronen und
  - Spuren im gleichen Čerenkovzähler, die vom Zweispurschnitt nicht erkannt worden sind  
(Die weitere Spur ist wegen eines Nachweisverlustes in der flachen Driftkammer nicht beobachtet worden, sie kann ein Elektron mit einem Impuls unterhalb der Pionschwelle im Aerogel gewesen sein oder eine weitere Spur ist durch Weitwinkelstreuung aus einer Nachbarzelle in die Zelle der untersuchten Spur gestreut worden.)

#### 4.7.1 Elektronenuntergrund

Der Beitrag der Elektronen wurde mit Hilfe von Simulationsrechnungen abgeschätzt. Elektronen aus multihadronischen Monte-Carlo-Ereignissen (s. 3.4) wurden durch das Spulenmaterial mit EGS verfolgt (s. auch Anhang 5). Die Elektronen mußten den Akzeptanzfensterschnitt in der flachen Driftkammer, den Zweispur- sowie die Schauerschnitte passieren. Ihr berechneter Anteil an  $f_A$  und  $f_p$  bei  $W=34$  GeV ist in Figur 35 als schräg schraffierte Fläche dargestellt.

Dieser ist bei kleinen Impulsen relativ hoch, da der Elektronenanteil an den geladenen Spuren groß ist und die Schauerschnitte noch nicht sehr wirksam sein können, nimmt dann aber mit dem Impuls rasch ab, da die Schauerschnitte wirksamer werden und der Elektronenanteil an den geladenen Spuren ebenfalls rasch abfällt. Oberhalb von 3 GeV/c ist der Elektronenbeitrag in  $f_A$  und  $f_p$  praktisch gleich Null. Unterhalb der Pionschwelle im Freon bei 2,7 GeV/c kann der Elektronenbeitrag in den normierten Aerogelzählerraten zusätzlich durch die für eine "saubere" Hadronspur notwendige Bedingung, kein Licht im Freonzähler zu beobachten, nahezu vollständig unterdrückt werden, wie dieses in Tabelle 8 an zwei Beispielen für  $W=34$  GeV gezeigt ist.

Tabelle 8. Reduktion des Elektronenuntergrundes

p (GeV/c)	Elektronenanteil		
	im Innen-detektor	nach den Schauerschnitten	ohne Signal im Freon Č
0,8	10 %	5 %	1 %
2,5	6 %	1,5 %	< 0,1 %

#### 4.7.2 Schaueruntergrund

Der Untergrundbeitrag von Elektronen, die aus in der Spule entstandenen elektromagnetischen Schauern stammen ("unkorrelierter Schaueruntergrund") läßt sich aus den Daten selbst errechnen.

Von jedem Ereignis wird nacheinander jede Spur herausgegriffen und um einen beliebigen Winkel um die Sphärizitätsachse gedreht; die Originalspur wird aus dem Ereignis entfernt. Dabei bleibt die Ereignistopologie im wesentlichen ungeändert. Mit der neuen, sogenannten "Kunstspur", wird die normale Analyse ohne den Akzeptanzfensterschnitt in der flachen Driftkammer durchgeführt.

Dieses Verfahren wird auf jede Spur mehrmals nacheinander angewandt. Unberücksichtigt bleiben dabei alle Kunstspuren, die auf die gleiche Čerenkovzelle wie die Originalspur zeigen.

Diese Methode hat den Vorteil, daß sie von keinem Modell hadronischer Ereignisse ausgeht; für hohe Impulse ist ihre Genauigkeit allerdings durch die vorhandene Menge an gemessenen Spuren begrenzt.

Die Wahrscheinlichkeit für unkorrelierten Schaueruntergrund wird dann aus der Häufigkeit der Fälle bestimmt, in der für eine Kunstspur nach Passieren der Zweispur- und Schauerschnitte, also in einer per definitionem "leeren" Čerenkovzelle, Licht beobachtet wird. Damit sind die auch die Beiträge der vom Zweispurschnitt übersehenen Spuren erfaßt.

Mit dieser Methode läßt sich der unkorrelierte Untergrund für alle Impulse messen, vorausgesetzt, die Kunstspuren sind den echten Spuren im Ereignis topologisch äquivalent.

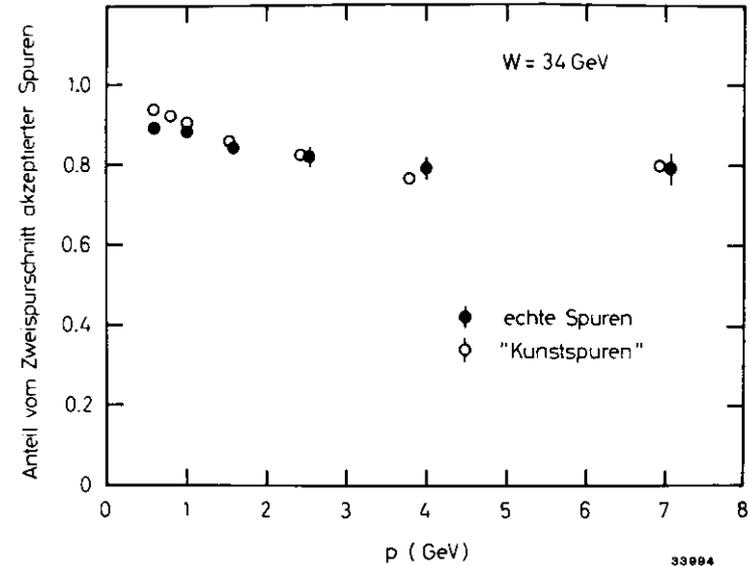
Zum Test wurde die Reduktion durch den Zweispurschnitt für echte Spuren und Kunstspuren als Funktion des Impulses verglichen. Der Anteil der Spuren bei  $W=34$  GeV, die den Zweispurschnitt passieren, ist in Figur 36 gegen den Impuls aufgetragen. Die für die Kunstspuren beobachteten Werte stimmen mit denen der echten Spuren gut überein.

In Figur 37a ist die Wahrscheinlichkeit  $U_A$  für unkorrelierten Schaueruntergrund im Aerogelzähler gegen den Impuls bei den verschiedenen Schwerpunktsenergien aufgetragen. In allen Fällen ist ein deutlicher Anstieg mit dem Impuls zu verzeichnen; bei  $W=34$  GeV beträgt  $U_A$  unterhalb von  $1$  GeV/c 15 %, bei  $2,5$  GeV/c bereits 25 %. Erwartungsgemäß sind die Werte bei  $W=14$  und  $22$  GeV kleiner.

In Figur 37b ist die Wahrscheinlichkeit für unkorrelierten Schaueruntergrund  $U_F$  in den Freonzählern dargestellt. Diese zeigt das gleiche Impuls- und Schwerpunktsenergieverhalten wie  $U_A$ , ist aber um einen Faktor drei niedriger. Die größere Empfindlichkeit der Aerogelzähler kommt durch die Lichtsammlung über die diffus streuenden Wände, die auf die Richtung durchgehender Teilchen nicht sensitiv ist, während die Spiegeloptik der Gaszähler nur Čerenkovlicht von den Teilchen akzeptiert, die aus einer begrenzten Zone um den Ursprung zu kommen scheinen.

Der Beitrag dieses Untergrundes zu den normierten Čerenkovzählerraten  $f_A$  und  $f_F$  ist in Figur 35 als gekreuzt schraffiertes Band dargestellt. Es ist zu beachten, daß dieser Anteil nur auf den Teil der Spuren, die kein Licht in den jeweiligen Zählern erzeugt haben, bezogen wird, so daß der Impulsverlauf einer umgekehrten Schwellenkurve entspricht.

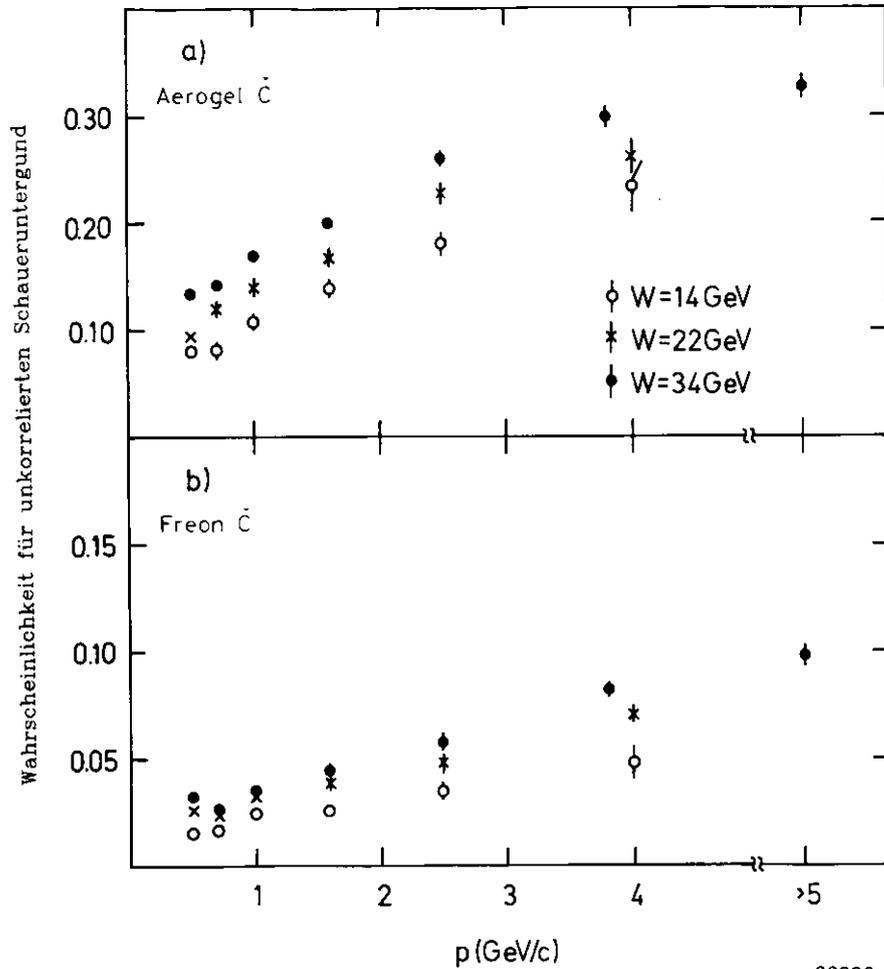
Die Summe des Elektronen- und des unkorrelierten Schaueruntergrundes beschreibt die unterhalb der Pionenschwelle beobachtete Rate bei beiden Zählern sehr gut.



Figur 36 Anteil der echten Spuren und der "Kunstspuren" nach dem Zweispurschnitt bei  $W=34$  GeV

#### 4.7.3 $\delta$ -Elektronenuntergrund

Die Zahl der  $\delta$ -Elektronen, die ein geladenes Teilchen beim Durchlaufen einer Materiedicke  $x$  in einem Energieintervall  $(E_1, E_2)$  erzeugt, ist nach Ritson<sup>81)</sup>



Figur 37 Wahrscheinlichkeit für unkorrelierten Schaueruntergrund bei W=14,22 und 34 GeV

- a) Aerogelčerenkovzähler
- b) Freončerenkovzähler

$$N_{\delta} = \frac{0,15 \text{ MeV}}{\beta^2} \cdot \frac{Z}{A} \cdot x(\text{g/cm}^2) \cdot \left( \frac{1}{E_1} - \frac{1}{E_2} \right) \quad (4.3)$$

Z ist die Ordnungszahl des Materials,  
 A das Atomgewicht,  
 β die Geschwindigkeit des Teilchens in Einheiten von c

Die maximale auf das δ-Elektron übertragbare Energie  $E_{\text{max}}$  beträgt

$$E_{\text{max}} = \frac{2m_e \beta^2 \gamma^2}{1 + 2\gamma \frac{m_e}{m_{\text{proj}}} + \left( \frac{m_e}{m_{\text{proj}}} \right)^2} \quad (4.4)$$

$\gamma = 1 / \sqrt{1 - \beta^2}$ ,  
 $m_e$  = Elektronenmasse,  
 $m_{\text{proj}}$  = Masse des geladenen Teilchens

Für ein Pion mit  $p=1 \text{ GeV}/c$  beträgt  $E_{\text{max}}$  ungefähr 50 MeV. Die untere Grenze des für Untergrundbetrachtungen relevanten Energieintervalls sind die jeweiligen Čerenkovschwellen (s. Tabelle 1 in 1.2).

Die meisten δ-Elektronen besitzen Reichweiten von nur wenigen Zentimetern im Aluminium<sup>82)</sup>, so daß diejenigen, die Spule verlassen, im wesentlichen den letzten 2 cm entstammen.

Für die Freonzähler wurde der δ-Elektronenbeitrag unterhalb der Čerenkovschwelle mit Myonen aus der Höhenstrahlung gemessen. Der dort beobachtete Untergrund beträgt  $(0,3 \pm 0,1) \%$ .

Der Untergrund in den Aerogelzählern wurde mit einer Rechnung abgeschätzt. Die Spule wurde radial in 1 mm breite Ringe unterteilt und der δ-Elektronenbeitrag aller Schichten aufsummiert. Als Mindestenergie wurde die Schwellenenergie im Aerogel zuzüglich der Reichweiteenergie der jeweiligen Schicht gesetzt. Zur Berücksichtigung des Energieverlustes der δ-Elektronen im Aerogel wurde die Aerogelschwelle von 2,3 MeV/c in der Rechnung auf 4 MeV/c erhöht.

Hinzu kommt der Beitrag der δ-Elektronen, die im Aerogel selbst erzeugt werden. Dieser macht etwa ein Drittel der Gesamtrate aus.

in Tabelle 9 ist der berechnete Anteil der Pionen, Kaonen und Protonen mit einem  $\delta$ -Elektron oberhalb von 4 MeV/c für verschiedene Impulse aufgeführt. Er beträgt maximal 7 %. Unterhalb der jeweiligen Teilchenschwelle liegt er um 3 %. Oberhalb der Schwelle ist er nur auf den Teil der Teilchen, die nicht im Aerogelzähler registriert werden, zu beziehen. Die Untergrundrate ist hier daher kleiner als 0,5 %.

Die Untergrundbeiträge durch  $\delta$ -Elektronenerzeugung sind also um einen Faktor 5 kleiner als die Beiträge des unkorrelierten Schaueruntergrundes.

Tabelle 9. Wahrscheinlichkeit für das Auftreten von  $\delta$ -Elektronen mit Impulsen oberhalb der Aerogelschwelle für Pionen, Kaonen und Protonen als Funktion des Impulses.

Die Beiträge des Spulenmaterials und des Aerogels sind addiert.

p (GeV/c)	$\delta$ -Elektronenwahrscheinlichkeit ( % )		
	Pionen	Kaonen	Protonen
0,4	1,0	0,0	0,0
0,6	2,8	0,0	0,0
0,8	5,1	0,0	0,0
1,2	6,0	0,7	0,0
1,6	6,3	1,5	0,0
2,0	6,5	3,4	0,3
3,0	6,7	5,3	1,5
4,0	6,7	5,9	3,8
6,0	6,8	6,4	5,5

## 5.0 DER ANTEIL DER PIONEN AN DEN GELADENEN HADRONEN

Der Anteil  $f_\pi$  der Pionen an den geladenen Hadronen wird aus den normierten Čerenkovzählerraten  $f_A$  und  $f_F$  bestimmt.  $f_\pi$  ist dabei wie folgt definiert :

$$f_\pi = N_\pi / N_{had} , \quad (5.1)$$

wobei

$N_\pi$  die Zahl der erzeugten geladenen Pionen

und

$N_{had}$  die Zahl der erzeugten geladenen Hadronen

ist.

Zu den geladenen Hadronen werden auch alle diejenigen gezählt, die aus Zerfällen von Teilchen mit einer Lebensdauer von kleiner als  $3 \cdot 10^{-10}$ s stammen, insbesondere alle geladenen Teilchen aus  $K^0_s$ - und  $\Lambda$ -Zerfällen.

$f_\pi$  wird zwischen 0,8 und 2,6 GeV/c mit den Aerogelčerenkovzählern und zwischen 3,0 und 10,0 GeV/c mit den Freončerenkovzählern ermittelt. Die oberen Intervallgrenzen liegen bereits etwas oberhalb der jeweiligen Kaonschwellen; die Nachweiswahrscheinlichkeit für Kaonen ist in diesem Bereich jedoch noch klein, so daß die Kaonbeiträge in  $f_A$  und  $f_F$  klein sind.

Zunächst wird die berechnete Elektronenrate von den akzeptierten Spuren abgezogen. Die neu erhaltenen Werte für  $f_A$  und  $f_F$  werden sodann auf den unkorrelierten Schaueruntergrund  $U_{A,F}$  korrigiert. Zwischen dem wahren Anteil an Spuren ohne Licht in den Čerenkovzählern ( $1 - f_{A,F}^w$ ) und dem beobachteten herrscht folgender Zusammenhang :

$$(1 - f_{A,F}^w) \cdot (1 - U_{A,F}) = (1 - f_{A,F}) \quad (5.2)$$

Die Größe dieser Korrektur beläuft sich bei den Aerogelzählern auf Werte zwischen 0,15 und 0,08, bei den Freonzählern auf rund 0,05 (s. Figur 35).

Nach dieser Korrektur erhält man in jedem Impulsintervall den Anteil der Pionen, die Licht im jeweiligen Čerenkovzähler gegeben haben. Der Anteil aller Pionen an den Hadronen, die die Čerenkovzähler durchquert haben, errechnet sich durch die Normierung auf die Nachweiswahrscheinlichkeit der Zähler. Um  $f_\pi$  gemäß Gleichung (5.1) zu erhalten, sind an die Pionanteile weitere Korrekturen anzubringen. Diese sind klein, da nur auf

relative Anteile der einzelnen Hadronsorten an allen geladenen Hadronen korrigiert wird. Zudem werden dabei in den meisten Fällen Zähler und Nenner der Gleichung (5.1) in der gleichen Richtung verschoben, so daß  $f_{\pi}$  selbst sich kaum ändert.

## 5.1 KORREKTUREN

### 5.1.1 Pulshöhenschnitt im Aerogelzähler

Der Pulshöhenschnitt im Aerogelzähler reduziert die Pionen über weite Impulsbereiche stärker als die Kaonen oder Protonen, da letztere erst bei höheren Impulsen Čerenkovlicht erzeugen. In die Berechnung der Korrektur wird auch die Erhöhung des Pulshöhenspektrums durch den unkorrelierten Untergrund mit einbezogen. Dieser Effekt wurde über das für die Kunstspuren in Abhängigkeit vom Impuls beobachtete Pulshöhenspektrum berechnet.

Durch die Korrektur auf den Pulshöhenschnitt wird  $f_{\pi}$  impulsabhängig um Werte zwischen 0,01 und 0,02 erhöht.

### 5.1.2 Myonen aus semileptonischen Zerfällen

Die Daten enthalten auch einen kleinen Anteil an Myonen und Elektronen aus semileptonischen Zerfällen von Charm- und Bottomquarks. Ihr Anteil liegt gemäß den Modellrechnungen (s. 3.4.) bei allen Schwerpunktsenergien und für alle Impulse unterhalb von je 2 %.

Die Elektronen werden durch die Schauerschnitte in den Hadronarmen nahezu vollständig unterdrückt. Die Myonen können von den Pionen in den Čerenkovzählern nicht abgetrennt werden und werden statistisch abgezogen.

Der Pionanteil an den geladenen Hadronen wird durch diese Korrektur um maximal 0,01 verringert.

### 5.1.3 Nukleare Absorption

Pionen, Kaonen und Protonen/Antiprotonen werden unterschiedlich stark in der Spule absorbiert und gestreut. Oberhalb von 0,8 GeV/c sind die Unterschiede zwischen den einzelnen Teilchensorten jedoch nicht gravierend. Zwischen 0,8 und 2 GeV/c sind die Verluste von geladenen Pionen

und geladenen Kaonen bis auf 3 % gleich (vgl. Anhang 4). Protonen und Antiprotonen haben demgegenüber zusammen etwa 20 % höhere Verluste, ihr Anteil an den geladenen Hadronen ist in diesem Impulsbereich jedoch kleiner als 10 %<sup>78)</sup>, so daß sich ihre höheren Verluste in der Korrektur kaum bemerkbar machen. Oberhalb von 2 GeV/c unterscheiden sich die Verluste der Teilchensorten um weniger als 10 % (vgl. Anhang 4).

Die Korrekturen für  $f_{\pi}$  betragen maximal  $\pm 0,01$ .

Eine wichtige Frage ist, wie häufig eine absorbierte Spur durch Zufallstreffer im Akzeptanzfenster der flachen Driftkammer in der Čerenkovanalyse nach allen Schnitten akzeptiert wird. Die Anwesenheit solcher Zufallstreffer ist in Figur 20 deutlich erkennbar.

Die Häufigkeit der Zufallstreffer wurde wiederum mit der Analyse der Kunstspuren ermittelt. In Figur 38 ist der Anteil der Kunstspuren, die den Akzeptanzfensterschnitt in der flachen Driftkammer passieren, für alle drei Schwerpunktsenergien gegen den Impuls aufgetragen. Die Daten zeigen die üblichen Impuls- und Schwerpunktsenergieabhängigkeiten. Bei  $W=34$  GeV werden bei einem Impuls von 1 GeV/c 5 %, bei Impulsen oberhalb von 5 GeV/c 10 % aller Kunstspuren akzeptiert; diese Werte sind bei  $W=14$  GeV um einen Faktor 3-4 geringer.

Um die Ursache für diese zufälligen Treffer zu verstehen, betrachte man die Wirkung der Zweispur- und Schauerschnitte auf die akzeptierten Kunstspuren im Vergleich zu den echten Spuren. In Figur 39 ist der Anteil der Kunstspuren und der echten Spuren, die diese Schnitte passieren, für  $W=34$  GeV gegen den Impuls aufgetragen.

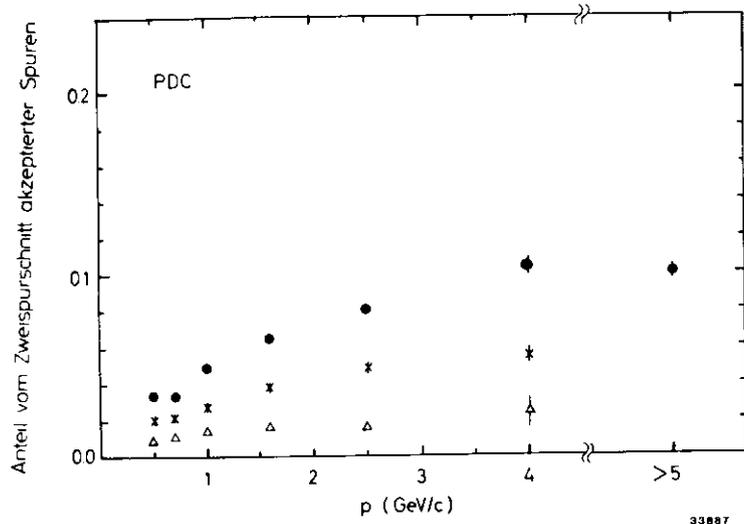
In beiden Fällen wirken die Schnitte auf die Kunstspuren wesentlich stärker. Die Zufallstreffer sind also nicht rein zufällig, sondern auf eng benachbarte Spuren vom Innendetektor oder von Schauern aus der Spule zurückzuführen.

Nach allen Schnitten werden oberhalb von 0,8 GeV/c von allen Kunstspuren

(1,0 $\pm$ 0,1) %	bei $W = 14$ GeV	,
(2,0 $\pm$ 0,1) %	bei $W = 22$ GeV	,
(3,1 $\pm$ 0,1) %	bei $W = 34$ GeV	

akzeptiert.

Mit diesem Ergebnis wird abgeschätzt, wieviel Prozent der absorbierten Pionen als Kaonen oder Protonen identifiziert werden (hier gezeigt für  $W=34$  GeV). Die obige Zahl wird mit dem Anteil der absorbierten Spuren



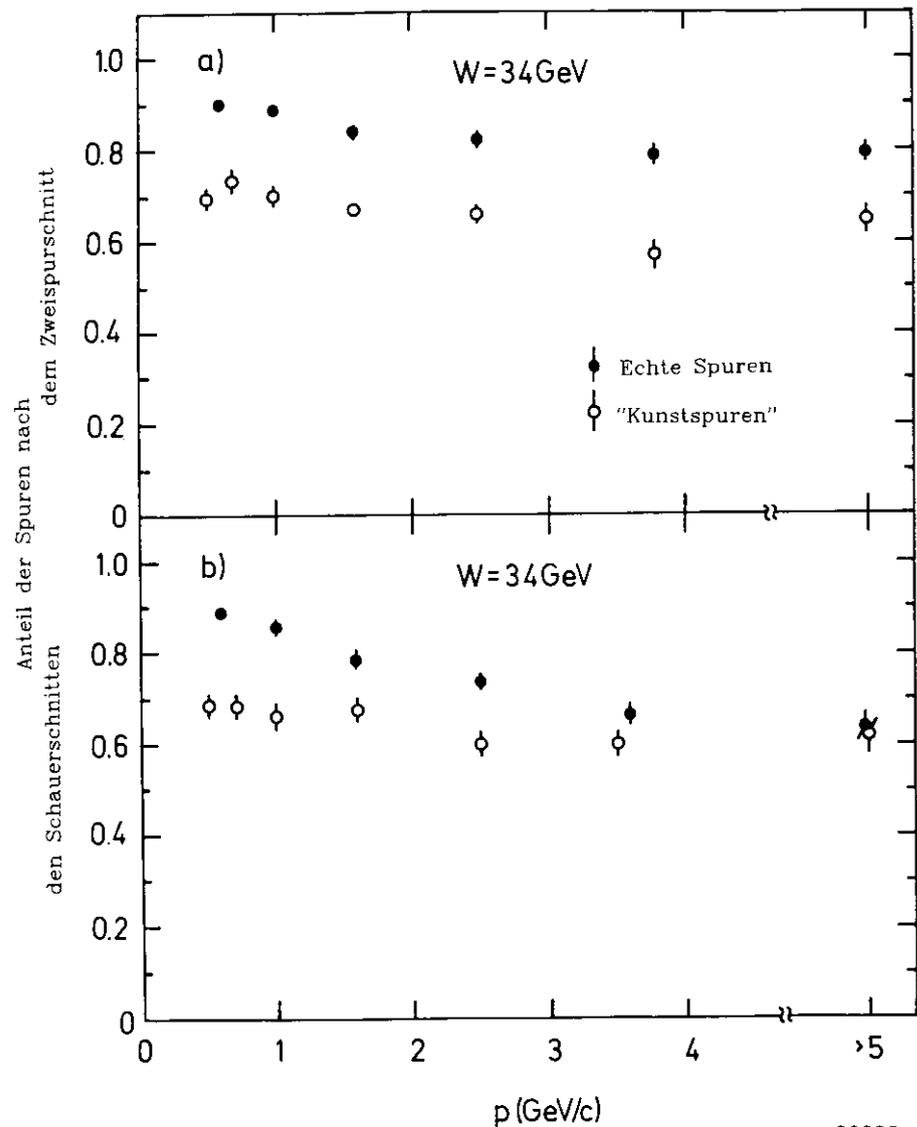
Figur 38 Anteil vom Akzeptanzfensterschnitt akzeptierter "Kunstspuren" bei  $W=14,22$  und  $34$  GeV

multipliziert und auf den Anteil der akzeptierten echten Spuren normiert :

$$0,03 \cdot 0,25 / 0,40 = 0,025.$$

Die akzeptierten Kunstspuren sind stark mit Licht in den Čerenkovzählern korreliert; Unterhalb von  $2,6$  GeV/c haben rund 60 %, oberhalb von  $3$  GeV/c rund 30 % die Čerenkovsignatur eines Pions. Der Anteil von absorbierten Pionen an den Kaonen und Protonen ist daher überall unter 1 %, berücksichtigt man, daß ein Teil der absorbierten Spuren bereits ein Kaon oder Proton gewesen ist.

Bei  $W=14$  und  $22$  GeV liegt der Anteil der als Kaon oder Proton identifizierten Pionen unter 0,5 %, da hier das Verhältnis zwischen akzeptierten Kunstspuren und echten Spuren kleiner ist.



Figur 39 Anteil der durch den  
a) Zweispurschnitt  
b) Schauerschnitt  
akzeptierten echten Spuren und Kunstspuren bei  $W=34$  GeV

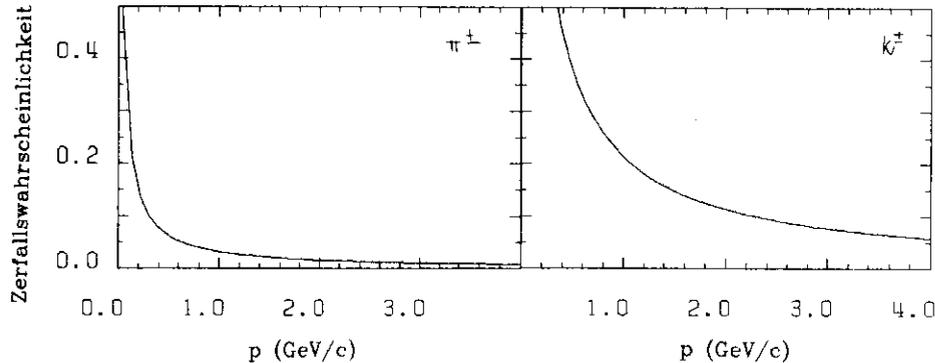
Die Spuren mußten den Akzeptanzfensterschnitt passiert haben.

#### 5.1.4. Kaon- und Pionzerfälle

Die einzige größere Korrektur für  $f_\pi$  stellt der Zerfall der Kaonen vor den Čerenkovzählern bei Impulsen unterhalb von 2 GeV/c dar. In Figur 40 ist der Anteil der Pionen und Kaonen, die zwischen dem Vertex und dem im Mittel 2 m entfernten Eintrittsfenster des Aerogelzählers zerfallen, gegen den Impuls aufgetragen.

Bei der Korrektur auf die Kaonzerfälle ist zu unterscheiden, ob das Kaon

- a) so früh zerfällt, daß das Zerfallsmyon oder -pion im Innendetektor rekonstruiert wird
- oder
- b) so spät zerfällt, daß es selbst, aber nicht die Sekundärspur rekonstruiert wird.



Figur 40 Zerfallswahrscheinlichkeit geladener Pionen und Kaonen zwischen dem Vertex und den Aerogelčerenkovzählern als Funktion des Impulses  
(mittlerer Flugweg  $\sim 2$  m)

Beide Fälle führen in der Regel zum Verlust des Kaons. Im Fall a) besitzt die rekonstruierte Spur des Sekundärteilchens einen zu großen Minimalabstand zum Vertex des Ereignisses, um in der weiteren Analyse berücksichtigt zu werden. Im Fall b) geht das Kaon durch den Akzeptanzfenssterschnitt in der flachen Driftkammer verloren.

Die Pionzerfälle betragen weniger als 3 % oberhalb von 0,8 GeV/c. Der Zerfall geht praktisch zu 100 % in Myon plus Neutrino. Da der Winkel des Myons relativ zur Flugbahn des Pions klein ist (maximal 38 mrad bei  $p=1$  GeV/c), verbleibt das rekonstruierte Myon in der Analyse. Da ein Teil der Myonen kleinere Impulse als das Pion besitzt und das Impulsspektrum der Hadronen steil abfällt (vgl. Figur 13), führt dieses zu einer leichten Reduzierung (maximal 0,01) des beobachteten Pionanteils. Die Zerfallskorrekturen erniedrigen  $f_\pi$  bei 1 GeV/c um insgesamt 0,04, im Impulsbereich zwischen 1,5 und 2,5 GeV/c um 0,02 und bei 2,5 GeV/c um 0,01.

#### 5.2 DIE SYSTEMATISCHEN FEHLER

Die systematischen Fehlerquellen und ihre Größe bei der Berechnung des Pionanteiles  $f_\pi$  sind in Tabelle 10 zusammengestellt; die typischen Werte der einzelnen Korrekturen sind ebenfalls aufgeführt.

Größere Werte besitzen die Korrekturen auf den unkorrelierten Untergrund. In den Impulsbereichen zwischen 0,8 und 1,0 GeV/c sowie zwischen 3,0 und 3,4 GeV/c ist die mittlere Nachweiswahrscheinlichkeit der Čerenkovzähler kleiner als 80 %; die Korrektur auf die Nachweisverluste erhöht  $f_\pi$  um 25 %. Die Impulsbereiche direkt oberhalb der Schwellen (0,6 bis 0,8 GeV/c im Aerogel und 2,7 bis 3,0 GeV/c im Freon) wurden nicht analysiert.

Der systematische Fehler für den unkorrelierten Untergrund wurde dadurch abgeschätzt, daß die Kunstspuranalyse sowohl mit allen als auch allein mit Ereignissen kleiner Sphärizität ( $S < 0,25$ ) durchgeführt wurde. Daraus ergibt sich ein systematischer Fehler von weniger als 10 %.

Im Impulsbereich zwischen 2,3 und 2,6 GeV/c muß der Kaonbeitrag an der Aerogelzählerrate subtrahiert werden. Seine Größe ist auf Grund der variierenden Nachweiswahrscheinlichkeit und dem hier nicht meßbaren Kaonanteil an den Hadronen nicht genau bekannt. Die absolute Größe der Korrektur ist jedoch kleiner als 0,1, da die Nachweiswahrscheinlichkeit der Kaonen im Mittel 30 % und der Kaonanteil an den Hadronen maximal nur 30 % betragen kann (s. Resultate für  $f_\pi$  im nächsten Kapitel).

Die gewonnenen Werte für  $f_\pi$  wurden im wesentlichen ohne die Annahme eines Modelles zur Hadronenerzeugung gewonnen. In die Fehler gehen daher keine systematischen Unsicherheiten hinsichtlich solcher Modelle ein.

Tabelle 10. Systematische Fehler der Korrektur  $\Delta f_\pi$  des Pionanteiles  $f_\pi$

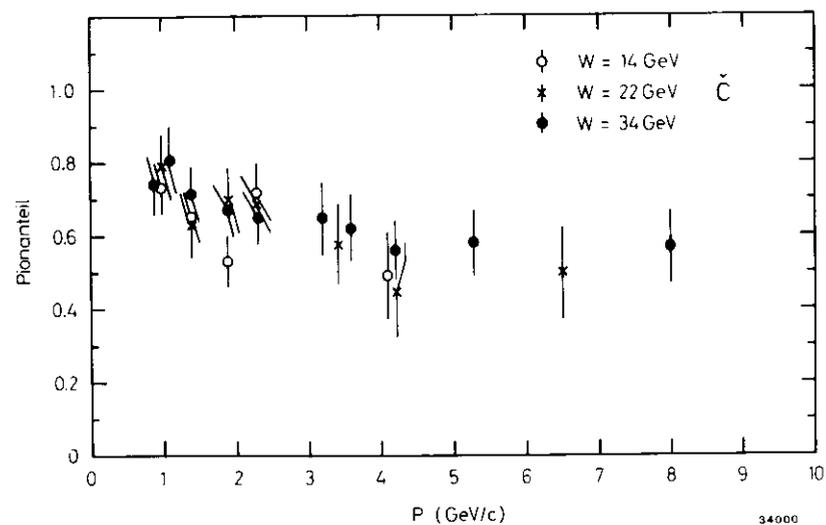
Korrektur	$\Delta f_\pi$	systematischer Fehler der Korrektur
Nachweiswahrscheinlichkeit der Zähler	Aerogel : +0,05 - 0,10	20 %
	(+0,25 für 0,8 < p < 1,0 GeV/c)	(40 %)
	Freon : +0,0 - 0,02	5 %
	(+0,10 für 3,0 < p < 3,4 GeV/c)	(20 %)
Unkorrelierter Untergrund	Aerogel : -0,08 - -0,15	10 %
	Freon : -0,05	10 %
$\delta$ -Elektronen	-0,005 - 0,0	25 %
Elektronen vom Innendetektor	-0,01 - -0,02	30 %
Pulshöhenschnitt im Aerogelzähler	+0,01 - +0,02	20 %
Nukleare Absorption	$\pm 0,01$	20 %
Teilchenzerfälle	-0,04 (1 GeV/c)	30 %
	-0,01 (2,5 GeV/c)	
Kaonbeiträge	Aerogel	30 %
	2,3 < p < 2,6 GeV/c	
	< 0,1	
	Freon	
	9,4 < p < 10,0 GeV/c	50 %
	< 0,02	

Die systematischen Fehler betragen typischerweise 5 % von  $f_\pi$  bis auf die in Tabelle 10 gekennzeichneten Impulsbereiche, wo sie bis zu 10 % von  $f_\pi$  betragen können.

### 5.3 DIE ERGEBNISSE

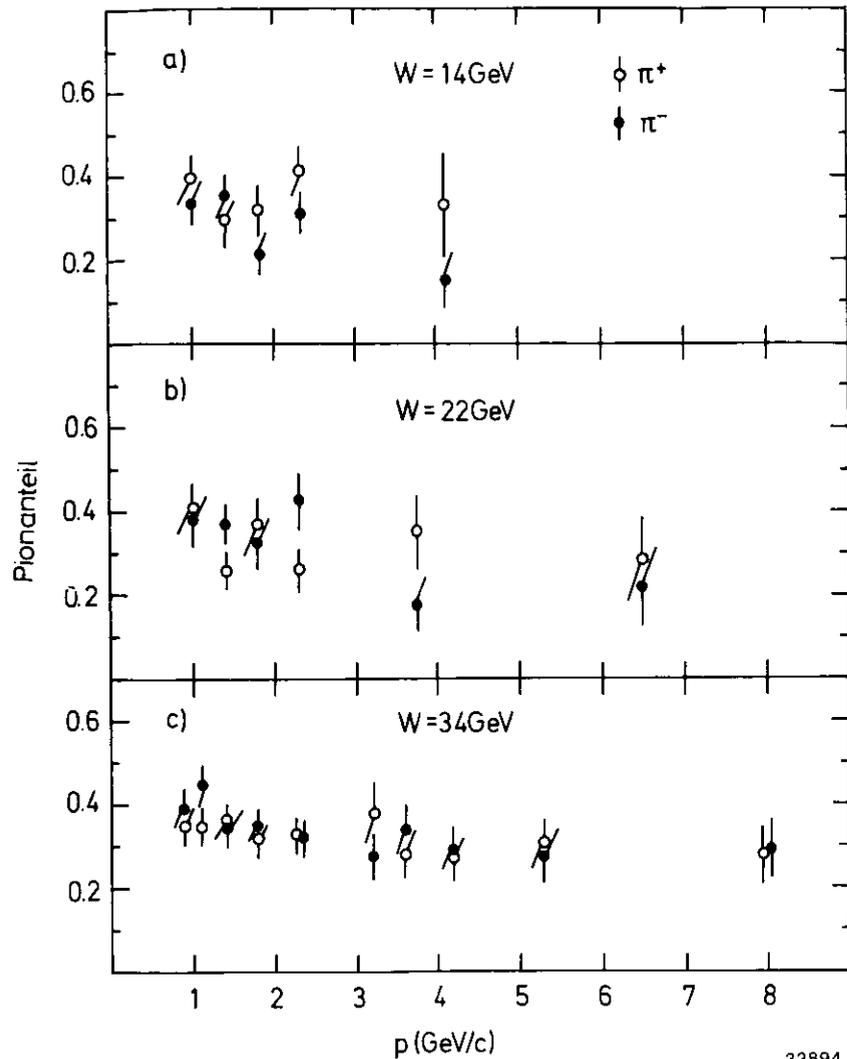
#### 5.3.1 Die Ergebnisse der Čerenkovzähleranalyse

Der Pionanteil  $f_\pi$  an den geladenen Hadronen ist als Funktion des Impulses für die Daten bei  $W=14, 22$  und  $34$  GeV in Figur 41 aufgetragen. Gezeigt sind sowohl die statistischen als auch die systematischen Fehler, welche sich aus der quadratischen Addition der Einzelbeiträge ergeben. Die statistischen Fehler liegen zwischen 10 und 15 % von  $f_\pi$  und sind damit etwa doppelt so groß wie die systematischen Unsicherheiten.



Figur 41 Anteil der Pionen an den geladenen Hadronen als Funktion des Impulses bei  $W=14, 22$  und  $34$  GeV (Čerenkovzählerergebnisse)

Die Fehler beinhalten die statistischen und systematischen Unsicherheiten.



33894

Figur 42 Anteil positiv und negativ geladener Pionen an den geladenen Hadronen als Funktion des Impulses bei  $W=14, 22$  und  $34$  GeV (Čerenkovzählerergebnisse)

Die Fehler beinhalten die statistischen und systematischen Unsicherheiten

Bei allen drei Schwerpunktsenergien verhält sich  $f_\pi$  als Funktion Impulses ähnlich : bei  $1$  GeV/c beträgt  $f_\pi$  ungefähr  $0,75$  und sinkt zu höheren Impulsen hin langsam ab; oberhalb von  $3$  GeV/c beträgt  $f_\pi$  bei  $W=14$  und  $22$  GeV rund  $0,50$ , bei  $W=34$  GeV im Mittel  $0,57$ .

In Figur 42 ist  $f_\pi$  für die positiv und negativ geladenen Pionen getrennt aufgetragen. Innerhalb der Fehler werden bei allen Schwerpunktsenergien gleich viele positiv wie negativ geladene Pionen beobachtet.

Für eine weitere Diskussion der Ergebnisse ist ein Vergleich mit den den vom gleichen Experiment gewonnenen Daten aus der Flugzeitzähleranalyse nützlich.

### 5.3.2 Vergleich mit den Flugzeitzählerdaten

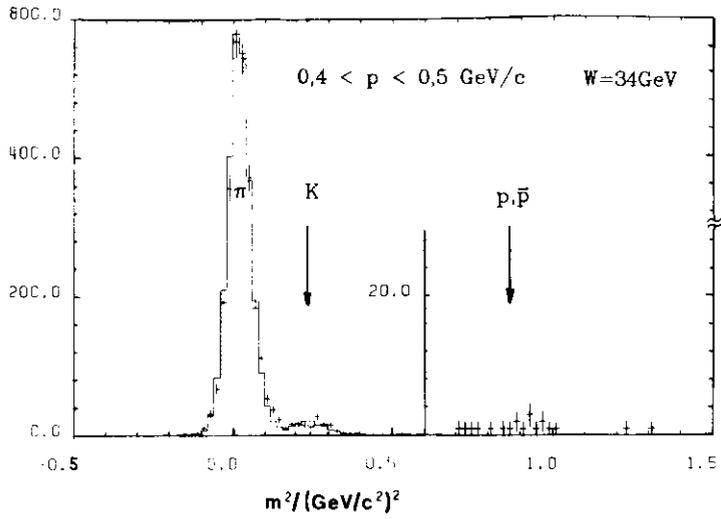
Der Pionanteil an den geladenen Hadronen wurde sowohl mit den inneren Flugzeitzählern (ITOF) als auch mit denen der Hadronarme (HATOF) gemessen. Die Datenanalyse mit den inneren Flugzeitzählern ist detailliert in<sup>76)</sup> beschrieben. Für die Auswertung werden nur Spuren berücksichtigt, bei denen keine weitere Spur auf den gleichen Zähler weist und bei denen alle vier Flugzeitwerte der beiden Photomultiplier-Signale innerhalb enger Grenzen übereinstimmen.

In Figur 43<sup>76)</sup> ist die beobachtete Massenquadratverteilung für Spuren mit Impulsen zwischen  $0,4$  und  $0,5$  GeV/c zu sehen.

Deutlich ist das Signal der Pionen, Kaonen und Protonen (um einen Faktor  $10$  überhöht) zu erkennen; in diesem Impulsbereich sind die Verteilungen der unterschiedlichen Hadronsorten noch gut getrennt. Die inneren Flugzeitzähler können Pionen von Kaonen bis zu  $1$  GeV/c abtrennen.

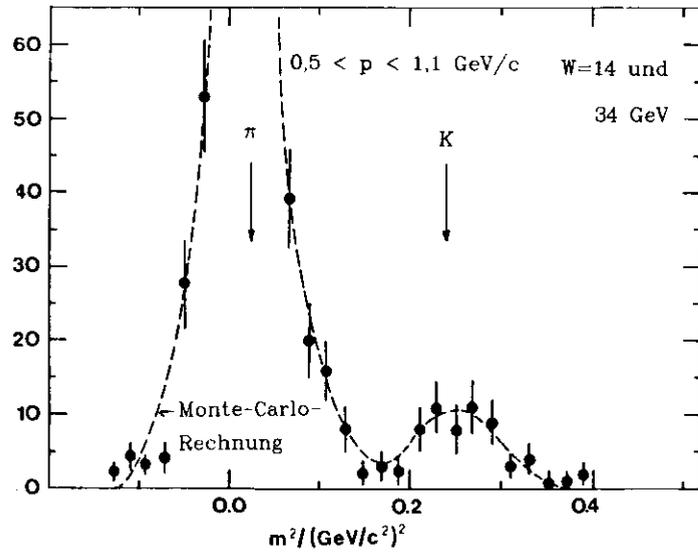
Aufgrund des größeren Abstandes zum Wechselwirkungspunkt können die HATOF-Zähler Pionen von Kaonen bis zu einem Impuls von  $1,5$  GeV/c trennen. Bei der Analyse<sup>83)</sup> werden die gleichen, bereits für die Čerenkovzähler beschriebenen Effekte beachtet. Es werden nur Spuren in die Analyse aufgenommen, wenn im extrapolierten oder im direkten Nachbarzähler ein Signal innerhalb von  $\pm 30$  cm bei der erwarteten  $y$ -Position beobachtet wird. Zum Schutz gegen Untergrund durch Schauer darf in den Nachbarzählern des Trefferzählers kein Signal beobachtet worden sein. Figur 44<sup>83)</sup> zeigt das Massenquadrat der akzeptierten Spuren aus dem Impulsbereich von  $0,5$  bis  $1,1$  GeV/c bei  $W=14$  und  $34$  GeV.

Der Pionanteil  $f_\pi$  aus allen drei Komponenten ist in Figur 45 für  $W=14$  (a),  $22$  (b) und  $34$  GeV (c) gegen den Impuls aufgetragen und in Tabelle 11 aufgeführt. Die Fehler beinhalten alle statistischen und systematischen



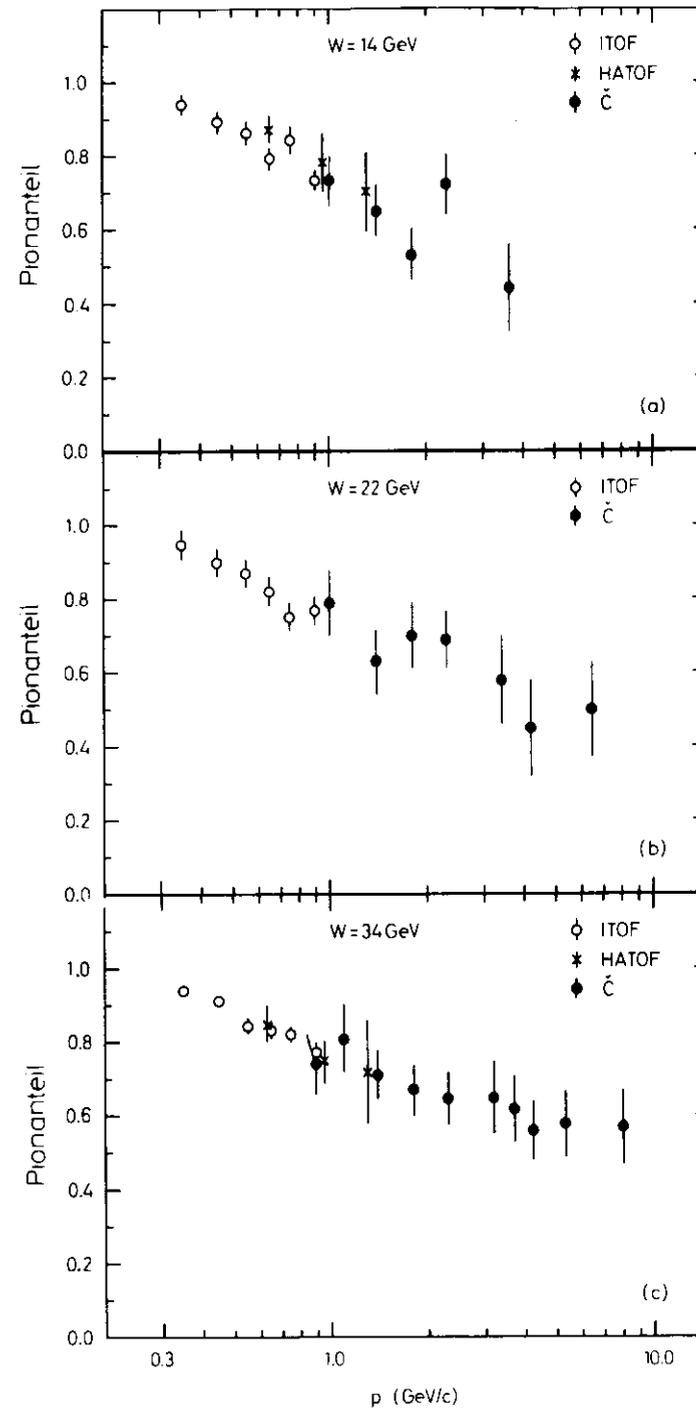
Figur 43 Massenquadratverteilung in den ITOF-Zählern für Spuren mit  $0,4 < p < 0,5 \text{ GeV/c}$  bei  $W=34 \text{ GeV}$  <sup>78)</sup>

Die gepunktete Fläche stellt das Ergebnis einer Monte-Carlo-Rechnung dar.



Figur 44 Massenquadratverteilung in den HATOF-Zählern für Spuren mit  $0,5 < p < 1,1 \text{ GeV/c}$  bei  $W=14$  und  $34 \text{ GeV}$  <sup>83)</sup>

Die gestrichelte Linie stellt das Ergebnis einer Monte-Carlo-Rechnung dar.



Figur 45 Anteil der Pionen an den geladenen Hadronen als Funktion des Impulses bei  $W=14, 22$  und  $34 \text{ GeV}$  (Flugzeitähler- und Čerenkovzählerergebnisse)

Die Fehler beinhalten die statistischen und systematischen Unsicherheiten

Tabelle 11. Die Pionanteile an den geladenen Hadronen  $f_\pi$  definiert als  $f_\pi = N_\pi / N_{had}$

Pionen aus  $K^0_s$ -Zerfällen sind in den Daten enthalten. Die angegebenen Fehler beinhalten nur die statistischen Unsicherheiten. Zusätzlich gibt es systematische Unsicherheiten von typischerweise 0,02 - 0,03.

p (GeV/c)	$f_\pi$		
	W = 14 GeV	W = 22 GeV	W = 34 GeV
<b>ITOF-Daten</b>			
0.3 - 0.4	$0.94 \pm 0.03$	$0.95 \pm 0.04$	$0.94 \pm 0.02$
0.4 - 0.5	$0.89 \pm 0.03$	$0.90 \pm 0.04$	$0.91 \pm 0.02$
0.5 - 0.6	$0.86 \pm 0.03$	$0.87 \pm 0.04$	$0.84 \pm 0.02$
0.6 - 0.7	$0.79 \pm 0.03$	$0.82 \pm 0.04$	$0.83 \pm 0.02$
0.7 - 0.8	$0.84 \pm 0.04$	$0.75 \pm 0.04$	$0.82 \pm 0.02$
0.8 - 1.0	$0.73 \pm 0.03$	$0.77 \pm 0.04$	$0.77 \pm 0.03$
<b>HATOF-Daten</b>			
0.5 - 0.8	$0.87 \pm 0.04$	-	$0.85 \pm 0.05$
0.8 - 1.1	$0.78 \pm 0.08$	-	$0.75 \pm 0.06$
1.1 - 1.5	$0.70 \pm 0.11$	-	$0.72 \pm 0.14$
<b>Čerenkov-Daten</b>			
0.8 - 1.0	$\left\{ \begin{array}{l} 0.73 \pm 0.07 \\ \langle \bar{p} = 3.6 \text{ GeV/c} \rangle \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 0.79 \pm 0.09 \\ 0.63 \pm 0.09 \end{array} \right.$	$0.74 \pm 0.08$
1.0 - 1.2			$0.81 \pm 0.09$
1.2 - 1.6	$\left\{ \begin{array}{l} 0.44 \pm 0.12 \\ \langle \bar{p} = 6.5 \text{ GeV/c} \rangle \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 0.58 \pm 0.12 \\ 0.45 \pm 0.13 \end{array} \right.$	$0.71 \pm 0.06$
1.6 - 2.0			$0.67 \pm 0.07$
2.0 - 2.6			$0.65 \pm 0.07$
3.0 - 3.4			$0.65 \pm 0.10$
3.4 - 3.8	$\left\{ \begin{array}{l} 0.50 \pm 0.13 \\ \langle \bar{p} = 6.5 \text{ GeV/c} \rangle \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 0.58 \pm 0.13 \\ 0.57 \pm 0.10 \end{array} \right.$	$0.62 \pm 0.09$
3.8 - 4.6			$0.56 \pm 0.08$
4.6 - 6.0			$0.58 \pm 0.09$
6.0 - 10.0			$0.57 \pm 0.10$

Unsicherheiten. Die Werte der Čerenkovzählerdaten schließen gut an die der Flugzeitzähler an bzw. stimmen gut mit ihnen überein. Es sei hier betont, daß diese konsistenten Ergebnisse aus unabhängigen Analysen stammen.

### 5.3.3 Diskussion der Ergebnisse

Die Pionen stellen über den gesamten gemessenen Impulsbereich den überwiegenden Teil der geladenen Hadronen dar.

Bei einem Impuls von 0,35 GeV/c beträgt  $f_\pi$  für alle drei Schwerpunktsenergien ungefähr 0,94. Der dominierende Pionanteil an den geladenen Hadronen bei kleinen Impulsen ist von der Phasenraumunterdrückung in der Erzeugung der Kaonen und Protonen her zu verstehen. In diesem Impulsbereich stammen auch viele der beobachteten Teilchen aus Zerfällen (die Pionen zum großen Teil aus  $K^0_s$ - und  $\rho$ -Zerfällen); in diesen werden fast immer bevorzugt oder fast ausschließlich Pionen erzeugt.

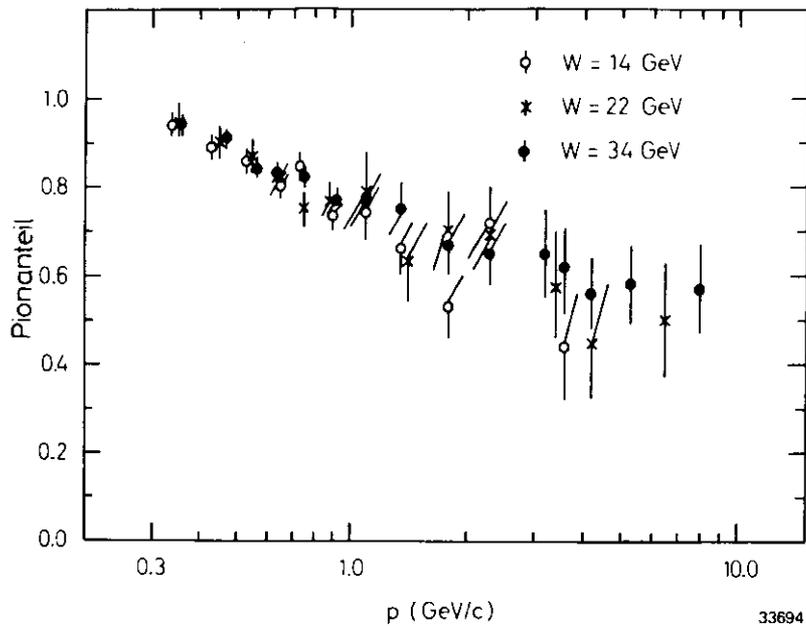
Trägt man die Daten aller drei Schwerpunktsenergien gemeinsam in einer Figur gegen den Impuls auf, so zeigt sich, daß die Werte innerhalb der Fehler von der Schwerpunktsenergie nicht abhängen (s. Figur 46).

Besonders auffällig ist dieses Verhalten bei Impulsen unterhalb von 1 GeV/c, wo die Fehler klein sind. Die bei kleinen Impulsen beobachtete Schwerpunktsenergieunabhängigkeit des Pionanteiles deutet ebenfalls darauf hin, daß in diesem Bereich die Pionerzeugung durch den Phasenraumeffekte bestimmt wird.

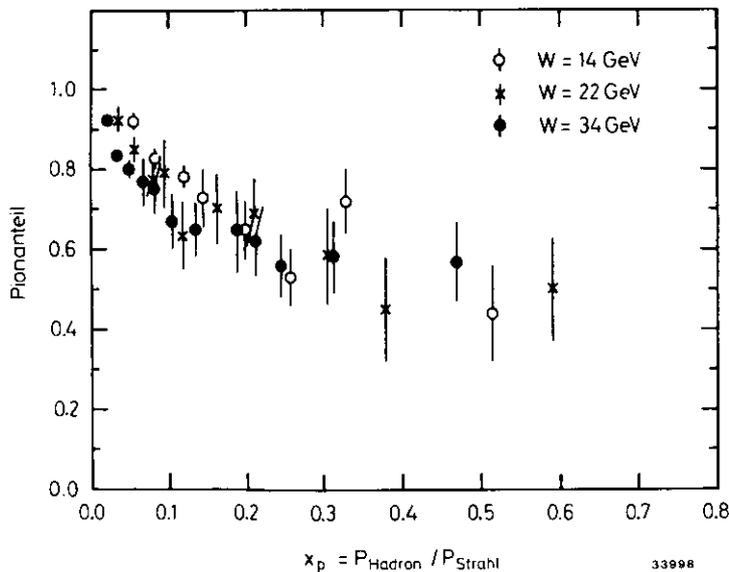
Unter Einschluß der Flugzeitzählerdaten wird die Abnahme des Pionanteiles an den geladenen Hadronen mit dem Impuls auf Werte zwischen 0,5 und 0,6 sehr viel deutlicher. Ein ähnlicher Abfall des Pionanteiles ist auch bei niedrigeren Schwerpunktsenergien beobachtet worden<sup>(64), (65)</sup>.

Im Bereich der hohen Impulse werden die Einflüsse der Fragmentation für die Hadronanteile bestimmend. Die bevorzugte Erzeugung von Pionen zeigt hier, daß in der Fragmentation  $u\bar{u}$ - bzw.  $d\bar{d}$ -Paare entsprechend ihrer kleineren Masse mit größerer Wahrscheinlichkeit aus dem Vakuum erzeugt werden als  $s\bar{s}$ -Paare.

Im Quark-Parton-Modell erwartet man für die inklusive Hadronerzeugung ein schwerpunktsenergieunabhängiges Verhalten als Funktion der relativen Teilchenenergie



Figur 46 Anteil der Pionen an den geladenen Hadronen als Funktion des Impulses bei  $W = 14, 22$  und  $34$  GeV



98 Figur 47 Anteil der Pionen an den geladenen Hadronen als Funktion des Relativimpulses  $x_p = P_{\text{Hadron}} / P_{\text{Strahl}}$  bei  $W=14, 22$  und  $34$  GeV

$$x = 2 E_{\text{Hadron}} / W \quad ; \quad (5.3)$$

werden nicht alle Hadronen identifiziert, wird statt dessen der relative Teilchenimpuls

$$x_p = P_{\text{Hadron}} / P_{\text{Strahl}} \quad (5.4)$$

benutzt, was bei genügend großen Teilchenenergien eine gute Näherung für  $x$  darstellt.

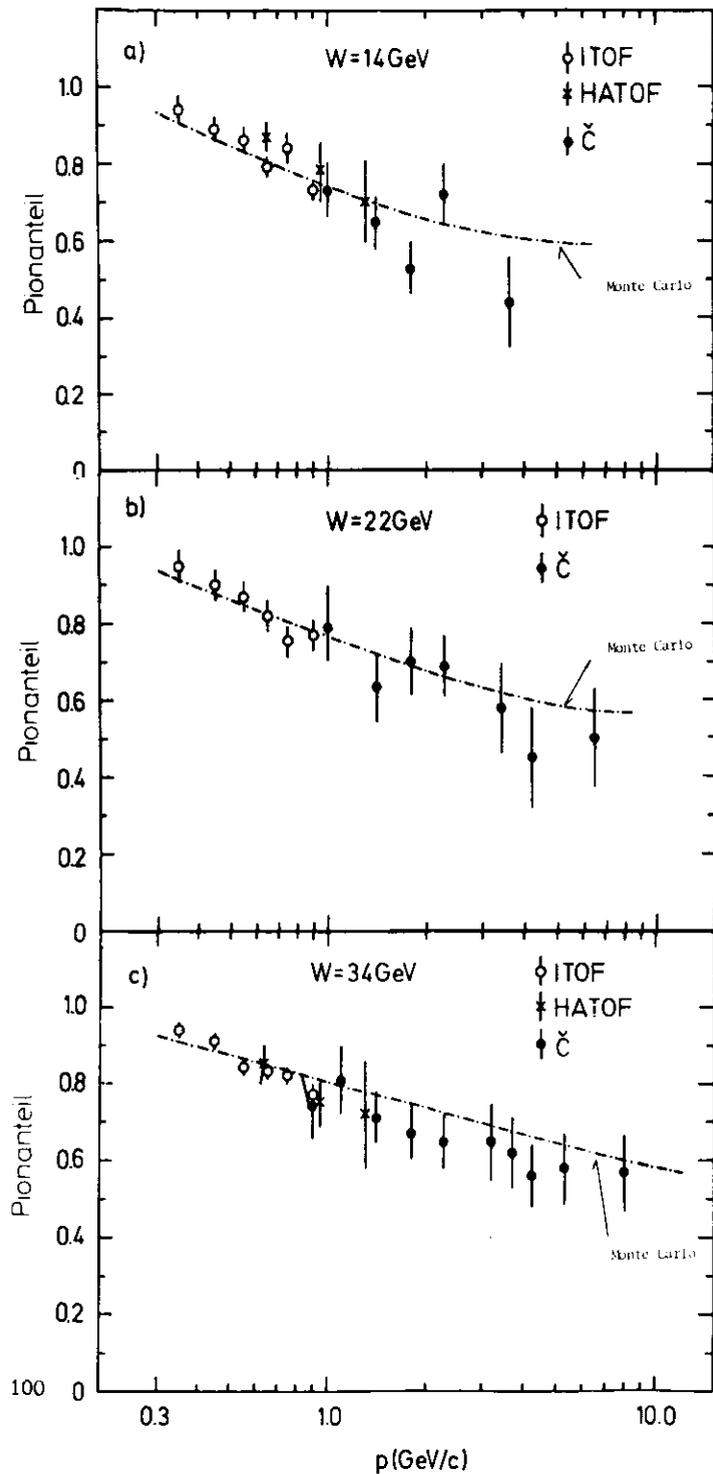
In Figur 47 ist  $f_\pi$  gegen  $x_p$  für alle drei Schwerpunktsenergien aufgetragen. Deutlich ist bei jeder Schwerpunktsenergie ein Bereich bei kleinen  $x_p$ , in dem der Pionanteil rasch abfällt, zu erkennen. Oberhalb davon ändert sich der Pionanteil nur noch schwach. Der Bereich des sich schwach ändernden Pionanteils reicht mit zunehmender Schwerpunktsenergie zu immer kleineren Werten von  $x_p$ .

Die oberhalb von  $x_p=0,2$  beobachteten Werte von  $f_\pi$  zeigen keine Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie. Ob  $f_\pi$  in diesem Bereich ein Skalenverhalten besitzt, läßt sich im Rahmen der vorhandenen Meßgenauigkeit jedoch nicht mit Bestimmtheit sagen.

Zum Abschluß der bisherigen Betrachtungen soll das in 3.4 beschriebene erweiterte Feynman-Field-Modell mit den Daten verglichen werden.

Der von diesem Modell erwartete Pionanteil an den geladenen Hadronen als Funktion des Impulses ist in Figur 48 als gestrichelte Kurve über die Daten gelegt.

Im wesentlichen gibt das Modell die Daten befriedigend wieder, liegt jedoch bei kleinen Impulsen systematisch etwas unterhalb und bei hohen Impulsen etwas oberhalb der Meßwerte. Bei  $W=34$  GeV gibt das Modell oberhalb von  $p=1$  GeV/c etwa 10 % höhere Werte für  $f_\pi$ . Ob dieses auf eine Unterschätzung des Kaon- oder des Protonenanteils oder beider zugleich zurückzuführen ist, muß in weiteren Messungen untersucht werden (s. dazu <sup>78)</sup>).



Figur 48 Anteil der Pionen an den geladenen Hadronen als Funktion des Impulses bei  $W=14, 22$  und  $34$  GeV. Die gestrichelte Kurve gibt die Erwartung des Monte-Carlo-Modelles (s. 3.4) wieder.

## 6.0 DIE INKLUSIVEN PIONWIRKUNGSQUERSCHNITTE

Die im vorhergehenden Kapitel gezeigten Anteile  $f_\pi$  der Pionen an den geladenen Hadronen ergaben sich aus einer Relativnormierung auf die für die Čerenkovanalyse akzeptierten Hadronspuren. Die absolute Normierung der inklusiven Pionerzeugung geschieht in zwei Schritten. Zuerst werden aus den im Innendetektor gewonnenen Daten der geladenen Spuren die inklusiven Wirkungsquerschnitte für die Erzeugung aller geladenen Hadronen bestimmt. Deren Multiplikation mit  $f_\pi$  ergibt dann die inklusiven Pionwirkungsquerschnitte.

Zu Beginn dieses Kapitels wird kurz auf den Formalismus inklusiver Hadronerzeugung in der  $e^+e^-$ -Annihilation eingegangen.

### 6.1 FORMALISMUS INKLUSIVER HADRONEERZEUGUNG

Die inklusive Hadronerzeugung in der  $e^+e^-$ -Annihilation (s. Figur 49) wird durch zwei Strukturfunktionen  $\bar{W}_1$  und  $\bar{W}_2$  beschrieben. Der differentielle Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung eines Hadrons nach Integration über alle Winkel lautet<sup>86)</sup>:

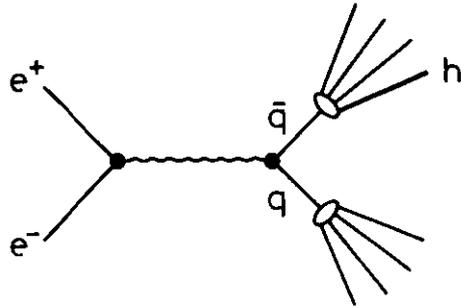
$$\frac{d\sigma}{dx} = \frac{4\pi\alpha^2}{s} \beta x (m\bar{W}_1 + \frac{1}{6}\beta^2\nu\bar{W}_2) \quad (6.1)$$

Dabei sind

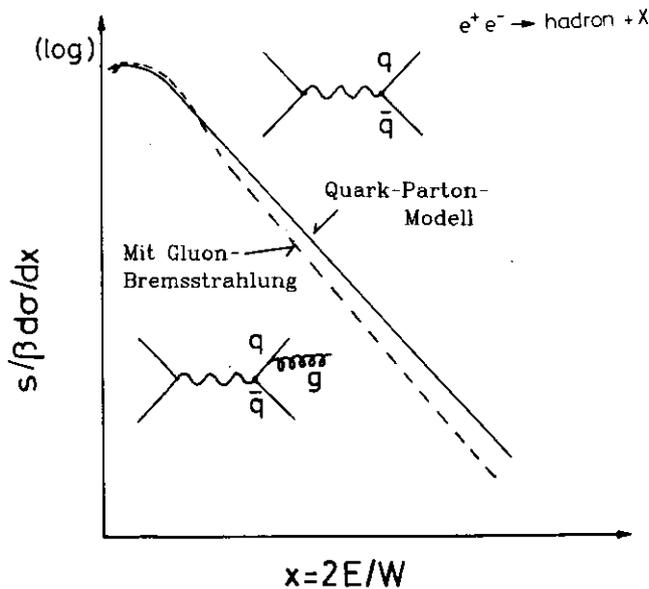
- $\sqrt{s} = W$  die Schwerpunktsenergie,
- $\alpha = 1/137$  die elektromagnetische Feinstrukturkonstante,
- $\beta = p_{\text{Hadron}} / E_{\text{Hadron}}$ ,
- $x = 2 E_{\text{Hadron}} / W$ ,
- $\nu = E_{\text{Hadron}} / m_{\text{Hadron}} \cdot W$   
die Energie des virtuellen Photons im Ruhesystem des Hadrons.

Im einfachen Quark-Parton-Modell hängen die Strukturfunktionen alleine von  $x$  ab, und der skalierte Wirkungsquerschnitt  $(s/\beta)d\sigma/dx$  ist unabhängig von  $s$ .

Die physikalische Bedeutung der Strukturfunktionen wird ersichtlich, wenn man sie gemäß folgender Gleichung durch sogenannte Quarkfragmentationsfunktionen  $D_{oq,q}^H(x)$  ersetzt<sup>87),88)</sup>:



Figur 49 Inklusive Hadronerzeugung in der  $e^+e^-$ -Annihilation



Figur 50 Qualitative Änderung der inklusiven Wirkungsquerschnitte durch Gluon-Bremsstrahlung gegenüber der Erwartung des Quark-Parton-Modelles

$$\frac{d\sigma}{dx} = \frac{4\pi\alpha^2}{3s} \cdot N_C \sum_{i=1}^{N_F} e_i^2 (D_{0q_i}^H(x) + D_{0\bar{q}_i}^H(x)) \quad (6.2)$$

wobei  $N_C = 3$  die Zahl der Farbfreiheitsgrade,  
 $e_i$  die Ladung des jeweiligen Quarks und  
 $N_F$  gleich der Zahl der bei  $\sqrt{s}$  erzeugbaren  
 Quarkflavours.

In dieser Form entspricht die Struktur des Wirkungsquerschnittes den Vorstellungen der inklusiven Hadronerzeugung im Rahmen des Quark-Parton-Modelles. Die Größe  $\frac{4\pi\alpha^2}{3s} N_C \sum e_i^2$  ist der totale Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{tot}$  der Hadronerzeugung. Die Quarkfragmentationsfunktion  $D_{0q_i}^H(x)$  gibt die Wahrscheinlichkeit an, daß ein Quark in ein Hadron H mit dem Energieanteil  $x$  übergeht. Gleichung (6.1) läßt sich daher schreiben als

$$\frac{d\sigma}{dx} = \sigma_{tot} \cdot \left\{ \sum_{i=1}^{N_F} e_i^2 \cdot (D_{0q_i}^H(x) + D_{0\bar{q}_i}^H(x)) \right\} / \left\{ \sum_{i=1}^{N_F} e_i^2 \right\} \quad (6.3)$$

Durch Effekte der QCD erwartet man eine Verletzung des Skalenverhaltens. Der totale Wirkungsquerschnitt ist eine Funktion der Kopplungskonstanten  $\alpha_s(Q^2=s)$ . In QCD-Störungstheorie erster Ordnung besitzt er die Form <sup>(60)</sup>:

$$\sigma_{tot} = \frac{4\pi\alpha^2}{3s} \cdot N_C \cdot \sum_{i=1}^{N_F} e_i^2 \left( 1 + \frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi} \right) \quad (6.4)$$

Von wesentlich größerer Bedeutung ist die Änderung in der Form der skalierten Wirkungsquerschnitte bei hohen  $x$ -Werten. Mit der Schwerpunktsenergie nimmt die Wahrscheinlichkeit zu, daß ein Quark im Anfangszustand ein hartes Gluon abstrahlt, welches seinerseits in Hadronen fragmentiert. Die anfangs zur Verfügung stehende Energie wird zwischen dem Quark und dem Gluon geteilt, wodurch die Erzeugung von Teilchen mit hohem  $x$  weniger häufig wird. Mit zunehmender Schwer-

punktenergie sollten die skalierten Wirkungsquerschnitte daher im Bereich großer x kleiner werden (s. Figur 50).

## 6.2 DIE INKLUSIVEN WIRKUNGSQUERSCHNITTE OHNE TEILCHENERKENNUNG

Die Bestimmung des totalen Wirkungsquerschnittes für die Erzeugung von Hadronen in der  $e^+e^-$ -Annihilation  $\sigma_{\text{tot}}(e^+e^- \rightarrow \text{Hadronen})$  sowie der inklusiven Wirkungsquerschnitte für die Erzeugung geladener Teilchen ohne deren Identifikation bei Schwerpunktsenergien zwischen  $W=12$  und  $36,8$  GeV sind bereits beschrieben worden<sup>(6), (18), (62)</sup>. Im folgenden werden die wichtigen Punkte dieser Analysen zusammengetragen.

Die Auswahl der multihadronischen Annihilationsereignisse ist bereits in Kapitel 3 beschrieben. Nach allen Schnitten verbleibt ein kleiner Untergrund von insgesamt etwa 3 % an  $\tau$ -Paar, Zwei-Photon- und Strahl-Gas-Ereignissen<sup>(6), (62)</sup>. Aus der Anzahl der akzeptierten multihadronischen Ereignisse  $N_{\text{evt}}$  ergibt sich der totale Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\text{tot}}$  aus :

$$\sigma_{\text{tot}} = \frac{1}{L \cdot A} \cdot N_{\text{evt}} \quad (6.6)$$

wobei L die integrierte Luminosität,  
A die Akzeptanz für multihadronische Ereignisse ist, die Verluste durch den Trigger und die Ereignisschnitte sowie Einflüsse der Strahlungseffekte berücksichtigt.

Unter Kenntnis des totalen Wirkungsquerschnittes der Hadronerzeugung werden die inklusiven Wirkungsquerschnitte der geladenen Spuren wie folgt bestimmt :

Sei  $N_{\text{trk}}$  die mittlere Zahl der im Impulsintervall  $p_1$  bis  $p_2$  pro hadronischem Ereignis beobachtete Zahl geladener Spuren. Dann gilt :

$$\int_{p_1}^{p_2} \frac{d\sigma}{dp} dp = \frac{1}{L \cdot A} \cdot N_{\text{evt}} \cdot \frac{1}{A_{\text{trk}}} \cdot N_{\text{trk}} \quad (6.7)$$

$A_{\text{trk}}$  ist dabei ein vom Impuls abhängiger Akzeptanzfaktor, der auf Verluste in der Spurrekonstruktion, Wechselwirkungen der Teilchen im Detektormaterial, Teilchenzerfälle, Impulsauflösung und Beiträge von Untergrundereignissen korrigiert. Wählt man das Impulsintervall genügend klein, so läßt sich (6.7) mit Hilfe von (6.6) schreiben als

$$\frac{d\sigma}{dp} = \sigma_{\text{tot}} \cdot \frac{1}{A_{\text{trk}}} \cdot N_{\text{trk}} \cdot \frac{1}{p_1 - p_2} \quad (6.8)$$

Die Luminosität wird durch die Rate der Bhabhastreueung, die im Vorwärtsdetektor unter Streuwinkeln um  $2^\circ$  bezüglich der Strahlachse und unabhängig davon im Innendetektor unter  $|\cos\theta| < 0,80$  gemessen wird, unter Einschluß von Strahlungskorrekturen<sup>(90)</sup> bestimmt. Die statistischen Fehler beider Messungen sind vernachlässigbar, die systematischen Fehler liegen je nach Schwerpunktsenergie zwischen 4 und 6 %.

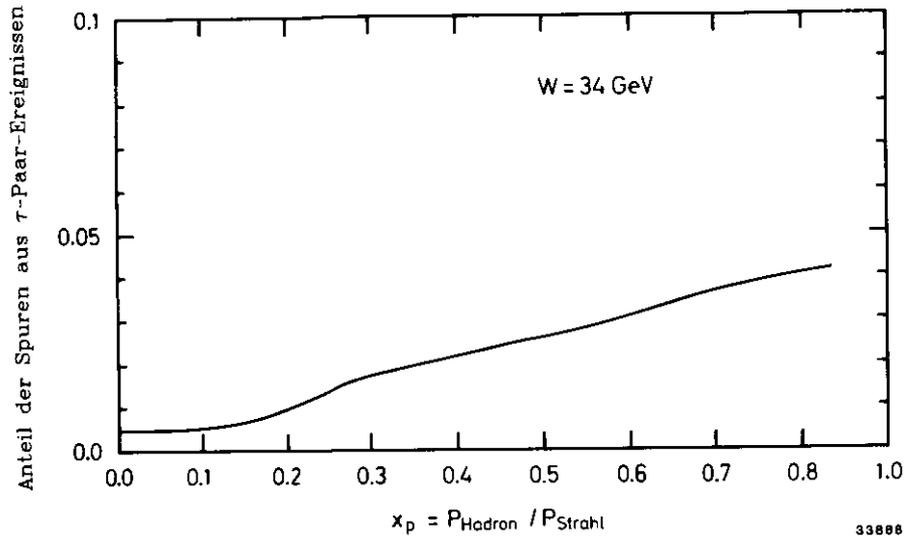
Beide Luminositätsmessungen stimmen innerhalb der Fehler überein und werden gemittelt. Das Gesamtergebn besitzt je nach Schwerpunktsenergie einen systematischen Fehler zwischen 3,1 und 4,0 %.

Die Berechnung der Akzeptanz A des totalen hadronischen Wirkungsquerschnittes und des Korrekturfaktors  $A_{\text{trk}}$  der inklusiven Verteilungen erfolgt mit Simulationsrechnungen. Multihadronische Ereignisse werden gemäß dem in 3.4. beschriebenen Modell unter Einschluß von Strahlungskorrekturen<sup>(90)</sup> erzeugt und die Wechselwirkungen der Teilchen mit den Detektormaterialien sowie die Erzeugung von Signalen unter Berücksichtigung der Meßauflösungen in den einzelnen Detektorkomponenten simuliert. Diese Ereignisse werden wie die echten Ereignisse mit MILL rekonstruiert und müssen alle Kriterien für multihadronische Annihilationsereignisse (s. 3.2) erfüllen. Aus dem Vergleich der erzeugten und akzeptierten Ereignisse ergeben sich dann direkt A und  $A_{\text{trk}}$ .

Die Größe des Korrekturfaktors  $A_{\text{trk}}$  und sein systematischer Fehler hängen von der Schwerpunktsenergie und vom Impuls bzw. von  $x_p$  ab. Im Bereich kleiner  $x_p$  erfolgt die Korrektur im wesentlichen auf Elektronen aus der Photonkonversion im Strahlrohr und auf Beiträge multihadronischer Ereignisse aus der Zwei-Photon-Streuung.

Ereignisse aus der  $\tau$ -Paar-Erzeugung bilden insgesamt nur einen Untergrund von  $(1,2 \pm 1,2)$  % aller Ereignisse; bedingt durch ihr vergleichsweise

hartes Impulsspektrum wächst der Untergrund geladener Spuren aus diesen Ereignissen im Bereich hoher Impulse auf 4 % an (s. Figur 51<sup>91)</sup>).



Figur 51 Anteil geladener Spuren aus der  $\tau$ -Paar-Erzeugung in den multihadronischen Ereignissen als Funktion des Impulses bei  $W=34$  GeV<sup>91)</sup>

Bei hohen Impulsen muß das beobachtete Spektrum hauptsächlich auf die Veränderung durch den Fehler in der Impulsmessung korrigiert werden. Die Größe des Korrekturfaktors wird durch den Verlauf des erzeugten Spektrums bestimmt und ist stark modellabhängig. Bei  $W=34$  GeV wird der systematische Fehler dieser Korrektur für  $x_p$  zwischen 0,35 und 0,6 auf 8 % abgeschätzt.

Die typischen Fehler der inklusiven Wirkungsquerschnitte, die aus der der Korrektur durch  $A_{trk}$  folgen, sind bei  $W=34$  GeV

5 % für  $x_p < 0,05$  ,  
 4 % für  $0,05 < x_p < 0,5$  ,  
 11 % für  $0,5 < x_p < 0,8$  .

Die Normierungsunsicherheit des totalen Wirkungsquerschnittes läßt sich in einen schwerpunktsenergieunabhängigen Anteil von 4,5 % und einen weiteren Anteil, der für die einzelnen Schwerpunktsenergien unterschiedlich ist, aufteilen. Die Normierungsfehler für  $W=14, 22$  und  $34$  GeV sind in einzelnen Tabelle 12 zu entnehmen. Sie enthält ebenfalls die dort gemessenen totalen Wirkungsquerschnitte.

Tabelle 12. Die totalen hadronischen Wirkungsquerschnitte  $\sigma_{tot}(e^+e^- \rightarrow \text{Hadronen})$

W (GeV)	$\sigma_{tot}$ (nb)	schwerpunktsenergieabhängiger Fehler	Gesamtfehler
14	1,85	7,2 %	8,5 %
22	0,704	4,4 %	6,3 %
34	0,313	3,1 %	5,5 %

In Figur 52<sup>18)</sup> sind die inklusiven Wirkungsquerschnitte  $d\sigma/dx_p$  für die Erzeugung geladener Teilchen in multihadronischen Annihilationsereignissen  $W=14, 22$  und  $34$  GeV dargestellt. Diese beinhalten auch die geladenen Teilchen, die aus Zerfällen von Teilchen mit einer Lebensdauer von kleiner als  $3 \cdot 10^{-10}$ s stammen, insbesondere also Pionen aus  $K_s^0$ -Zerfällen und Leptonen aus den semileptonischen Zerfällen schwerer Quarks.

Die Wirkungsquerschnitte fallen mit steigendem  $x_p$  rasch ab. Unterhalb von  $x_p=0,1$  sind die Wirkungsquerschnitte höherer Schwerpunktsenergie auf Grund der zunehmenden Emission weicher Gluonen und des größeren Phasenraumes größer als bei niedriger Schwerpunktsenergie. Zwischen  $x_p=0,1$  und  $0,2$  sind die Wirkungsquerschnitte für alle drei Schwerpunktsenergien nahezu gleich. Oberhalb  $x_p=0,2$  ist der Verlauf der Wirkungsquerschnitte aller drei Schwerpunktsenergien ähnlich, doch sind ihre Werte bei höherer Schwerpunktsenergie systematisch kleiner als bei niedrigerer Schwerpunktsenergie.

Um dieses Verhalten zu verdeutlichen, ist in Figur 53<sup>18)</sup>  $s d\sigma/dx_p$  für feste  $x_p$ -Intervalle gegen  $s$  aufgetragen. Unterhalb von  $x_p=0,1$  steigen die Wirkungsquerschnitte mit  $s$  rasch an und führen zu dem Anstieg der Multiplizität geladener Teilchen. Zwischen  $x_p=0,1$  und  $0,2$  ist keine Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie zu beobachten. Oberhalb von  $x_p=0,2$  fallen die Wirkungsquerschnitte mit  $s$  monoton ab; bei  $W=34$  GeV sind sie um 20 % kleiner als bei  $W=14$  GeV.

Diese Verletzung des Skalenverhaltens besitzt eine Signifikanz von 4-5 Standardabweichungen<sup>18)</sup>.

Skaleninvarianz im Quark-Parton Modell wird streng genommen nur für direkt in der Fragmentation erzeugte Teilchen, wie D's oder D\* 's, erwartet. Um zu testen, ob die beobachtete Skalenverletzung durch den Zerfall schwerer Mesonen oder Baryonen hervorgerufen wird, wurden ausschließlich Monte Carlo Ereignisse der Art  $e^+e^- \rightarrow c\bar{c}$ ,  $b\bar{b}$  ohne Einschluß von QCD-Effekten erster Ordnung erzeugt. Die inklusiven Wirkungsquerschnitte dieser Ereignisse zeigen oberhalb von  $x_p=0,2$  ein leichtes Ansteigen mit der Schwerpunktsenergie. Die beobachtete Skalenverletzung ist also nicht mit dem Zerfall schwerer Teilchen erklärlich.

### 6.3 DIE INKLUSIVEN PIONWIRKUNGSQUERSCHNITTE

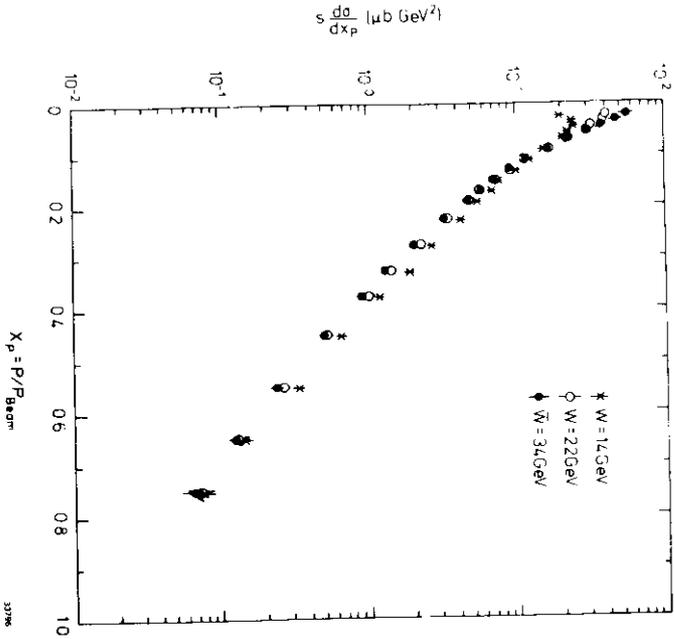
Zur Berechnung der inklusiven Wirkungsquerschnitte geladener Pionen wird zuerst der Beitrag der Leptonen aus den im vorhergehenden Abschnitt gezeigten Wirkungsquerschnitten subtrahiert. Dieser beträgt je nach Impulsintervall 2 bis 4 % des gesamten Wirkungsquerschnittes (vgl. 3.4). Die inklusiven Wirkungsquerschnitte  $d\sigma/dp$  für die Pionerzeugung gewinnt man jetzt aus der Multiplikation von  $f_\pi$  mit dem inklusiven Wirkungsquerschnitt aller geladenen Hadronen  $d\sigma/dp^h$ :

$$d\sigma/dp = f_\pi d\sigma/dp^h \quad (6.9)$$

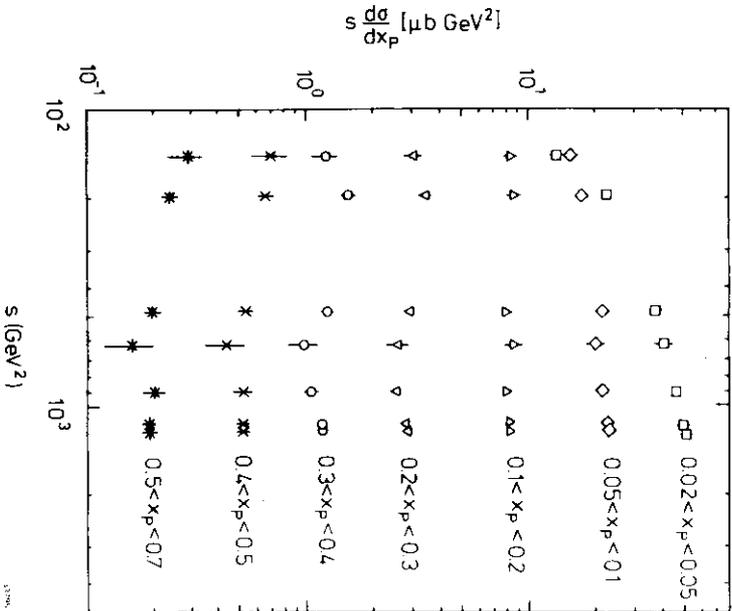
Die Werte dieser Wirkungsquerschnitte im Impulsbereich zwischen 0,3 und 10,0 GeV/c für Schwerpunktsenergien von  $W=14, 22$  und  $34$  GeV sind Tabelle 13 zu entnehmen und in Figur 54 abgebildet.

In der Figur sind die Daten der ITOF-, HATOF- und Čerenkovzähler im Impulsbereich zwischen 0,5 und 1,5 GeV/c miteinander kombiniert.

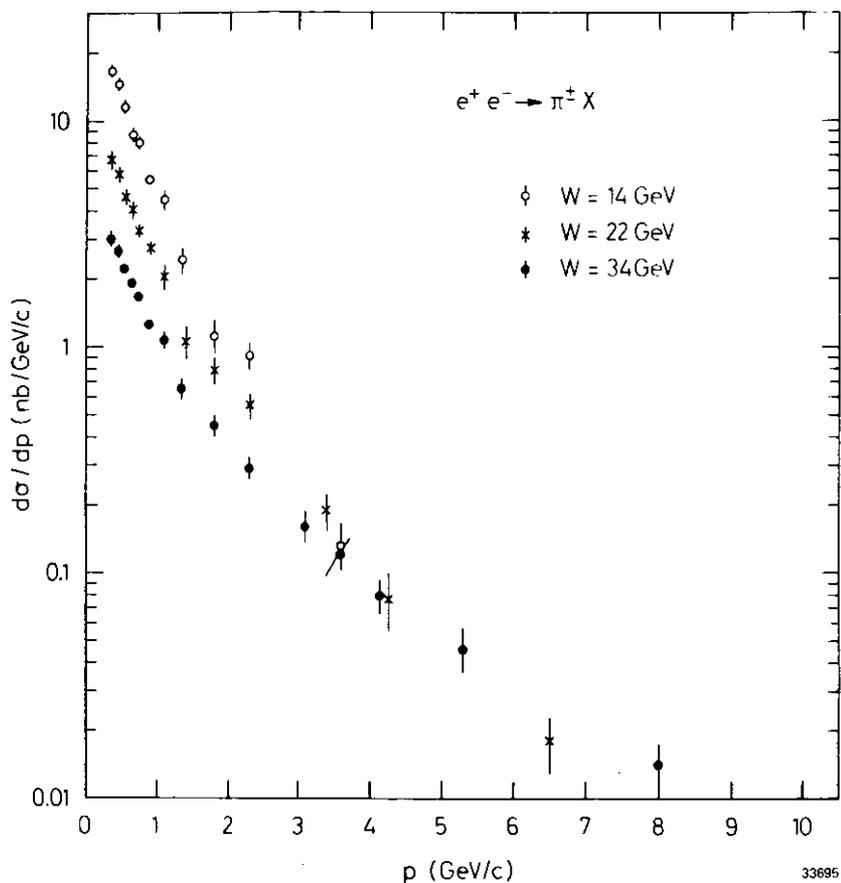
Die angegebenen Fehler beinhalten alle statistischen und systematischen Unsicherheiten außer dem der Gesamtnormierung des totalen Wirkungs-



Figur 52  
Die skalierten Wirkungsquerschnitte  $s d\sigma/dx_p$  ( $x_p = p_{\text{Hadron}}/p_{\text{Strahl}}$ ) für die inklusive Erzeugung geladener Teilchen bei  $W=14, 22$  und  $34$  GeV<sup>18)</sup>  
Die gezeigten Fehler enthalten alle statistischen und systematischen Unsicherheiten bis auf einen bis auf einen Normierungsfehler von 4,5 %.



Figur 53  
Die skalierten Wirkungsquerschnitte  $s d\sigma/dx_p$  als Funktion von  $s$  zwischen  $\sqrt{s}=12$  und  $36,7$  GeV<sup>18)</sup>  
Die gezeigten Fehler enthalten alle statistischen und systematischen Unsicherheiten bis auf einen bis auf einen Normierungsfehler von 4,5 %.



Figur 54 Die inklusiven Wirkungsquerschnitte  $d\sigma/dp$  für die Erzeugung geladener Pionen in der  $e^+e^-$ -Annihilation

Die gezeigten Fehler beinhalten alle statistischen und systematischen Unsicherheiten bis auf den Fehler der Gesamtnormierung.

Tabelle 13. Die differentiellen Wirkungsquerschnitte  $d\sigma/dp$  für  $e^+e^- \rightarrow \pi^\pm X$ . Pionen aus  $K_S^0$ -Zerfällen sind in den Daten enthalten. Die Fehler beinhalten alle statistischen und systematischen Unsicherheiten der Pionanteile und der differentiellen Wirkungsquerschnitte für die Produktion geladener Hadronen außer dem Fehler der Gesamtnormierung.

$p$ (GeV/c)	$d\sigma/dp$ (nb/GeV/c)		
	$W = 14$ GeV	$W = 22$ GeV	$W = 34$ GeV
<b>ITOF-Daten</b>			
0.3 - 0.4	$16.61 \pm 1.23$	$6.85 \pm 0.53$	$2.97 \pm 0.20$
0.4 - 0.5	$14.57 \pm 0.83$	$5.82 \pm 0.38$	$2.65 \pm 0.15$
0.5 - 0.6	$11.47 \pm 0.62$	$4.72 \pm 0.30$	$2.26 \pm 0.09$
0.6 - 0.7	$8.67 \pm 0.45$	$4.13 \pm 0.27$	$1.90 \pm 0.07$
0.7 - 0.8	$8.01 \pm 0.43$	$3.24 \pm 0.22$	$1.65 \pm 0.07$
0.8 - 1.0	$5.44 \pm 0.31$	$2.60 \pm 0.16$	$1.28 \pm 0.06$
<b>HATOF-Daten</b>			
0.5 - 0.8	$9.62 \pm 0.55$	-	$1.93 \pm 0.13$
0.8 - 1.1	$5.50 \pm 0.57$	-	$1.15 \pm 0.09$
1.1 - 1.5	$2.84 \pm 0.46$	-	$0.72 \pm 0.14$
<b>Čerenkov-Daten</b>			
0.8 - 1.0	$4.64 \pm 0.58$	$2.32 \pm 0.28$	$1.24 \pm 0.14$
1.0 - 1.2			$1.04 \pm 0.13$
1.2 - 1.6	$2.30 \pm 0.30$	$1.07 \pm 0.16$	$0.64 \pm 0.06$
1.6 - 2.0	$1.13 \pm 0.18$	$0.80 \pm 0.11$	$0.45 \pm 0.05$
2.0 - 2.6	$0.93 \pm 0.13$	$0.55 \pm 0.07$	$0.29 \pm 0.03$
3.0 - 3.4		$0.19 \pm 0.04$	$0.16 \pm 0.03$
3.4 - 3.8	$0.13 \pm 0.04$		$0.12 \pm 0.02$
3.8 - 4.6	( $\bar{p} = 3.6$ GeV/c)	$0.08 \pm 0.02$	$0.079 \pm 0.012$
4.6 - 6.0		$0.018 \pm 0.005$	$0.046 \pm 0.008$
6.0 - 10.0		( $\bar{p} = 6.5$ GeV/c)	$0.014 \pm 0.003$

querschnittes. Unterhalb von 1 GeV/c sind die statistischen Fehler klein und der Gesamtfehler von ungefähr 5 % wird bestimmt durch den systematischen Fehler der Innendetektordaten. Die Fehler der mit den HATOF- und Čerenkovzählern bestimmten Werte von  $f_\pi$  sind um einen Faktor 3-4 größer als die systematischen Fehler der Innendetektordaten

Die gezeigten Wirkungsquerschnitte lassen sich bei allen drei Scherpunktsenergien in zwei Bereiche unterteilen. Bis zu einem Impuls von 1,5 GeV/c fallen die Wirkungsquerschnitte sehr steil ab und gehen dann in einen weniger steilen Teil über. Dieses Verhalten läßt sich bei der Betrachtung der phasenrauminvarianten Wirkungsquerschnitte  $E/4\pi p^2 \cdot d\sigma/dp$ , die in Figur 55 gegen die Pionenergie  $E$  aufgetragen sind, deutlich erkennen. Die Verteilungen werden gut durch die Summe zweier Exponentialfunktionen der Form

$$f(E) = a_1 \cdot \exp(-b_1 E) + a_2 \cdot \exp(-b_2 E) \quad (6.10)$$

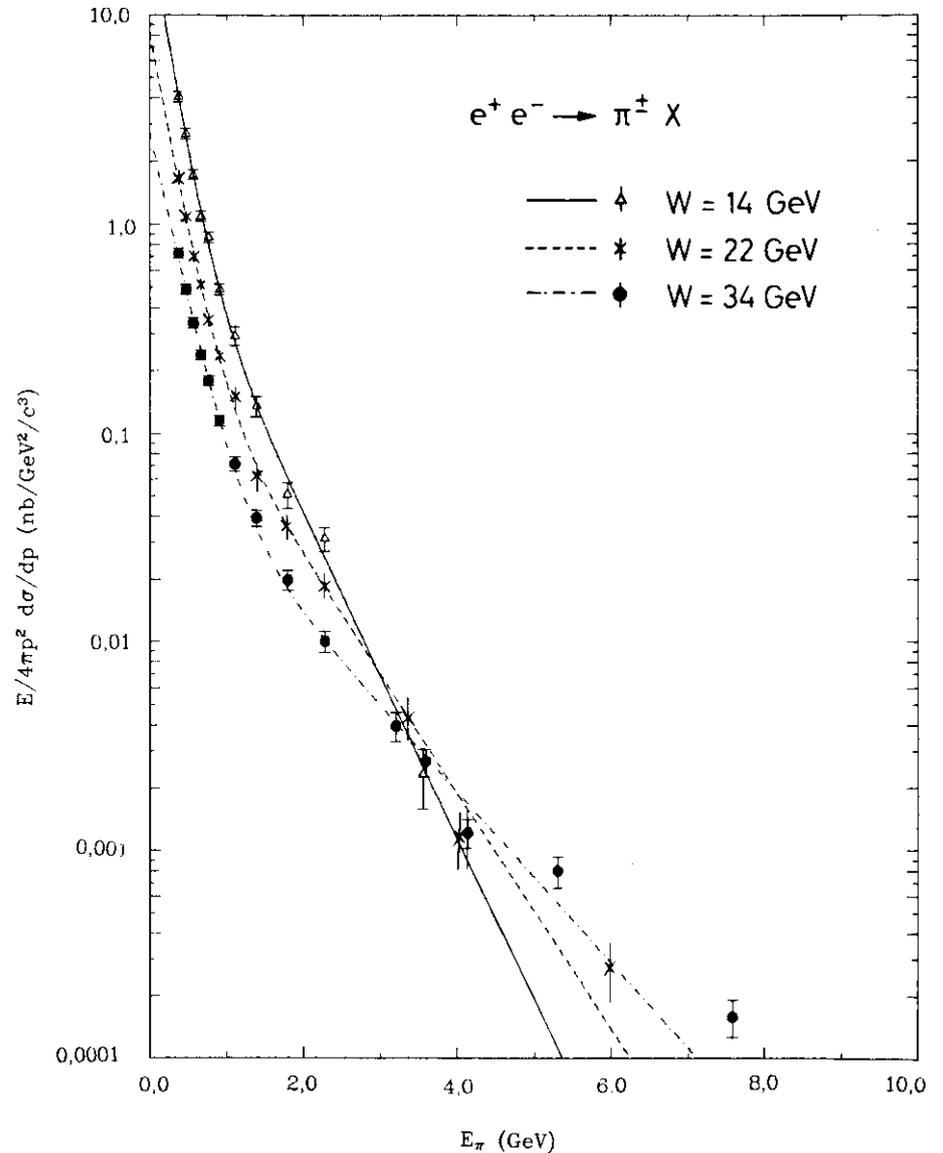
beschrieben. Die an die Daten angepaßten Funktionen sind in Figur 55 als geschlossene bzw. gestrichelte Kurven dargestellt; die Funktionsparameter sind in Tabelle 14 zusammengestellt.

Tabelle 14. Parameter der Anpassungsrechnung der Funktion  $f(E) = a_1 \cdot \exp(-b_1 E) + a_2 \cdot \exp(-b_2 E)$  an die phasenrauminvarianten Pionwirkungsquerschnitte  $E/4\pi p^2 \cdot d\sigma/dp$

W (GeV)	$a_1$ (nb/GeV <sup>2</sup> /c <sup>3</sup> )	$b_1$ (GeV <sup>-1</sup> )	$a_2$ (nb/GeV <sup>2</sup> /c <sup>3</sup> )	$b_2$ (GeV <sup>-1</sup> )	$\chi^2$ / Freiheitsgrade
14	23,8 ± 4,0	5,26 ± 0,45	1,48 ± 0,48	1,79 ± 0,15	8,7/7
22	7,84 ± 1,15	4,60 ± 0,33	0,35 ± 0,08	1,31 ± 0,09	7,3/9
34	2,66 ± 0,23	3,87 ± 0,17	0,085 ± 0,016	0,95 ± 0,05	17,8/11

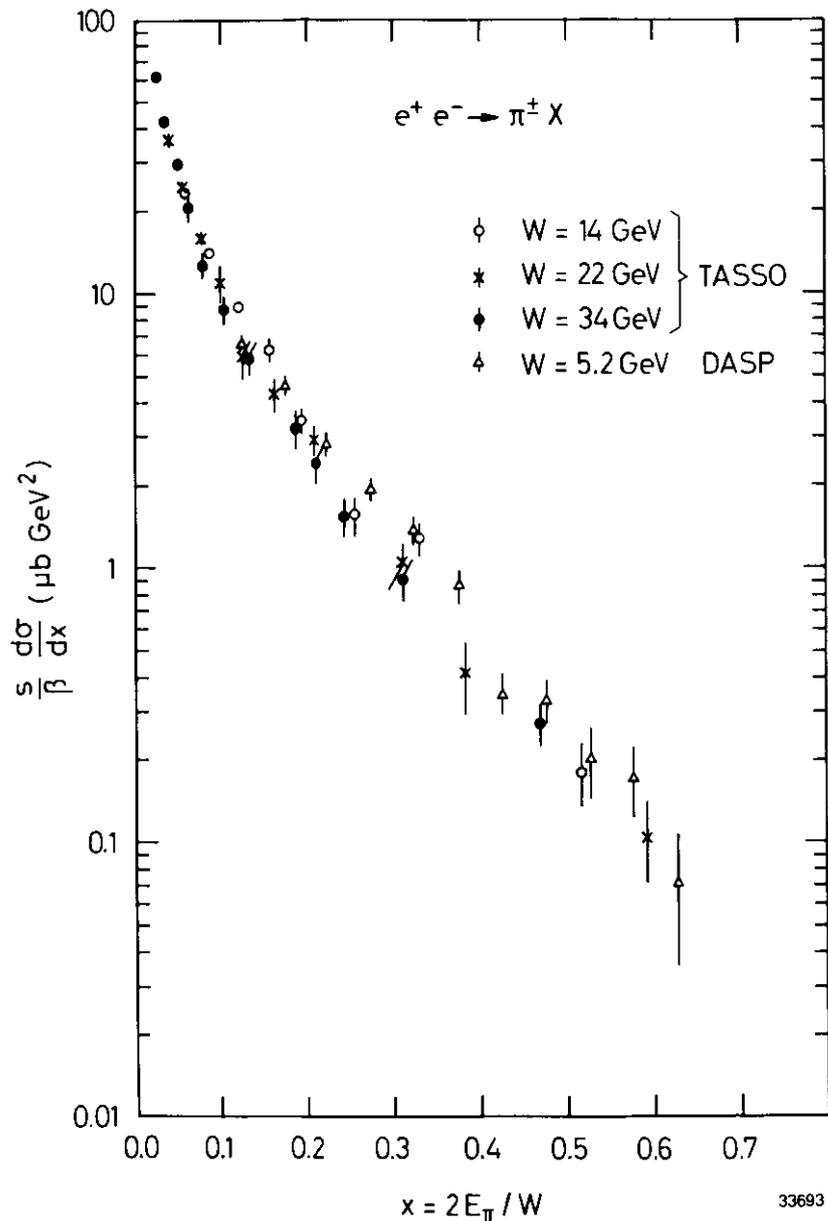
### 6.3.1 Untersuchung des Skalenverhaltens

In Figur 56 sind die skalierten Wirkungsquerschnitte  $(s/\beta) d\sigma/dx$ , wobei  $x = 2E_\pi/W$  ist, der inklusiven Pionerzeugung abgebildet und in Tabelle 15



Figur 55 Phasenrauminvariante Wirkungsquerschnitte  $E/4\pi p^2 \cdot d\sigma/dp$  als Funktion der Pionenergie  $E_\pi$

Die Linien geben die angepaßten Funktionen der Form  $f(E) = a_1 \cdot \exp(-b_1 E) + a_2 \cdot \exp(-b_2 E)$  wieder.



Figur 56 Skalierte Wirkungsquerschnitte  $(s/\beta)d\sigma/dx$  ( $x=2E_\pi/W$ ) der inklusiven Pionerzeugung in der  $e^+e^-$ -Annihilation bei  $W=14, 22$  und  $34$  GeV. Die gezeigten Fehler enthalten alle statistischen und systematischen Unsicherheiten bis auf den Fehler der Gesamtnormierung. Ebenfalls gezeigt sind die von der DASP-Kollaboration bei  $W=5,2$  GeV gemessenen Wirkungsquerschnitte<sup>92)</sup>.

Tabelle 15. Die differentiellen Wirkungsquerschnitte  $(s/\beta)d\sigma/dx$  für  $e^+e^- \rightarrow \pi^\pm X$ . Pionen aus  $K^0_S$ -Zerfällen sind in den Daten enthalten. Die Fehler beinhalten alle statistischen und systematischen Unsicherheiten der Pionanteile und der differentiellen Wirkungsquerschnitte für die Produktion geladener Hadronen außer dem Fehler der Gesamtnormierung.

W = 14 GeV		W = 22 GeV		W = 34 GeV	
x = 2E <sub>π</sub> / W	(s/β)dσ/dx (μb · GeV <sup>2</sup> )	x	(s/β)dσ/dx (μb · GeV <sup>2</sup> )	x	(s/β)dσ/dx (μb · GeV <sup>2</sup> )
<b>ITOF-Daten</b>					
0.054	26.4 ± 1.9	0.034	42.3 ± 3.2	0.022	67.8 ± 4.5
0.067	21.9 ± 1.3	0.043	34.0 ± 2.2	0.028	57.1 ± 2.8
0.081	16.3 ± 0.9	0.052	26.8 ± 1.7	0.033	47.3 ± 2.0
0.095	12.4 ± 0.7	0.061	23.0 ± 1.5	0.039	39.0 ± 1.4
0.109	11.4 ± 0.6	0.069	17.9 ± 1.2	0.045	33.6 ± 1.4
0.130	7.6 ± 0.4	0.083	14.2 ± 0.9	0.053	25.7 ± 1.1
<b>HATOF-Daten</b>					
0.095	13.8 ± 0.8			0.039	39.3 ± 2.6
0.137	7.7 ± 0.8			0.057	22.9 ± 1.9
0.187	3.9 ± 0.6			0.077	14.2 ± 2.8
<b>Čerenkov-Daten</b>					
0.144	6.5 ± 0.80	0.091	12.6 ± 1.5	0.053	24.7 ± 2.7
0.200	3.2 ± 0.41	0.127	5.8 ± 0.8	0.064	20.6 ± 2.4
0.257	1.55 ± 0.41	0.163	4.2 ± 0.6	0.081	12.6 ± 1.1
0.329	1.27 ± 0.18	0.209	2.91 ± 0.37	0.105	8.7 ± 1.0
0.514	0.18 ± 0.05	0.309	1.02 ± 0.19	0.134	5.7 ± 0.7
		0.383	0.41 ± 0.12	0.188	3.2 ± 0.5
		0.591	0.10 ± 0.03	0.212	2.37 ± 0.35
				0.247	1.53 ± 0.22
				0.312	0.90 ± 0.14
				0.471	0.27 ± 0.05

zusammengestellt. Die Fehler beinhalten alle statistischen und systematischen Unsicherheiten bis auf die der Gesamtnormierung.

Der Verlauf der Wirkungsquerschnitte ist für alle drei Schwerpunktsenergien ähnlich und zeigt keine signifikante Änderung mit der Schwerpunktsenergie. Die Werte bei  $W=14$  GeV sind jedoch systematisch etwas größer als bei  $W=34$  GeV. Zum Test des Skalenverhaltens über einen möglichst großen Bereich von  $W$  wurden zum Vergleich Messungen bei kleineren Schwerpunktsenergien herangezogen. Inklusive Pionwirkungsquerschnitte mit Messungen bis  $x=0,6$  sind von der DASP-Kollaboration zwischen  $W=3,6$  und  $5,2$  GeV<sup>(92)</sup> veröffentlicht. Zum Vergleich mit den hier gemachten Messungen können aber nur die Daten bei  $W=5,2$  GeV herangezogen werden, da bei den kleineren Schwerpunktsenergien der  $x$ -Bereich zwischen  $0,2$  und  $0,6$  durch Beiträge aus der Charmschwellenregion angereichert ist<sup>(92)</sup>. Die DASP-Daten sind ebenfalls in Figur 56 dargestellt und liegen zwischen  $x=0,2$  und  $0,5$  systematisch um  $30\%$  über denen bei  $W=34$  GeV.

Um die Signifikanz dieser Skalenverletzung quantitativ zu erfassen, werden die Wirkungsquerschnitte zwischen  $x=0,2$  und  $0,6$  integriert :

$$\bar{\sigma}(W) = \int_{x=0,2}^{x=0,6} (s/\beta) \frac{d\sigma}{dx} dx \quad (6.11)$$

Für die vier Schwerpunktsenergien ergeben sich folgende Werte :

$$\begin{aligned} \bar{\sigma}(5,2) &= 0,396 \pm 0,063 \quad \mu\text{b} \cdot \text{GeV} \\ \bar{\sigma}(14) &= 0,336 \pm 0,041 \quad \mu\text{b} \cdot \text{GeV} \\ \bar{\sigma}(22) &= 0,292 \pm 0,038 \quad \mu\text{b} \cdot \text{GeV} \\ \bar{\sigma}(34) &= 0,270 \pm 0,031 \quad \mu\text{b} \cdot \text{GeV} \end{aligned}$$

Die Fehler beinhalten sämtliche statistischen und systematischen Unsicherheiten des vorliegenden Experimentes sowie für die DASP-Daten die Normierungsunsicherheit von  $15\%$ <sup>(92)</sup>.

Die integrierten Wirkungsquerschnitte zeigen einen monotonen Abfall mit der Schwerpunktsenergie; insbesondere liegt der Wert bei  $W=34$  GeV rund  $20\%$  unter dem bei  $W=14$  GeV. Die Abnahme der integrierten Wirkungsquerschnitte mit der Schwerpunktsenergie ist also von der gleichen Größe wie die der inklusiven Wirkungsquerschnitte aller geladenen Teilchen (vgl. 6.2).

Um aus dem monotonen Abfall der integrierten Wirkungsquerschnitte die Signifikanz der Skalenverletzung zu bestimmen, wird an die Messpunkte eine konstante Funktion von  $W$  angepaßt. Die Anpassungsrechnung für diese Hypothese eines von der Schwerpunktsenergie unabhängigen Verlaufes der Wirkungsquerschnitte ergibt eine  $\chi^2$ -Wahrscheinlichkeit von  $5\%$ . Dieses entspricht einem Effekt für Skalenverletzung von zwei Standardabweichungen.

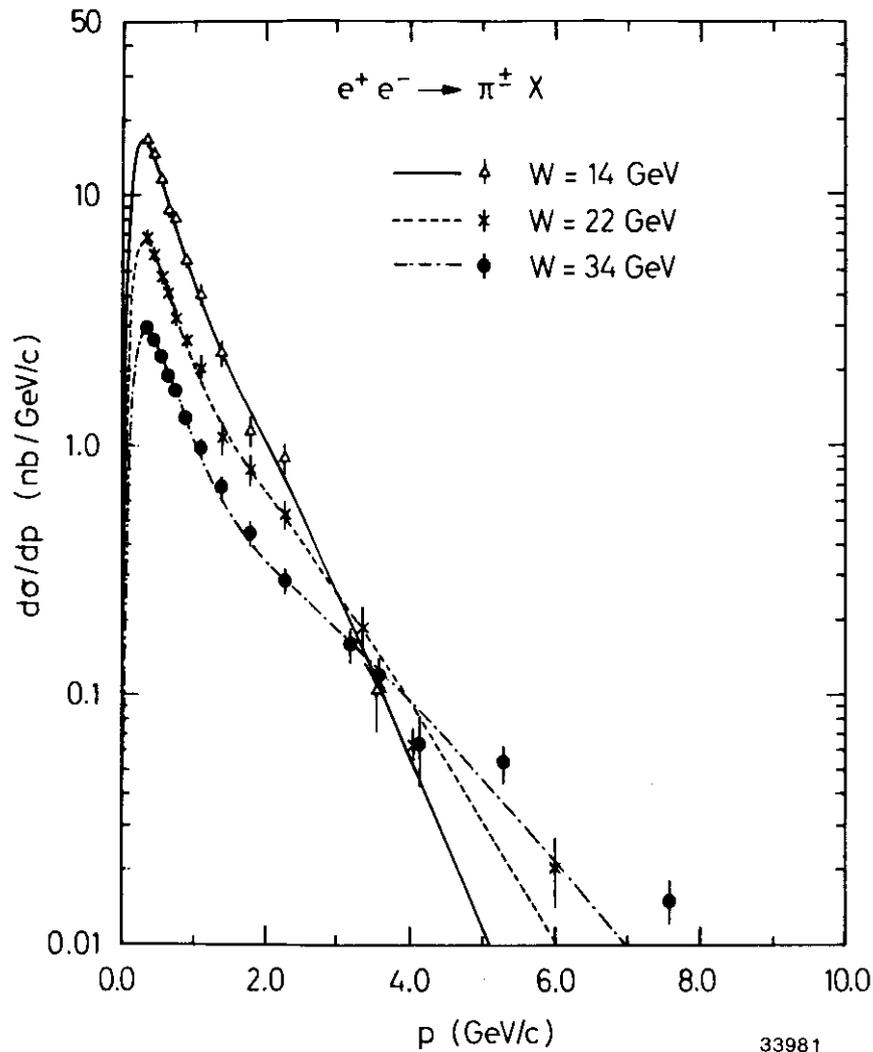
### 6.3.2 Die Multiplizität geladener Pionen

Die mittlere Zahl der pro Ereignis erzeugten Pionen  $\langle n_{\pi^{\pm}} \rangle$  wird aus der Integration von  $d\sigma/dp$  über den gesamten Impulsbereich berechnet. Es gilt :

$$P_{\text{Strahl}} \int_0^p \frac{d\sigma}{dp} dp = \sigma_{\text{tot}} \cdot \langle n_{\pi^{\pm}} \rangle \quad (6.12)$$

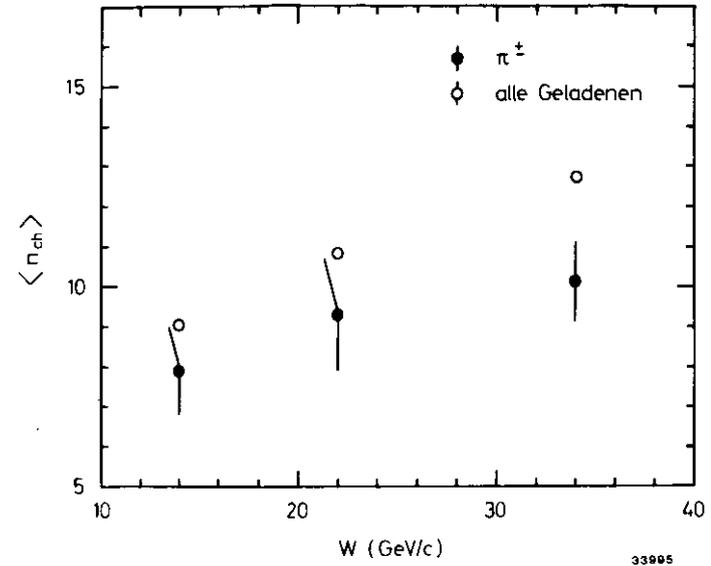
Zur Berechnung des Integrals wird für  $d\sigma/dp$  die Funktion benutzt, die sich aus der Anpassung der Gleichung (6.1) an die phasenraum invarianten Pionwirkungsquerschnitte ergibt. Der Verlauf dieser Funktionen für  $W=14,22$  und  $34$  GeV ist in Figur 57 gemeinsam mit den entsprechenden Daten abgebildet. Die Abnahme der Funktionswerte bei Impulsen unterhalb von  $300$  MeV/c wird durch das geringe Phasenraumvolumen verursacht.

Die Zahl der pro hadronischem Ereignis erzeugten geladenen Pionen  $\langle n_{\pi^{\pm}} \rangle$  ist in Figur 58 gegen  $W$  aufgetragen; zum Vergleich sind die entsprechenden Werte für alle geladenen Teilchen<sup>(92)</sup> ebenfalls abgebildet.



Figur 57 Inklusive Wirkungsquerschnitte  $d\sigma/dp$  für die Erzeugung geladener Pionen in der  $e^+e^-$ -Annihilation

Die Kurven stellen die aus der Anpassungsrechnung an die phasenraum-invarianten Wirkungsquerschnitte gewonnenen Werte dar.



Figur 58 Mittlere Anzahl geladener Pionen pro hadronischem Annihilationsereignis als Funktion von  $W$

Ebenfalls gezeigt ist die mittlere Zahl aller geladenen Teilchen<sup>62)</sup>.

Die Zahl der geladenen Pionen steigt ähnlich der aller geladenen Teilchen mit der Schwerpunktsenergie an. Im Mittel werden pro hadronischem Ereignis

$7,9 \pm 1,5$	( $W=14$ GeV)
$9,3 \pm 1,7$	( $W=22$ GeV)
$10,1 \pm 1,2$	( $W=34$ GeV)

geladene Pionen erzeugt.

### 6.3.3 Vergleiche mit der inklusiven Produktion anderer Hadronen

Inklusive Wirkungsquerschnitte für die Erzeugung neutraler Pionen ( $\pi^0$ ), Kaonen ( $K^0, \bar{K}^0$ ) sowie von Lambda-Baryonen ( $\Lambda, \bar{\Lambda}$ ) in der  $e^+e^-$ -Annihilation sind für Schwerpunktsenergien von  $W=14, 30, 33$  und  $34$  GeV bereits veröffentlicht worden<sup>93),94),95),96),97)</sup>. Die neutralen Pionen wurden bei TASSO

aus der invarianten Masse jeweils zweier Photonen, die in den Flüssig-Argon-Kalorimetern nachgewiesen wurden, identifiziert. Inklusive Wirkungsquerschnitte im Impulsbereich zwischen 0,5 und 4 GeV/c sind bei Schwerpunktsenergien von  $W=14$  und  $34$  GeV bestimmt worden<sup>93)</sup>. Neutrale Kaonen wurden bei TASSO über den Zerfall  $K^0_s \rightarrow \pi^+\pi^-$ ,  $\Lambda, \bar{\Lambda}$ -Baryonen über den Zerfall  $\Lambda(\bar{\Lambda}) \rightarrow \pi^-p$  ( $\pi^+\bar{p}$ ) identifiziert. Dazu wurden entgegengesetzt geladene Spurpaare mit einem gemeinsamen, vom Ursprung verschiedenen Vertex selektiert und deren invariante Masse gemäß den angenommenen Zerfallsmoden gebildet.  $K^0, \bar{K}^0$ - und  $\Lambda, \bar{\Lambda}$ -Wirkungsquerschnitte wurden bei  $W=33$  GeV bis zu Impulsen von  $10$  GeV/c bestimmt<sup>94),97)</sup>.

In Figur 59 sind die skalierten inklusiven Wirkungsquerschnitte für die Erzeugung geladener und neutraler (letztere multipliziert mit einem Faktor 2) Pionen, neutraler Kaonen sowie Lambda-Baryonen bei Schwerpunktsenergien von  $W=33$  bzw.  $34$  GeV dargestellt.

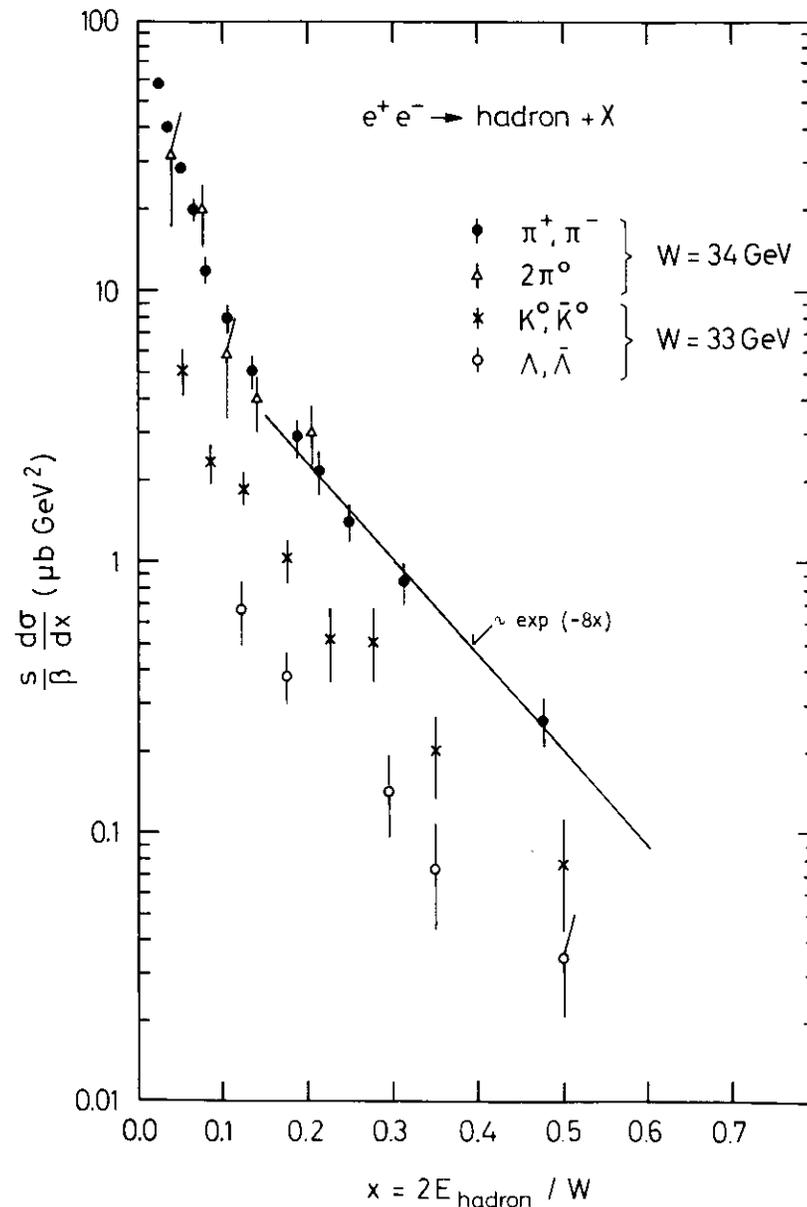
Von den geladenen und neutralen Pionen ist hier der Anteil aus  $K^0_s$ -Zerfällen, der unterhalb eines Impulses von  $4$  GeV/c impulsabhängig zwischen  $10$  und  $15\%$  der Pionrate ausmacht, abgezogen.

Der Verlauf der Wirkungsquerschnitte aller Teilchen zeigt eine auffallende Ähnlichkeit. Oberhalb von  $x=0,15$  verlaufen sie nahezu parallel und lassen sich gut durch eine Funktion der Form  $a \cdot \exp(-8x)$  beschreiben (s. Figur 59). Das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte beträgt in diesem Bereich

$$\sigma_{\pi^\pm} : \sigma_{K^0, \bar{K}^0} : \sigma_{\Lambda, \bar{\Lambda}} = 1 : 0,36 : 0,15$$

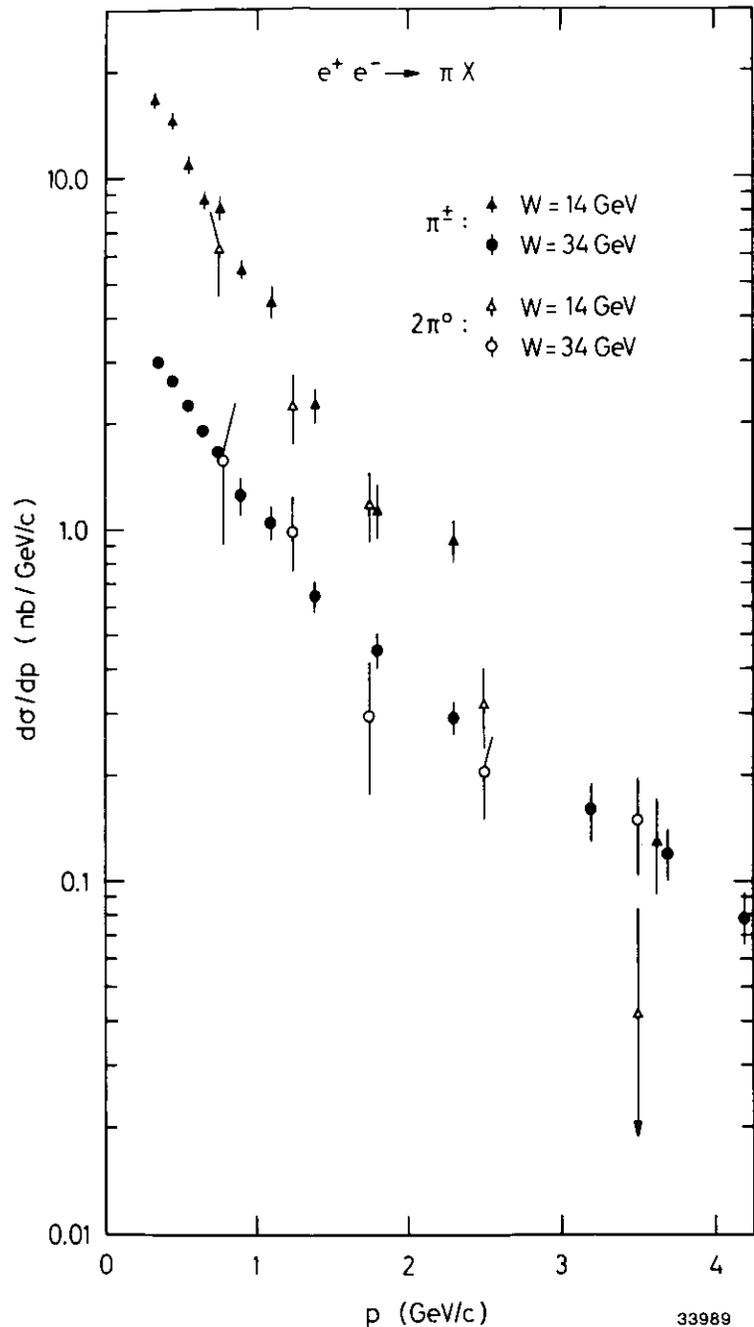
Aus dem Verlauf der Wirkungsquerschnitte lassen sich qualitative Rückschlüsse auf die Entstehung der Mesonen und Baryonen in der Fragmentation ziehen. Das Verhältnis der Pion- zu Kaonerzeugung weist hier ebenfalls darauf hin, daß  $u\bar{u}$ - bzw.  $d\bar{d}$ -Paare mit größerer Wahrscheinlichkeit als  $s\bar{s}$ -Paare aus dem Vakuum erzeugt werden. Der parallel Verlauf der Mesonen- und des Baryonenwirkungsquerschnittes ist ein Indiz dafür, daß beide Teilchenarten durch einen ähnlichen Mechanismus entstehen.

Die mit dem Faktor 2 multiplizierten Wirkungsquerschnitte der neutralen Pionen stimmen mit denen der geladenen Pionen gut überein. Auf Grund der Isospinsymmetrie werden neutrale, positive und negative Pionen mit gleicher Häufigkeit in der Fragmentation erzeugt. Die beobachteten Teilchen stammen aber zu einem gewissen Teil aus schwachen Zerfällen, in denen der Isospin nicht erhalten ist. So werden beim Zerfall des  $\eta$  mehr als doppelt so viele neutrale wie geladene Pionen erzeugt.



33692

Figur 59 Skalierte Wirkungsquerschnitte  $(s/\beta) d\sigma/dx$  für die inklusive Erzeugung von  $\pi^\pm, \pi^0$ <sup>93)</sup>,  $K^0, \bar{K}^0$ <sup>94)</sup> und  $\Lambda, \bar{\Lambda}$ <sup>97)</sup> in der  $e^+e^-$ -Annihilation



Figur 60 Inklusive Wirkungsquerschnitte  $d\sigma/dp$  für die Erzeugung neutraler<sup>83)</sup> und geladener Pionen in der  $e^+e^-$ -Annihilation

Die Wirkungsquerschnitte der neutralen Pionen sind mit 2 multipliziert.

In Figur 60 sind die inklusiven Wirkungsquerschnitte  $d\sigma/dp$  geladener und neutraler Pionen bei  $W=14$  und  $34$  GeV aufgetragen. Bei  $W=14$  GeV liegen die mit dem Faktor 2 multiplizierten  $\pi^0$ -Wirkungsquerschnitte systematisch unter denen der geladenen Pionen, zeigen insbesondere einen stärkeren Abfall mit dem Impuls. Zur quantitativen Bestimmung der relativen Erzeugungsraten wurden die inklusiven Wirkungsquerschnitte beider Teilchensorten im Impulsbereich zwischen 1 und 4 GeV/c integriert:

$$\bar{\sigma} = \int_{1 \text{ GeV/c}}^{4 \text{ GeV/c}} \frac{d\sigma}{dp} dp$$

Die Integration der Wirkungsquerschnitte gibt im einzelnen:

$$\begin{aligned} W = 14 \text{ GeV} : \\ \bar{\sigma}_{\pi^\pm} &= 2,80 \pm 0,42 \text{ nb} \\ \bar{\sigma}_{\pi^0} &= 1,11 \pm 0,16 \text{ nb} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} W = 34 \text{ GeV} : \\ \bar{\sigma}_{\pi^\pm} &= 0,95 \pm 0,11 \text{ nb} \\ \bar{\sigma}_{\pi^0} &= 0,48 \pm 0,08 \text{ nb} \end{aligned}$$

Die Fehler enthalten alle statistischen und systematischen Unsicherheiten außer dem der Gesamtnormierung. Diesen Werten zufolge werden neutrale und geladene Pionen im Verhältnis

$$2 \cdot \bar{\sigma}_{\pi^0} / \bar{\sigma}_{\pi^\pm} = 0,79 \pm 0,17 \quad (W = 14 \text{ GeV})$$

$$2 \cdot \bar{\sigma}_{\pi^0} / \bar{\sigma}_{\pi^\pm} = 1,01 \pm 0,20 \quad (W = 34 \text{ GeV})$$

erzeugt. Beide Werte stimmen innerhalb der Fehler überein und sind mit 1 verträglich.

## 7.0 ZUSAMMENFASSUNG

Die inklusive Erzeugung geladener Pionen in der  $e^+e^-$ -Annihilation wurde bei Schwerpunktsenergien von  $W=14, 22$  und  $34$  GeV bis zu Impulsen von  $10$  GeV/c gemessen.

Die Erkennung der Pionen im Impulsbereich oberhalb von  $0,8$  GeV/c erfolgte mit den Schwellenčerenkovzählern des TASSO-Detektors in den Hadronarmen außerhalb der Magnetspule. Von allen in die Raumwinkelakzeptanz der Čerenkovzähler extrapolierbaren Spuren können  $50$  % bei  $W=14$  GeV,  $47$  % bei  $W=22$  GeV und  $40$  % bei  $W=34$  GeV identifiziert werden.

Der gemessene Anteil der Pionen an den geladenen Hadronen zeigt bei allen Schwerpunktsenergien einen ähnlichen Verlauf als Funktion des Impulses; bei Impulsen um  $400$  MeV/c beträgt er mehr als  $90$  % und nimmt mit dem Impuls monoton ab. Oberhalb von  $3$  GeV/c nimmt er Werte zwischen  $50$  und  $60$  % an.

Die skalierten Wirkungsquerschnitte  $(s/\beta)d\sigma/dx$  zeigen für alle Schwerpunktsenergien einen ähnlichen Verlauf. Oberhalb von  $x=0,2$  sind sie systematisch kleiner als die bei  $W=5,2$  GeV von der DASP-Kollaboration gemessenen Werte<sup>92)</sup>. Die zwischen  $x=0,2$  und  $0,6$  integrierten Wirkungsquerschnitte fallen monoton mit der Schwerpunktsenergie ab. Unter Einbeziehung der Daten bei  $W=5,2$  GeV besitzt diese Skalenverletzung eine Signifikanz von zwei Standardabweichungen.

Die mittlere Zahl der pro hadronischem Ereignis erzeugten geladenen Pionen beträgt  $7,9$  bei  $W=14$  GeV,  $9,3$  bei  $W=22$  GeV und  $10,1$  bei  $W=34$  GeV. Der Anstieg der Multiplizität mit der Schwerpunktsenergie ist vergleichbar mit dem aller geladenen Teilchen.

Im Impulsbereich zwischen  $1$  und  $4$  GeV/c werden bei  $W=14$  und  $34$  GeV gleich viele positive, negative und neutrale Pionen erzeugt.

Die skalierten inklusiven Wirkungsquerschnitte  $(s/\beta)d\sigma/dx$  der Pionerzeugung verlaufen oberhalb von  $x=0,15$  nahezu parallel zu denen der neutralen Kaonen und  $\Lambda$ -Baryonen.

## A.0 ANHANGE

### A.1 DIE HERSTELLUNG VON AEROGEL AUS SILIZIUMDIOXID

Aerogel ist ein hochporöser und optisch transparenter Festkörper. Er besteht aus Kolloiden amorphen Siliziumdioxids<sup>98)</sup>, die über chemische Bindungen ein verzweigtes Netzwerk aufbauen, dessen Poren mit Luft gefüllt sind. Ein schematischer Aufbau dieser Struktur ist Figur 61 und 62 zu entnehmen.

Seine hochporöse Struktur verleiht dem Aerogel einen Brechungsindex, der klein im Vergleich zu anderen Festkörpern ist. Da sie im Mittel kleiner ist als die Wellenlänge des sichtbaren Lichtes, ergeben sich die optischen Eigenschaften des Aerogels als Mittel über die Siliziumdioxidkolloide und die eingeschlossene Luft.

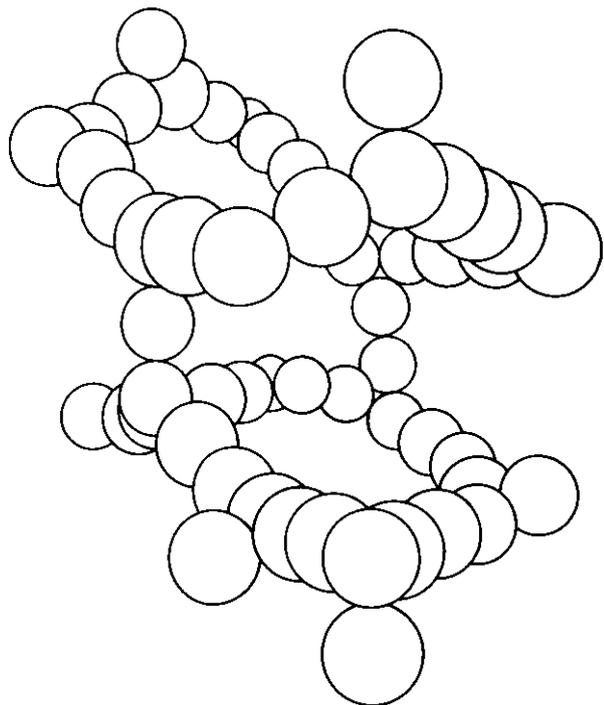
Der Brechungsindex für amorphes Siliziumdioxid beträgt  $n_s = 1,46$ . Je nach Anteil seines Luft- bzw. Kolloidvolumens kann Aerogel mit Brechungsindizes im Bereich von typischerweise  $n=1,01$  bis  $1,1$  hergestellt werden. Dieser Bereich ist ansonsten nur mit Gasen unter hohen Drucken oder verflüssigten Gasen erreichbar.

Die optische Transparenz des Aerogels wird im wesentlichen durch die Homogenität seiner inneren Struktur bestimmt. Treten Anhäufungen von Siliziumdioxidkolloiden oder Luftporen auf, deren Durchmesser größer als etwa  $20$  % der Wellenlänge des Lichtes sind, unterliegt das Licht der Rayleigh-Streuung. Diese ist auf Grund ihrer  $1/\lambda^4$ -Abhängigkeit im Bereich kurzer Wellenlängen bestimmend, wo das Čerenkovlicht besonders intensiv ist. Das Aerogel muß also in einer Weise hergestellt werden, in der sich eine feine und gleichmäßige Struktur ausbilden kann.

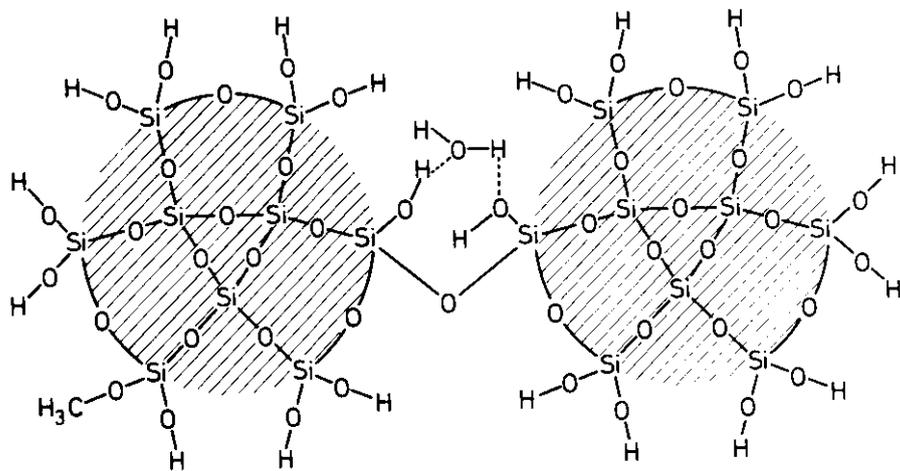
Die Absorption des Lichtes ist erst bei Wellenlängen unterhalb von  $250$  nm von Bedeutung<sup>53),54),55)</sup>.

Für die TASSO-Čerenkovzähler wurde Aerogel nach dem folgenden Verfahren hergestellt<sup>99)</sup>.

Aus Tetramethoxysilan ( $\text{Si}(\text{OCH}_3)_4$ ), einem Ester der Orthokieselsäure, wird unter Zugabe von Wasser gemäß Reaktion (1) Orthokieselsäure erzeugt; diese polymerisiert sofort unter Abspaltung von Wasser ((2)) :

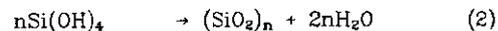
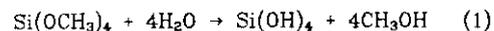


Figur 61 Schematische Darstellung der Struktur von Aerogel aus Siliziumdioxid



Figur 62 Schematische Darstellung zweier Kieselsäurekolloide mit Hydroxylgruppen auf der Oberfläche

Eine Methoxygruppe ist ebenfalls vorhanden. Beide Kolloide sind über eine Si-O-Si-Bindung und über eine Wasserstoffbrückenbindung miteinander verbunden.



Die Geschwindigkeit beider Reaktionen wird durch Zugabe basischer und saurer Katalysatoren beeinflusst<sup>(98), (100), (101)</sup>.

Die hydrophoben Eigenschaften des Esters verhindern seine Vermischung mit Wasser, so daß für eine über die ganze Mischung gleichmäßige Reaktion ein beiderseitiges Lösungsmittel, wie Methanol, hinzugegeben werden muß.

Bei der Polymerisation (2) wachsen die Moleküle zu kolloidalen Teilchen heran, deren Oberfläche mit Hydroxylgruppen bedeckt sind<sup>(100)</sup> (s. Figur 62). Die Verbindung der Kolloide über Si-O-Si-Bindungen führt zur Ausbildung eines Gels, dessen Poren mit dem Methanol-Wasser-Gemisch gefüllt sind ("Alkogel").

Nach dem Gelieren findet ein Umbau der Kolloide über die in beiden Richtungen laufende Reaktion (2) statt, wobei das Gel seine innere Oberfläche zu verkleinern sucht ("Altern des Gels"). Dieses führt zu einer Verstärkung, zugleich aber auch zu einer Vergrößerung der Struktur des Gelgerüsts<sup>(102)</sup>.

Um das Alkogel in ein Aerogel zu überführen, wird ihm die Flüssigkeit entzogen. Verdunsten führt auf Grund starker Kapillarkräfte zu einem Zusammenbruch des Gelgerüsts. Das Alkogel wird daher in einem Druckkessel (Autoklav) bis über den kritischen Punkt der Flüssigkeit, bei Methanol 240°C und 79,5 bar, erhitzt. Diese wird hier schlagartig in die Dampfphase transformiert und kann dem Gel ohne Beschädigung seiner Netzstruktur entzogen werden. Beim Abkühlen auf Raumtemperatur unter Normaldruck füllt die angesaugte Luft die Poren.

Die Herstellung von Aerogel gliedert sich also in drei Schritte :

- 1) Die Herstellung des Alkogels
- 2) Das Altern des Gels
- 3) Der Entzug der Flüssigkeit im Autoklaven

In jedem Schritt wird die Struktur des Gels durch verschiedene Parameter beeinflusst, und damit seine optischen und mechanischen Eigenschaften. Bei DESY wurden umfangreiche Untersuchungen zur Optimierung des Her-

stellungsverfahrens durchgeführt. Eine genaue Beschreibung findet sich in <sup>(49), (99), (104)</sup>.

Im folgenden wird das Herstellungsverfahren des bei TASSO eingesetzten Aerogels beschrieben.

Insgesamt sind in die TASSO-Cerenkovzähler 1700 l Aerogel eingebaut, die eine Gesamtfläche von 11,4 m<sup>2</sup> bedecken. Der Herstellungszeitraum umfaßte ungefähr eineinhalb Jahre.

Die Herstellung erfolgte in einem bei DESY eingerichteten Laboratorium. Dieses ist in vier Räume unterteilt, um den unterschiedlichen Sicherheitsanforderungen und Arbeitsbedingungen Rechnung zu tragen :

- ein Raum für die Herstellung und Lagerung des Alkogels
- ein Raum für die Lagerung des Methanols
- ein Raum für die Autoklaven
- ein Raum für die Überprüfung und Lagerung der Aerogelstücke

Die umfangreiche Herstellung von Aerogel bedeutet den Umgang mit großen Mengen unterschiedlicher Chemikalien. Methanol und Tetramethoxysilan sind beide entflammbar und giftige Substanzen. Methanol wird nur langsam vom menschlichen Körper abgebaut und kann bei regelmäßiger Inhalation im Körper angereichert werden. Seine Konzentration in Luft sollte daher 200 ppm nicht überschreiten<sup>(105)</sup>. Das Silan ist von besonderer Gefährlichkeit, da sein Dampf die Hornhaut des Auges zerstört<sup>(106)</sup>.

In dem ersten und dritten Raum wird die Luft daher über eine Ventilation mit der Außenluft bei einer Mindestrate des fünffachen Raumvolumens pro Stunde ausgetauscht. Die Chemikalien werden in Abzugsschränken mit einer zusätzlichen Ventilation gemischt und dort auch in geeignete Formen umgefüllt (s. unten).

Bei der Handhabung des Silans muß grundsätzlich eine gasdichte Schutzbrille, im Falle größerer Mengen eine Gasmaske getragen werden.

An besonderen Stellen sind Gasschnüfler angebracht, die gefährliche Konzentrationen von Methanol entdecken. Von Zeit zu Zeit wird die integrale Methanolkonzentration in der Luft über die Dauer eines Tages hinweg gemessen.

Um Aerogel guter Qualität herzustellen, müssen die Chemikalien (s. Tabelle 16) von höchster Reinheit sein. Die Reinheit des Methanols wird vom Hersteller mit 99 % angegeben, das Wasser ist doppelt destilliert. Das Tetramethoxysilan wird vom Erzeuger ohne Reinheitsangabe geliefert; für die Herstellung optisch transparenten Aerogels hat es sich als notwendig erwiesen, das Silan vor dem Gebrauch zu destillieren und sofort mit einem Teil des benötigten (s. unten) Methanols zu vermischen. Der andere Teil des Methanols wird bereits einen Tag vor Herstellung des Alkogels mit dem Wasser vermischt, so daß die Mischung wieder auf Raumtemperatur abgekühlt und das im Wasser gelöste CO<sub>2</sub> teilweise entwichen ist.

Die Reaktionen (1) und (2) werden mit einer alkalischen Substanz, Hexamethyldisilazan (HMDS) (s. Tabelle 16) katalysiert. Die Verwendung von Ammoniakwasser ergibt vergleichbar gute Ergebnisse, jedoch ist die Lagerung von Ammoniakwasser über einen längeren Zeitraum in definierter Konzentration auf Grund seiner Flüchtigkeit schwieriger.

Tabelle 16. Chemikalien für die Herstellung von Aerogel

Name	Summenformel	Warenbezeichnung, Artikelnummer	Reinheit %	Hersteller, Verteiler
Tetramethoxysilan	Si(OCH <sub>3</sub> ) <sub>4</sub>	Dynasil M	---	Dynamit Nobel Troisdorf, Deutschland
Methanol	CH <sub>3</sub> OH	6008	99	E. Merck, Darmstadt, Deutschland
Hexamethyldisilazan	(CH <sub>3</sub> ) <sub>3</sub> SiNHSi(CH <sub>3</sub> ) <sub>3</sub>	HMN	98	Wacker Chemie GmbH, München, Deutschland

Die zur Herstellung von Aerogel mit n=1,025 erforderlichen Volumenverhältnisse von Silan, Wasser, Methanol und Katalysator sind in Tabelle 17 aufgelistet. Der Anteil des Wassers ist doppelt so groß wie die Mindestmenge, die sich vom Vergleich der Reaktionen (1) und (2) her errechnet. Die zusätzlich benötigte Wassermenge ist auf die verbleibenden Hydroxylgruppen auf der Kolloidoberfläche und vermutlich auch auf deren Adsorption von Wassermolekülen zurückzuführen. Die Wahl einer noch größeren Wassermenge verschiebt das Reaktionsgleichgewichtes in (2)

stärker auf die linke Seite, was beim Altern der Gele und während des Heizzyklus im Autoklaven zu unerwünscht starken Umorientierungen des Gelgerüstes führt.

Der Volumenanteil des Methanols bestimmt die Konzentration des Silans in der Lösung und damit die Dichte und den Brechungsindex des Aerogels. Die zugefügte Menge berücksichtigt Volumenverluste, die durch Verdunsten des Methanols während der Alkogeherstellung und durch Schrumpfen des Gels beim Extrahieren des Methanols im Autoklaven entstehen.

Tabelle 17. Volumenverhältnisse der Chemikalien für die Herstellung von Aerogel mit  $n=1,025$

Silan	V O L U M E N von		HMDS ( $\cdot 10^3$ )
	Wasser	Methanol	
2	1	4,7	6,7

Die Gelierzeit beträgt 30 bis 35 Minuten bei einer Rührzeit von 20 Minuten.

Die zugefügte Katalysatormenge bestimmt die Reaktionsgeschwindigkeiten und daher die Zeitdauer bis zur Gelbildung. Die Versuchsreihen bei DESY haben gezeigt, daß eine kurze Gelierzeit notwendig für eine gute optische Transparenz des Aerogels ist. Aus praktischen Erwägungen ist die Katalysatormenge so bemessen, daß die Gelbildung 30 bis 35 Minuten nach Zusammenfügen aller chemischen Komponenten eintritt.

Kurz vor Herstellung des Alkogels wird der Katalysator mit dem Methanol-Wasser-Gemisch vermengt, damit die chemischen Reaktionen von Beginn an gleichmäßig über das ganze Volumen ablaufen können. Die Chemikalien werden anschließend in einem durch fließendes Leitungswasser gekühlten Topf aus rostfreiem Stahl gemischt, der mit einer Polyäthylenfolie ausgekleidet ist. Diese wird für jeden neuen Mischansatz gewechselt, wodurch der Aufwand für das Reinigen der Utensilien klein gehalten wird. Die Lösung wird dauernd gerührt und nach 20 Minuten in Glasformen umgefüllt. Diese werden mit Glasplatten abgedeckt, um das Verdunsten des Methanols zu verhindern. Die dort fortschreitenden che-

mischen Reaktionen führen zu einer Erwärmung der Flüssigkeit. Durch Temperaturgradienten in Richtung der Formenwände kommt es zur Konvektion und zur Ausbildung von Schlieren, die beim Gelieren "einfrieren" und beträchtlich zur Lichtstreuung im Aerogel beitragen. Ihr Auftreten wird unterdrückt, indem die Formen auf eine auf 30°C geheizte Platte gestellt werden.

Ein Mischansatz besitzt ein Gesamtvolumen von 4,25 l, ausreichend zur Herstellung von 6 Arogestücken, jedes mit einem Volumen von  $17 \cdot 17 \cdot 2,3 \text{ cm}^3$ .

Die Formen sind quadratische Glasschüsseln mit einer Fläche von  $17 \cdot 17 \text{ cm}^2$ , 3 cm hohen Seitenwänden und einer Wandstärke von 3 mm. Da sich das Gel während des Herstellungsprozesses mehrfach zusammenzieht und wieder ausdehnt, muß es sich leicht von den Wänden und aus den Ecken lösen können, um das Entstehen von Rissen zu vermeiden. Die Kanten und Ecken der Formen besitzen daher einen Mindestkrümmungsradius von 5 mm. Die Schüsselwände werden mit Gebrauch rau und daher vor jedem neuen Gebrauch mit einem dünnen Teflonfilm eingesprüht und poliert.

Zwei Stunden nach dem Gelieren sind die Alkogele stabil genug, um zum Altern in ein Methanol-Wasser-Bad gestellt zu werden. Dessen Wasseranteil entspricht dem Anteil, der für die Flüssigkeit im Alkogel erwartet wird; bei der Herstellung von Aerogel mit  $n=1,025$  beträgt er 6 Volumenprozent. Insgesamt werden 12 Formen in einem Plastikbehälter untergebracht, der 22 Liter dieses Methanol-Wasser-Gemisches enthält. Die Temperatur dieses Bades wird auf 22 bis 25° C gehalten.

In diesem Behälter werden die Alkogele 10 Tage lang gelagert.

Das Altern der Gele ist von besonderer Wichtigkeit für die optische Qualität des Aerogels, da sich in dieser Zeit seine Struktur genügend verfestigt, um den extremen Temperaturen und Drucken im Autoklaven standzuhalten.

Im Autoklaven wird das Alkogel auf Temperaturen von 270°C bei Drucken von 120 bar erhitzt. Unter diesen Bedingungen laufen bei Anwesenheit von Wasser und Katalysator die Alterungsprozesse mit größerer Geschwindigkeit und stärkerem Umfang ab.

Die gealterten Alkogele werden mehrere Tage vor dem Heizzyklus daher in ein frisches Bad reinen Methanols gestellt, um ihnen eine möglichst große Menge an Wasser und Katalysator zu entziehen. Danach werden insgesamt 24 Alkogelstücke in einen Autoklaven gefüllt und vollständig mit Methanol bedeckt.

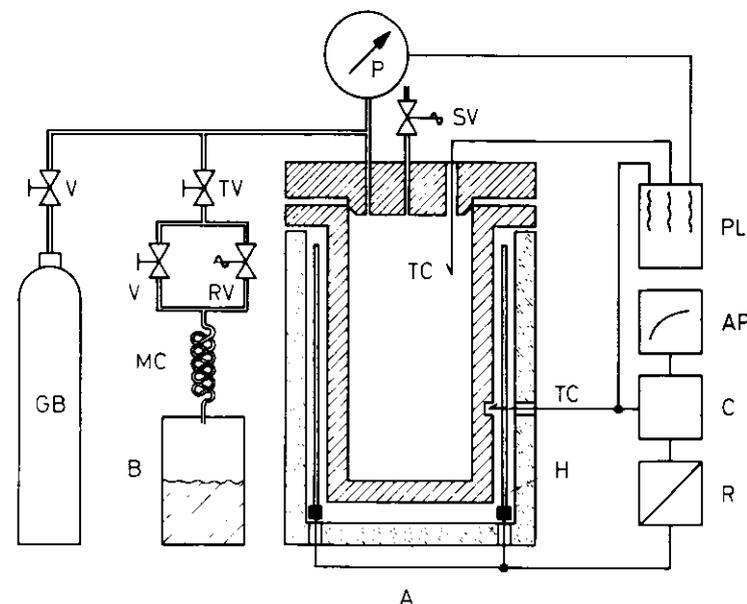
Tabelle 18. Autoklavenparameter

Nr.	Nutzbares Volumen Durchmesser/ Höhe (cm)	Konstruktions- material	Verschluss	Max. Temp. (°C)	Max. Druck (bar)	Heizmantel	Hersteller
1	26/95	rostfreies Stahlfutter DIN 1.4571	Dichtungs- freier Konus	300	300	Elektrische Infrarot- stäbe, 14 kW	E. HAAGE, Mühlheim- Ruhr, Deutschland
2	26/95	rostfreier Stahl DIN 1.4751	---	350	165	---	---

Rohre, Anschlußstücke und Ventile wurden von der Firma American Instrument Company, Silver Spring, Maryland, USA, bezogen.

Insgesamt stehen zwei Autoklaven zur Verfügung; ihre technischen Daten finden sich in Tabelle 18. Die schematische Darstellung des Systems zur Temperatur- und Druckregelung ist in Figur 63 dargestellt. Die Temperatur im Innern des Autoklaven wird durch einen analog programmierten Spannungsregler in Verbindung mit einem Thermoelement, das Kontakt zur Außenfläche des Stahlkessels hat, geregelt. Ein mechanisches Überdruckventil beschränkt den maximalen Innendruck auf 120 bar; die langsame Expansion erfolgt mit einem handgesteuerten Nadelventil.

Der Heiz- und Entspannungszyklus muß einerseits in möglichst kurzer Zeit erfolgen. Die Geschwindigkeit ist allerdings dadurch begrenzt, daß das Gel dabei mechanischen Belastungen ausgesetzt ist. In Figur 64 ist der Temperatur- und Druckverlauf des Heizzyklus dargestellt. Vor dem Hochheizen wird der Innendruck des Kessels mit Stickstoff auf 50 bar erhöht, um aus Sicherheitsgründen die Sauerstoffkonzentration zu erniedrigen und das Kochen des Methanol beim Hochheizen zu verhindern. Bei Temperatur wird anschließend über einen Zeitraum von 24 Stunden auf 270°C erhöht; der Innendruck verbleibt währenddessen bei konstant 120 bar. Bei Erwärmen dehnt sich das Methanol aus und setzt beim Durchströmen der Gelporen durch Reibung das Gelgerüst unter Spannung. Der in Figur 64

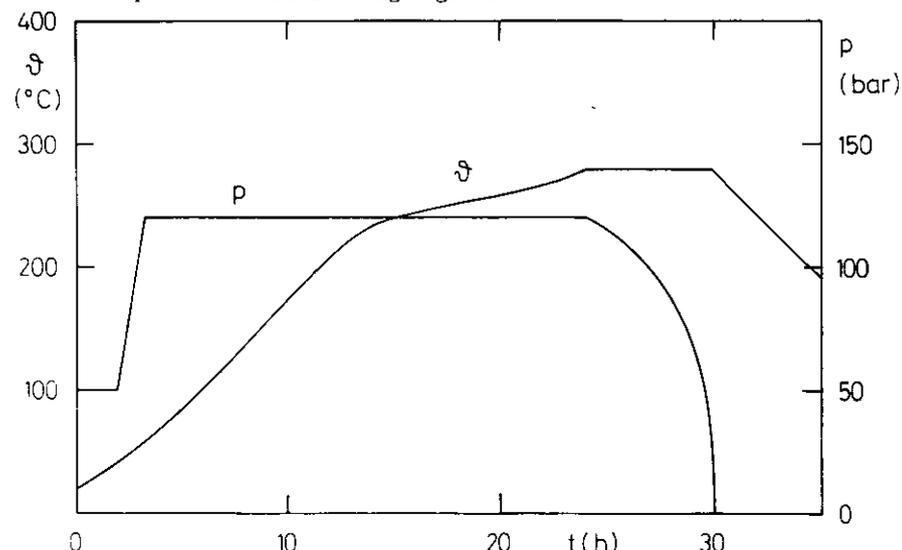


Figur 63 Schematische Darstellung des Autoklavensystems.

32912

Gezeigt sind :

Autoklav A mit Infrarotheizung H, Sicherheitsventil SV, Thermoelement TC, Gasflasche GB, Ventil V, Drosselventil TV, Nadelventil RV, Kondensationsschlange MC, Kanister B, Manometer P mit elektrischer Auslese, Schreiber PL, Analogprogramm AP für die Nenntemperatur, Komparator C und Leistungsregler R.



Figur 64 Zeitlicher Temperatur- und Druckverlauf im Autoklaven

Der Temperaturanstieg und der Druckabfall sind für eine konstante Spannung im Aerogel gerechnet.

133

dargestellte Temperaturverlauf ist so angelegt, daß die Spannungskräfte bei steigender Temperatur und konstantem Druck gleich bleiben; oberhalb von 215°C nähert sich die Temperatur ihrem Endwert daher vergleichsweise langsamer.

Nach Erreichen der Endtemperatur wird das Methanol aus dem Gel durch Entspannen des Autoklaven extrahiert. Als optimale Zeitspanne hat sich dafür ein Wert von 5-6 Stunden herausgestellt.

Der gesamte Heizzyklus dauert einschließlich des Abkühlens der Autoklaven zwei Tage. Beide Autoklaven wurden insgesamt bis zu dreimal pro Woche neu gefüllt, was einer maximalen Produktionsrate von 90 l Aerogel pro Woche entspricht.

Nach Verlassen des Autoklaven ist die Oberfläche der Kolloide mit Methoxylgruppen bedeckt; der Grund dafür ist, daß bei hoher Temperatur und hohem Druck die Hydrolyse des Esters (Reaktion (1)) in der Methanolatmosphäre umgekehrt wird und die Hydroxylgruppen durch Methoxylgruppen ersetzt werden<sup>99)</sup>. Dieses verleiht dem Aerogel hydrophobe Eigenschaften.

Durch Verbrennen der Methoxylgruppen werden die optischen Eigenschaften des Aerogels verbessert. Die Aerogelstücke werden dazu in einem Heißluftofen für zwei Stunden auf 400°C erhitzt. Dadurch wird der Transmissionskoeffizient im Mittel um 30 % und gleichzeitig der Brechungsindex im Mittel um 3 % erniedrigt. Das Aerogel besitzt jetzt allerdings ein hydrophiles Verhalten und muß zur Erhaltung seiner optischen Eigenschaften gegen Feuchtigkeit geschützt werden. Aus diesem Grunde werden die Aerogelzähler bei TASSO dauernd mit Stickstoff gespült.

Die einzelnen Schritte der Aerogelherstellung und ihre Zeitdauer sind in Tabelle 19 zusammengestellt. Insgesamt dauert die Herstellung eines Aerogelstückes vom Zusammenmischen der Chemikalien bis zum Verlassen des Heißluftofens 16 Tage.

Zur Kontrolle der Produktion und zur Auswahl geeigneter Stücke für den Einbau in die Zähler wurde der Brechungsindex jedes Stückes an mehreren Stellen gemessen und jedes Stück nach Zahl und Stärke von Sprüngen klassifiziert.

Der Brechungsindex wurde an drei verschiedenen Stellen aus der Ablenkung eines Helium-Neon-LASER-Strahls beim Durchqueren einer Ecke des Aerogelstückes bestimmt. Für eine Reihe von 986 Stückchen, die unter nahezu den gleichen Bedingungen hergestellt wurden, besaß der mittlere Bre-

Tabelle 19. Die Phasen der Aerogelherstellung

Herstellungsschritt	Z e i t d a u e r	
Herstellung doppelt destillierten Wassers; Mischen von Methanol und Wasser; Destillation des Silans; Mischen des Silans und des Methanols;		1. Tag
Herstellung des Alkogels :		2. Tag
Vermischen der Chemikalien und Zugabe des Katalysators	Rührzeit 20 Min.	
Umfüllen in Glasformen	Gelierzzeit 30-35 Min.	
Vorhärten des Alkogels	2 Stunden	
Altern des Alkogels im Methanol-Wasser-Bad	10 Tage	
Entziehen des Methanols im Autoklaven		
Entzug des Wassers und Katalysators in reinem Methanol	2 Tage	12. Tag
Füllen der Alkogele in die Autoklaven		14. Tag
Heizphase	24 Stunden	
Extraktionsphase	6 Stunden	
Abkühlen der Autoklaven	18 Stunden	
Verbrennen der Methanol-rückstände im Heißluftofen		16. Tag
Erwärmen auf 400°C	1 Stunde	
Verbrennen bei 400°C	2 Stunden	
Abkühlen	12 Stunden	

chungsindex eine relative Streuung von  $\sigma_n / \langle n \rangle = 1-5\%$ . Die Variation von  $n-1$  innerhalb eines Stückes ist in Figur 65 dargestellt. Sie ist kleiner als 5%. In diesem speziellen Fall wurde der Brechungsindex aus der lateralen Verschiebung eines LASER-Strahls, der 3 cm Aerogel schräg zu dessen planparallelen Oberflächen durchquerte, bestimmt.

Die Vorrichtung zur Transmissionsmessung ist in Figur 66 skizziert. Das Licht einer Halogenlampe wird bei 438 nm gefiltert und über Lichtleiter zur Bodenfläche des Aerogels geführt. Das transmittierte Licht wird von drei ebenfalls mit Lichtleitern verbundenen Photomultipliern nachgewiesen. Für dieselbe Gruppe von 986 Stücken ergab sich eine mittlere Transmissionslänge von  $\langle \Lambda \rangle = 2,64 \pm 0,22$  cm.

Beim Einbau in die Čerenkovzähler wurden nur Aerogelstücke verwendet, die folgende Anforderungen erfüllten:

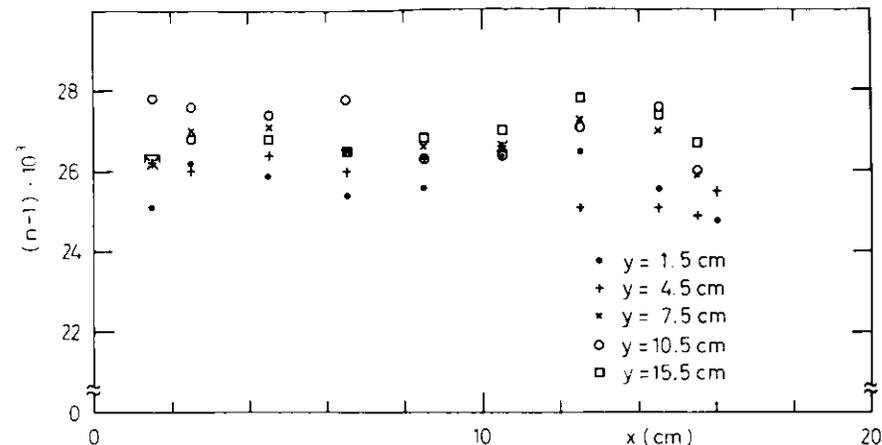
- $1,020 < n < 1,026$
- $\Lambda > 2,0$  cm
- keine oder nur sehr wenige Sprünge

Diese Anforderungen erfüllten im Laufe der Produktion bis zu 90% der Stücke einer Autoklavenfüllung.

Die Stücke wurden nach ihrem Brechungsindex in eine Gruppe mit  $n=1,020-1,23$  (25%) und in eine mit  $n=1,023-1,026$  (75%) unterteilt und anschließend in vollständig mit Milliporepapier ausgekleidete Schubladen gefüllt, deren Form der Geometrie der Čerenkovzähler angepaßt ist. Diese besitzen typische Ausmaße von  $100 \cdot 30 \cdot 35$  cm<sup>3</sup>. Die am Rand befindlichen Aerogelstücke wurden der Schubladenform durch Zurechtsägen mit einer Diamantkreissäge angepaßt. Mit dieser lassen sich sehr glatte Schnittflächen herstellen, die jedoch ein etwas milchiges Aussehen besitzen.

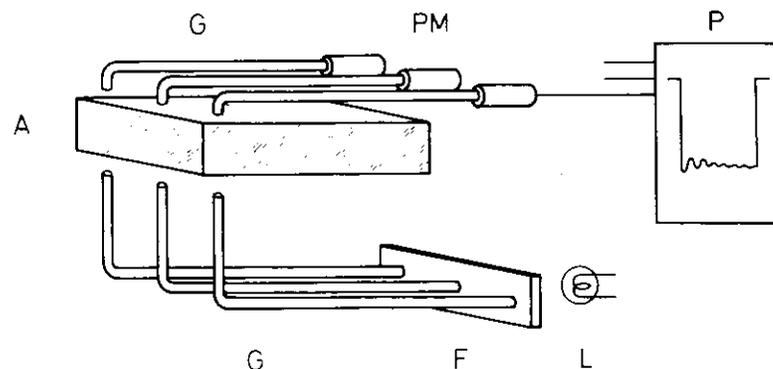
Zum Füllen einer Schublade auf eine Dicke von 13,5 cm werden etwa 120 Aerogelstücke benötigt. Für eine optimale Lichtausbeute sind die Aerogelstücke der einzelnen Lagen vom Schubladenboden aus mit zunehmender Transmissionslänge eingebaut.

Das eingefüllte Aerogel wurde anschließend mit gespannten weißen Baumwollfäden in der Schublade fixiert, um ein Herausfallen oder Verrutschen der Stücke beim Transport und beim Einbau der Zähler zu verhindern.



Figur 65 Verlauf des Brechungsindex innerhalb eines Aerogelstückes über die 17·17 cm<sup>2</sup> Oberfläche

Die Streuung der Daten ist im wesentlichen auf Unebenheiten in der Oberfläche zurückzuführen.

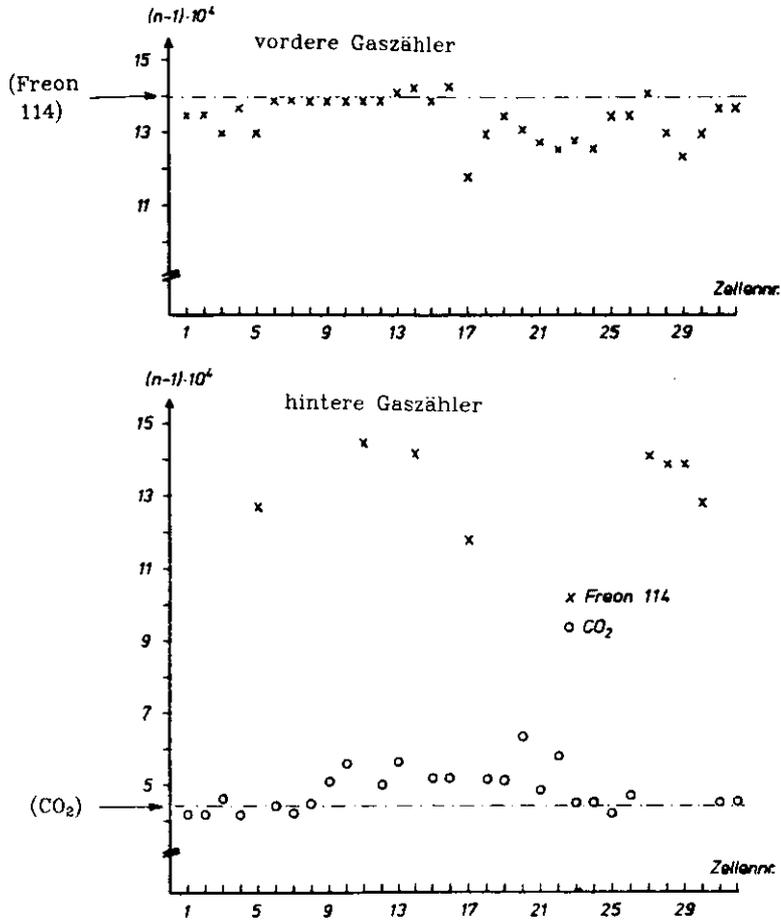


32911

Figur 66 Schematische Darstellung der Apparatur zur Transmissionsmessung

Das Licht einer Lampe L wird bei 438 nm gefiltert (F) und erreicht über Lichtleiter G das Aerogelstück A. Photomultiplier PM weisen das Licht nach und schicken ihre Signale zum Schreiber P. Währenddessen wird das Aerogelstück durch die Lichtstrahlen bewegt.





Figur 68 Gemessene Brechungsindizes aller Gasčerenkovzähler  
(Die Daten sind das Ergebnis einer MeBreihe)

In den Rekonstruktionsprogrammen wird die Spur des durchlaufenden Teilchen in zwei Spuren aufgeteilt. Die Abtrennung gegen Zweispurereignisse aus Strahl-Gas-Wechselwirkungen, Zwei-Photon-Streuung und QED-Annihilationsereignissen erfolgt mit folgenden Schnitten<sup>107)</sup> :

- Die Gesamtladung des Ereignisses ist gleich Null.
- Die Flugzeitdifferenz zwischen den inneren Flugzeitzählern der beiden Spuren liegt zwischen 7 und 13 ns (10 ns ist die Flugzeit eines Teilchens mit  $\beta=1$  zur die Durchquerung des Innendetektors).
- Die beiden Spuren müßen kollinear sein :
  - $\pi - 0,02 < |\varphi_1 - \varphi_2| < \pi + 0,02$  rad
  - $- 0,05 < \vartheta_1 + \vartheta_2 < + 0,05$  rad .

Zur Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit der Čerenkovzähler werden weitere Bedingungen an die Teilchen gestellt :

- Die Spuren müssen den Akzeptanzfenschnitt in der flachen Driftkammer passieren (s. 4.2).
- Der Abstand der extrapolierten Spur zu irgendeiner Wand des durchquerten Čerenkovzählers muß mindestens 5 cm betragen.

Das Impulsspektrum der Spuren, die diese Bedingungen erfüllen, ist in Figur 69 dargestellt. Insgesamt wurden 17000 Myonen mit Impulsen oberhalb von 500 MeV/c untersucht.

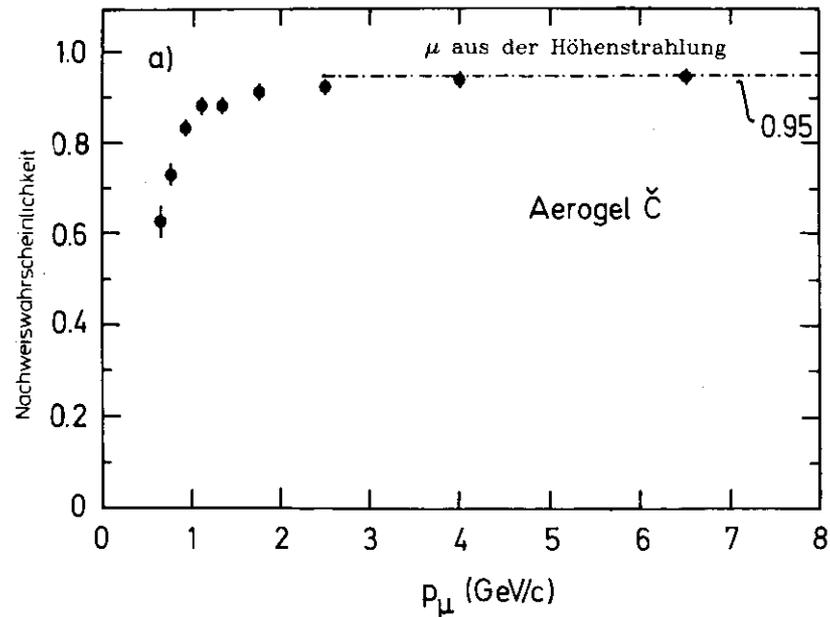
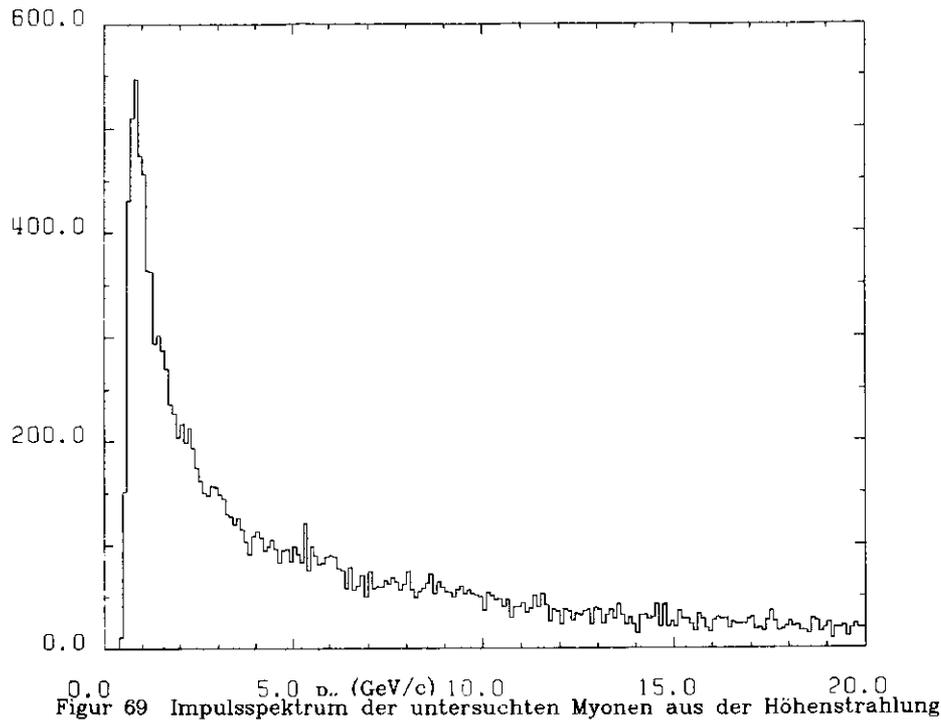
### A.3.1 Die Aerogelzähler

Die Nachweiswahrscheinlichkeit der Aerogelzähler für Myonen ist in Figur 70 gegen den Impuls aufgetragen. Der niedrigste Meßpunkt bei einem mittleren Impuls von 650 MeV/c liegt bereits oberhalb der Myonschwelle im Aerogel von 480 MeV/c. Oberhalb eines Impulses von 3 GeV/c wird eine mittlere Nachweiswahrscheinlichkeit  $\epsilon_A$  von

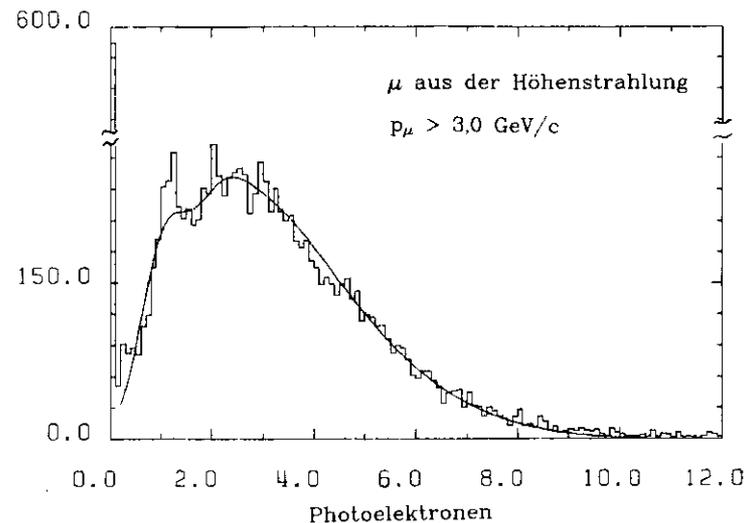
$$\epsilon_A = 0,95 \pm 0,02(\text{stat.}) \pm 0,02(\text{syst.})$$

beobachtet. Der systematische Fehler berücksichtigt dabei Qualitätsunterschiede zwischen den einzelnen Zählern.

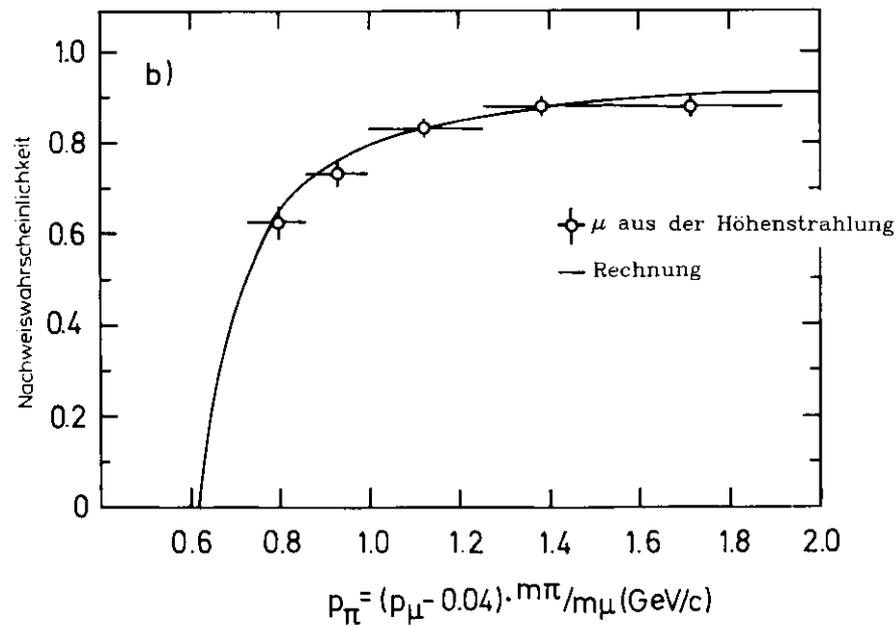
Die in diesem Impulsbereich beobachtete Pulshöhenverteilung in Einheiten von Photoelektronen ist in Figur 71 dargestellt. Im Mittel werden  $3,0 \pm 0,15$  Photoelektronen beobachtet. Die Nachweisschwelle von 0,2 Photoelektronen ist durch einen Pfeil gekennzeichnet.



142 Figur 70 Nachweiswahrscheinlichkeit der Aerogelčerenkovzähler für Myonen aus der Höhenstrahlung als Funktion des Impulses  $p_\mu$



Figur 71 Pulshöhenverteilung im Aerogelčerenkovzähler für Myonen aus der Höhenstrahlung mit  $p_\mu > 3.0 \text{ GeV/c}$ . Die durchgezogene Linie ist das Ergebnis einer Anpassungsrechnung gemäß der Gleichungen (A.3) und (A.4).



Figur 72 Erwartete Pionschwellenkurve im Aerogelčerenkovzähler. Die Datenpunkte sind die mit Myonen aus der Höhenstrahlung gewonnenen Werte, die auf den spezifischen Energieverlust in der Spule von im Mittel 40 MeV korrigiert und auf die Pionmasse skaliert sind.

in guter Näherung kann die Emission von Photoelektronen an der Photokathode durch eine Poissonverteilung  $P_m(n)$  beschrieben werden:

$$P_m(n) = \frac{m^n}{n!} \cdot e^{-m} \quad (\text{A.1})$$

Dabei ist  $m$  der Mittelwert der Verteilung und  $n$  die Zahl der Photoelektronen. Solange die Verstärkung der Röhren so hoch ist, daß einzelne Photoelektronen sicher nachgewiesen werden, ist die Nachweiswahrscheinlichkeit der Zähler  $\varepsilon$  mit der mittleren Zahl der an der Anode beobachteten Photoelektronen  $\langle N_e \rangle$  über die Gleichung

$$\varepsilon = 1 - \exp(-\langle N_e \rangle) \quad (\text{A.2})$$

verknüpft. Inhomogenitäten des Dynodenmaterials führen zu Verstärkungsschwankungen und damit zu Verbreiterungen der einzelnen Photoelektronensignale an der Anode. Dadurch fällt ein Teil der Signale unter die gesetzten Nachweisschwellen und die Gleichung (A.2) muß modifiziert werden. In guter Näherung kann das kontinuierliche Photoelektronenspektrum  $F_{\langle N_e \rangle}(x)$  an der Anode als eine Poissonverteilung um den Mittelwert  $\langle N_e \rangle$  beschrieben werden, von der jeder diskrete Wert durch eine Gaußverteilung ersetzt ist<sup>108)</sup>:

$$F_{\langle N_e \rangle}(x) = \sum_{N=1}^{\infty} \left\{ \frac{\langle N_e \rangle^N \cdot \exp(-\langle N_e \rangle)}{N!} \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi N}} \cdot \exp\left(-\frac{(x-N)^2}{2\sigma_G(N)^2}\right) \right\} \quad (\text{A.4})$$

Die Breite der Gaußverteilung  $\sigma_G(N)$  des  $N$ -ten Photoelektrons ist mit der Breite der Verteilung des ersten Photoelektrons  $\sigma_G(1)$  wie folgt verknüpft:

$$\sigma_G(N) = \sigma_G(1) \cdot \sqrt{N} \quad (\text{A.5})$$

$\sigma_G(1)$  wurde für die Röhren der Aerogelzähler zu 0,5 Photoelektronen bestimmt<sup>109)</sup>.

Die geschlossene Linie in Figur 71 zeigt das Ergebnis einer gemäß der Gleichungen (A.3) und (A.4) durchgeführten Anpassungsrechnung an die beobachtete Verteilung; summiert wurde dabei bis zum achten Term in (A.3). Die angepaßte Kurve gibt die Meßwerte sehr gut wieder.

Bei der Korrektur von Gleichung (A.2) auf die Nachweisschwelle sind in der Praxis nur die Verluste durch die Verbreiterung des ersten Photoelektrons zu berücksichtigen. Für die Aerogelzähler erhält man:

$$\varepsilon_A = 1 - (1 + 0,2) \cdot \exp(-\langle N_e \rangle) \quad (\text{A.5})$$

Mit  $\langle N_e \rangle = 3,0$  ergibt sich  $\varepsilon_A = 0,946$ , in guter Übereinstimmung mit der gemessenen Nachweiswahrscheinlichkeit.

Damit wird die erwartete Schwellenkurve für Pionen im Aerogelzähler als Funktion des Impulses berechnet. Die mittlere Zahl der pro Weglänge erzeugten Čerenkovphotonen ist unter der Annahme eines wellenlängenunabhängigen Brechungsindex proportional zu  $\sin^2\vartheta_c$  und damit über die Čerenkovbeziehung

$$\cos\vartheta_c = 1/\beta n$$

direkt mit dem Impuls verknüpft.

Die mit Gleichung (A.5) berechnete Schwellenkurve ist als geschlossene Kurve in Figur 72 dargestellt. Zum Vergleich sind die Meßpunkte aus Figur 70 ebenfalls abgebildet. Die Impulswerte wurden auf den spezifischen Energieverlust der Myonen in der Spule korrigiert und auf die Pionmasse skaliert. Die Rechnung gibt die Daten in guter Übereinstimmung wieder.

### A 3.2 Die Gaszähler

Vorgegeben durch die Abmessung der Proportionalkammer im Innendetektor kommen die Myonen von einer sehr ausgedehnten "Wechselwirkungszone". Zur Untersuchung der Gaszähler wurden Schnitte auf den minimalen Abstand der Spuren zum Ursprung gemacht:

$$\begin{aligned} |d_0| &< 5,0 \text{ cm} \\ |z_0| &< 10,0 \text{ cm} \end{aligned}$$

Dieser Schnitt reduziert die Zahl der Spuren um einen Faktor 4.

In der Figur 73 ist die Nachweiswahrscheinlichkeit der Freonzähler gegen den Myonimpuls aufgetragen.

Ein steiler Anstieg oberhalb der Myonschwelle von 2,1 GeV/c ist zu beobachten. Nach einer Schwelle von 500 MeV/c Breite wird oberhalb von 2,6 GeV/c eine Nachweiswahrscheinlichkeit  $\epsilon_p$  von

$$\epsilon_p = 0,996 \pm 0,002 \text{ (stat.)} \pm 0,002 \text{ (syst.)}$$

beobachtet. Die systematische Unsicherheit berücksichtigt die Nachweisverluste der Teilchen, die durch Streuung in der Spule den extrapolierten Zähler verfehlen.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit für Myonen in den CO<sub>2</sub>-Zählern ist Figur 74 zu entnehmen. Die Schwellenregion oberhalb von 3,5 GeV/c ist auf Grund unsicherer Impulsmessung fast 1,5 GeV/c breit. Im Nachweisplateau oberhalb von 5 GeV/c wird eine mittlere Nachweiswahrscheinlichkeit  $\epsilon_c$  von

$$\epsilon_c = 0,96 \pm 0,004 \text{ (stat.)} \pm 0,005 \text{ (syst.)}$$

beobachtet. Die Nachweisverluste von 4 Prozent resultieren im wesentlichen aus der Nachweisschwelle von einem Photoelektron für die Gaszähler.

Bei Impulsen oberhalb von 4 GeV/c wird in den Freonzählern eine mittlere Photoelektronenzahl  $\langle N_p \rangle$  von

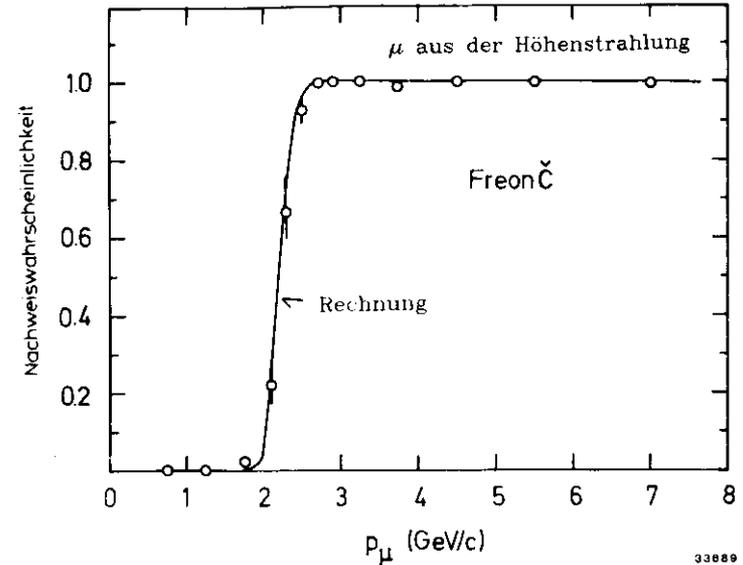
$$\langle N_p \rangle = 17,6 \pm 1,8 \quad \text{Photoelektronen}$$

und in den CO<sub>2</sub>-Zählern bei Impulsen oberhalb von 6 GeV/c von

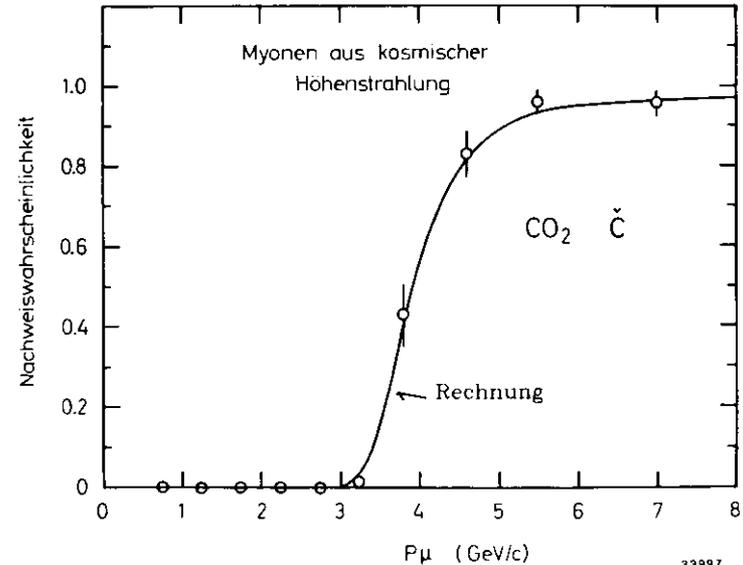
$$\langle N_p \rangle = 7,8 \pm 0,8 \quad \text{Photoelektronen}$$

beobachtet.

Gewöhnlich wird  $\langle N_p \rangle$  durch die Formel



Figur 73 Nachweiswahrscheinlichkeit der Freončerenkovzähler für Myonen aus der Höhenstrahlung als Funktion des Impulses. Die durchgezogene Linie gibt die gemäß Gleichung (A.6) erwarteten Werte unter Berücksichtigung der Impulsauflösung des Innendetektors wieder.



Figur 74 Nachweiswahrscheinlichkeit der CO<sub>2</sub>-Čerenkovzähler für Myonen aus der Höhenstrahlung als Funktion des Impulses. Die durchgezogene Linie gibt die gemäß Gleichung (A.6) erwarteten Werte unter Berücksichtigung der Impulsauflösung des Innendetektors wieder.

$$\langle N_e \rangle = N_0 \cdot L \cdot \sin^2 \psi_c \quad (\text{A.5})$$

parametrisiert.  $L$  ist dabei die vom Teilchen durchquerte Radiatorlänge und  $N_0$  ein Qualitätsfaktor, der ein Integral des  $1/\lambda^2$ -Čerenkovspektrums, multipliziert mit der Reflektivität der Spiegel, der optischen Transmission des Radiatorgases und des Photokathodenfensters und mit der Quantenausbeute des Photomultipliers. Die Wellenlängenabhängigkeit dieser Größen ist für die Freon- und  $\text{CO}_2$ -Zähler in Figur 75<sup>108)</sup> zu sehen. Der Gewinn in der Ausbeute an Photoelektronen im ultravioletten Bereich durch den Wellenlängenschieber wird aus dieser Figur ebenfalls deutlich.

Aus den Werten von  $\langle N_e \rangle$  ergeben sich für  $N_0$  folgende Werte :

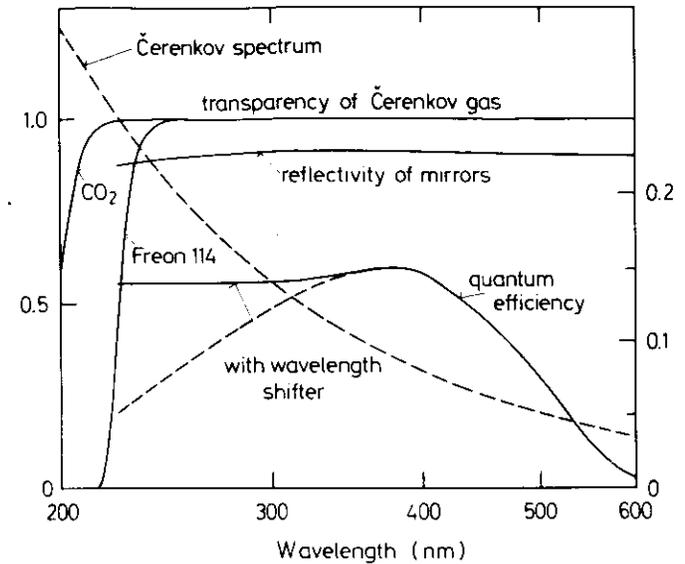
$$\begin{aligned} \text{Freon: } N_0 &= 79,4 \pm 7,9 \\ \text{CO}_2 : N_0 &= 85,9 \pm 8,6 \end{aligned}$$

Die beobachteten Schwellenkurven wurden ebenfalls mit einer Rechnung verglichen. Unter der Näherung eines rein poissonverteilten Pulshöhenspektrums besteht bei einer Nachweisschwelle von einem Photoelektron folgender Zusammenhang zwischen  $\varepsilon$  und  $\langle N_e \rangle$  :

$$\varepsilon = 1 - (1 + \langle N_e \rangle) \cdot \exp(-\langle N_e \rangle) \quad (\text{A.6})$$

Die erwartete Nachweiswahrscheinlichkeit als Funktion des Impulses ergibt sich aus der Faltung dieser Funktion mit der Impulsauflösung des Innendetektors. Die erwarteten Nachweiswahrscheinlichkeiten sind als geschlossene Kurve in den Figuren 73 und 74 zu sehen. In beiden Fällen werden die Meßwerte sehr gut reproduziert.

Zur Analyse der multihadronischen Ereignisse wird der Schnitt auf den Abstand der Spuren zur Wand gelockert. Im Aerogelzähler muß die extrapolierte Spur einen Mindestabstand von einem Zentimeter zur Wand besitzen; in den Gaszählern wird nur verlangt, daß die extrapolierte Spur den Zähler nicht seitlich durch eine Wand verläßt. Die Nachweiswahrscheinlichkeiten der Zähler für Myonen aus der Höhenstrahlung betragen dann :



Figur 75 Wellenlängenabhängigkeit der die Gasčerenkovzähler charakterisierenden Größen<sup>108)</sup>  
Čerenkovspektrum  $I(\lambda) \sim 2\pi\alpha/\lambda^2$   
(in beliebigen Einheiten)  
Reflektivität der Spiegel;  
Transmission von 1 m Freon 114 und  $\text{CO}_2$  unter Normalbedingungen (rechtsseitige Skala)  
Quantenausbeute des XP2041-Photomultipliers mit und ohne Wellenlängenschieber (linksseitige Skala)

$$\begin{aligned} \text{Aerogel: } \varepsilon_A &= 0,93 \pm 0,01 \quad (\text{stat.}) \pm 0,02 \quad (\text{syst.}) \\ \text{Freon} : \varepsilon_F &= 0,98 \pm 0,005 \quad (\text{stat.}) \pm 0,005 \quad (\text{syst.}) \\ \text{CO}_2 : \varepsilon_C &= 0,94 \pm 0,01 \quad (\text{stat.}) \pm 0,01 \quad (\text{syst.}) \end{aligned}$$

#### A.4 NUKLEARE WIRKUNGSQUERSCHNITTE IN ALUMINIUM

Messungen inelastischer und elastischer Kernwechselwirkungsquerschnitte geladener Pionen, Kaonen und Protonen/Antiprotonen an Aluminium sind nur in geringem Umfang veröffentlicht. Für die Auswertung wurden in vielen Impulsbereichen die Meßdaten an Kohlenstoff und Kupfer und, bei Impulsen unterhalb von 0,6 GeV/c, auch an Deuterium zu Aluminium extrapoliert.

Die Werte der benutzten Hadron-Aluminium-Wirkungsquerschnitte sind in Figur 76 abgebildet.

Ihre Fehler werden auf 10 bis 20 % abgeschätzt; für die Kaonwirkungsquerschnitte unterhalb von 1 GeV/c wird ein Fehler von 30 % angenommen.

$\pi^{\pm}$  - Al :

Daten für inelastische und elastische Wirkungsquerschnitte an Aluminium im Impulsbereich zwischen 0,6 und 1,6 GeV/c finden sich in<sup>72)</sup>. Der Verlauf der Wirkungsquerschnitte bei höheren Impulsen wurde optischen Modellrechnungen entnommen, die Messungen an Kohlenstoff angepaßt sind<sup>73)</sup>; die Größe der Wirkungsquerschnitte wurde an die Daten zwischen 0,6 und 1,6 GeV/c angepaßt. Im Impulsbereich unterhalb von 0,6 GeV/c gibt es Messungen des totalen Wirkungsquerschnittes an Aluminium<sup>74)</sup>. Das Verhältnis zwischen elastischem und inelastischem Wirkungsquerschnitt wurde der optischen Modellrechnung an Kohlenstoff<sup>73)</sup> entnommen.

$K^{\pm}$  - Al :

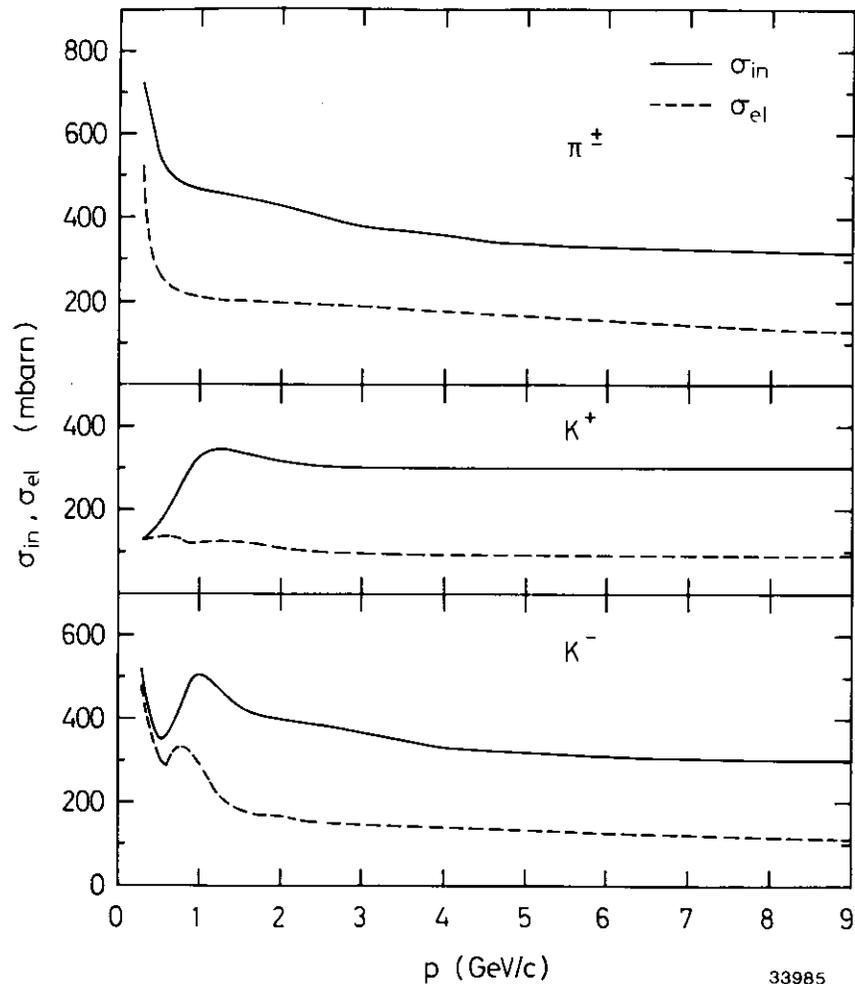
Detaillierte Messungen an Kohlenstoff und Kupfer gibt es im Impulsbereich zwischen 1 und 3 GeV/c<sup>75)</sup>. Sowohl die Kupfer- als auch die Kohlenstoffwerte wurden mit  $A^{2/3}$  (A ist das Atomgewicht) nach Aluminium skaliert, was in beiden Fällen ein konsistentes Resultat ergibt. Für Impulse unterhalb von 1 GeV/c wurden diese Werte gemäß dem Impulsverlauf von Messungen an Deuterium<sup>76)</sup> extrapoliert.

$p$  - Al : Im Impulsbereich zwischen 0,5 und 3,0 GeV/c gibt es Meßwerte an Aluminium<sup>73)</sup>. Diese wurden zu höheren Impulsen gemäß dem Impulsverlauf der pp- und pn-Wirkungsquerschnitte<sup>71)</sup> fortgesetzt.

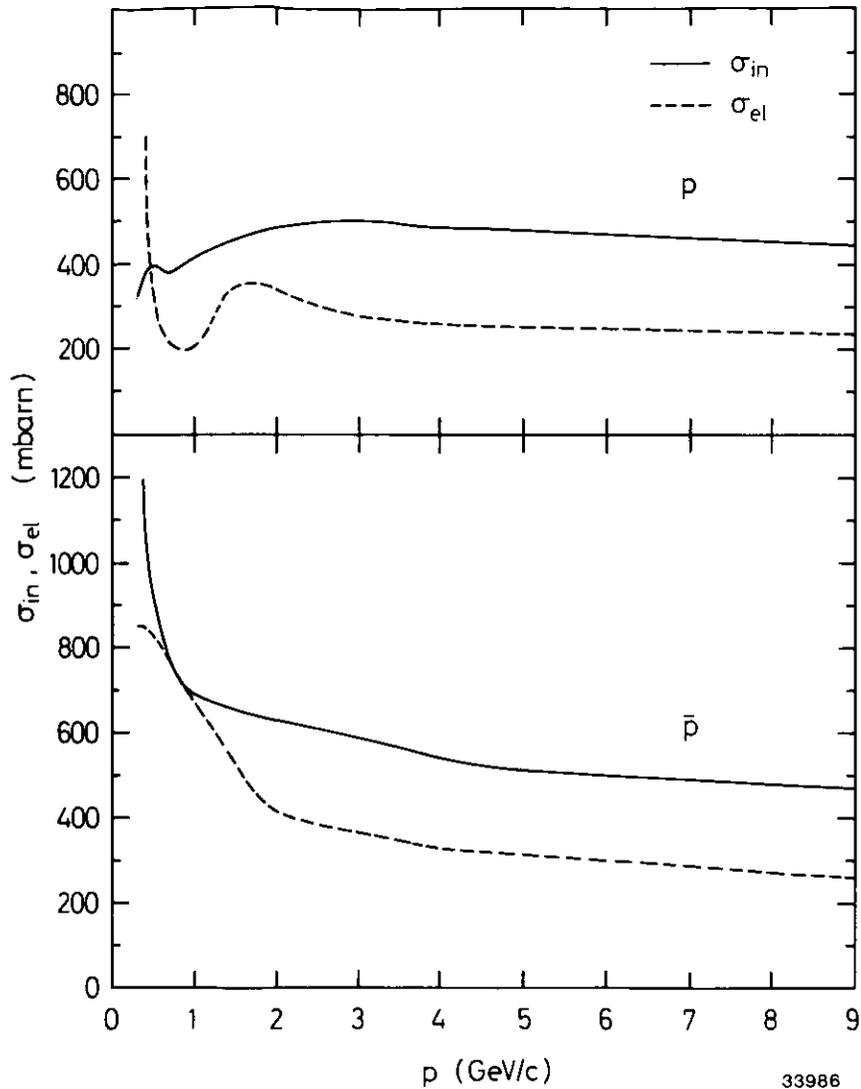
$\bar{p}$  - Al :

Im Impulsbereich zwischen 1 und 3 GeV/c gibt es ebenfalls Messungen an Kohlenstoff und Kupfer<sup>75)</sup>. Wirkungsquerschnitte für Aluminium wurden daraus wie für die Kaonen berechnet. Diese Werte wurden zu kleinen und zu großen Impulsen gemäß der Impulsabhängigkeit der  $\bar{p}p$ - und  $\bar{p}n$ -Wirkungsquerschnitte<sup>71)</sup> extrapoliert. Aufgrund der Annihilation steigen die Werte bei kleinen Impulsen rasch an.

Die Wahrscheinlichkeit  $W_T$ , daß ein Teilchen die Spule ohne Absorption durchquert und das Akzeptanzfenster der flachen Driftkammer trifft, wird wie folgt berechnet :



Figur 76



Figur 76 Elastische ( $\sigma_{el}$ ) und inelastische ( $\sigma_{in}$ ) Wirkungsquerschnitte von Hadronen an Aluminium

Ein Teil der Werte stammt aus Umrechnungen von Messungen an Kupfer, Kohlenstoff und Deuterium (s. Text).

Spuren, die eine inelastische Wechselwirkung machen, werden als verloren erachtet.

Der Effekt der diffraktiven Streuung wird durch den differentiellen Wirkungsquerschnitt

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{\sigma_{tot}^2}{16\pi} \cdot e^{-Bt} \quad (A.7)$$

beschrieben. Dabei sind

$$t = 4p^2 \sin^2 \theta / 2 \quad \text{das Quadrat des Impulsübertrages}$$

( $\theta$  ist der Streuwinkel bezogen auf die Richtung des einfallenden Teilchens)

und

$$\sigma_{tot} \quad \text{der totale Wirkungsquerschnitt.}$$

Im optischen Modell wird unter Vernachlässigung des Realteils der Streuamplitude die Konstante B im Exponenten der Winkelverteilung mit dem totalen und dem elastischen Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{el}$  wie folgt in Beziehung gesetzt :

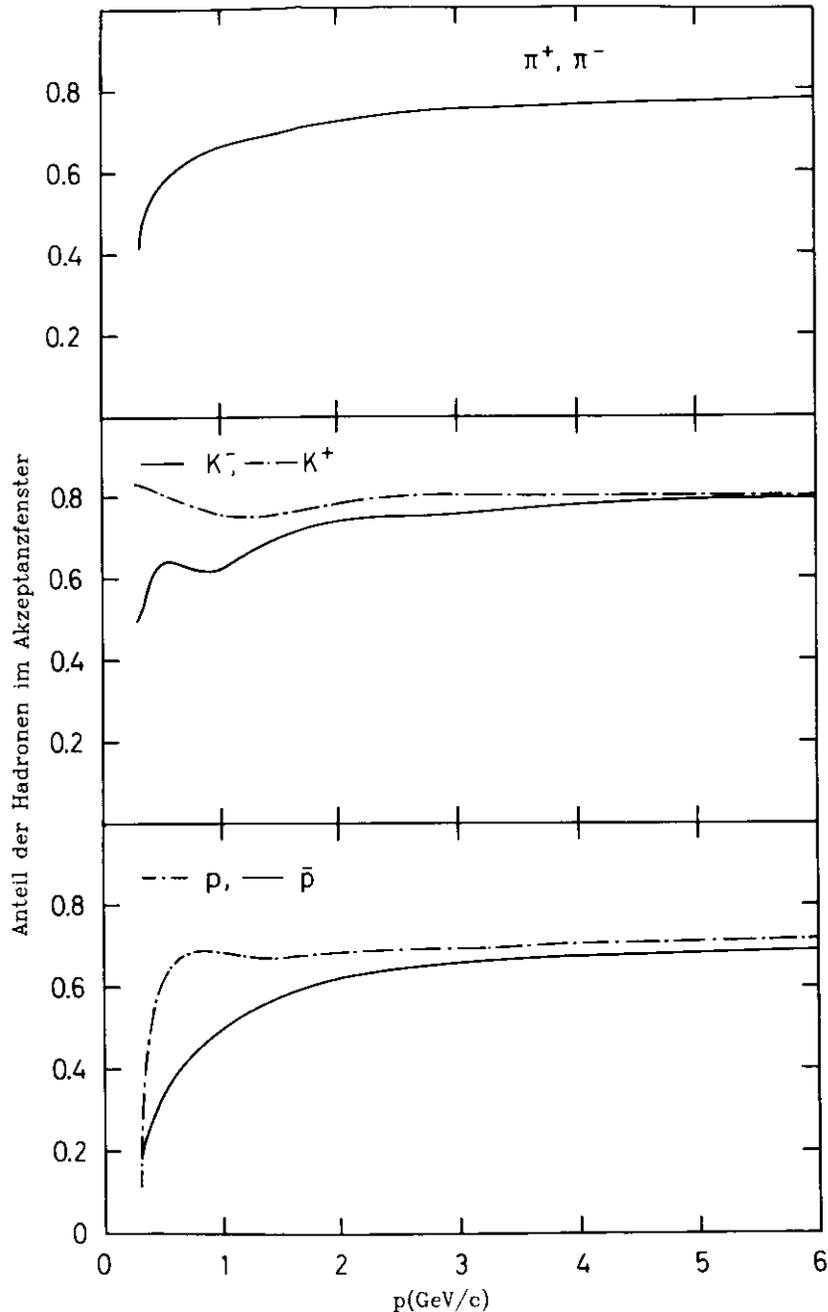
$$B = \frac{\sigma_{tot}^2}{16\pi\sigma_{el}} \quad (A.8)$$

Der Anteil der Teilchen, die aufgrund von Diffraktionsstreuung aus dem jeweiligen Akzeptanzfenster in der flachen Driftkammer gestreut werden, wird durch numerische Intergration bestimmt.

In der Figur 77 ist  $W_T$  für die verschiedenen Hadronen gegen den Impuls aufgetragen.

#### A.5 DIE ERKENNUNG VON ELEKTRONEN UND POSITRONEN IN DEN HADRONARMEN

Das Verhalten von Elektronen und Positronen (im folgenden kurz nur als Elektronen bezeichnet) in den Hadronarmen wurde für Impulse zwischen 0,3 und 17 GeV/c untersucht. Die Elektronen wurden aus Ereignissen mit



Figur 77 Berechnete Wahrscheinlichkeit  $W_T$ , ein Hadron im Akzeptanzfenster der flachen Driftkammer zu registrieren, als Funktion des Impulses (100 % Ansprechvermögen der Kammer)

zwei entgegengesetzt geladenen Spuren selektiert, die bei Schwerpunktsenergien von  $W=14, 22$  und  $34$  GeV aufgezeichnet worden waren.

Bei Spuren mit Impulsen zwischen  $0,3$  und  $5,0$  GeV/c, meist aus Ereignissen von Zwei-Photon-Streuprozessen, wurde verlangt, daß eines der beiden Teilchen als Elektron durch

- Licht in allen drei Zählern einer Čerenkovzelle
- und kein Signal in der Myonkammer

identifiziert worden war. Die andere Spur wurde dann untersucht.

Teilchen mit gemessenen Impulsen oberhalb von  $5,0$  GeV/c, meist aus Ereignissen der Bhabhastreuung, wurden direkt als Elektron mit folgenden Kriterien identifiziert :

- kein Signal in der Myonkammer
- $|E_{\text{Spur}} - p_{\text{Spur}}| < 2,5 \sigma_E$ ,  
wobei  
 $E_{\text{Spur}}$  die in den Schauern beobachtete Energie,  
 $p_{\text{Spur}}$  der gemessene Teilchenimpuls  
 und  
 $\sigma_E$  die Energieauflösung der Schauern (s.2.2.2.)  
 sind.

Der Schnitt auf hohe Schauerenergien soll die Fälle unterdrücken, in denen eng neben der Spur ein Photon geflogen ist, welches seinerseits in der Spule aufschauern kann.

Das Verhalten der Elektronen in der flachen Driftkammer und in den Čerenkovzählern wurde untersucht und die Ergebnisse mit Simulationsrechnungen verglichen. Einzelne, am Ursprung generierte Elektronen wurden mit dem Simulationsprogramm elektromagnetischer Schauern EGS<sup>79)</sup> durch die Spule verfolgt. Die geladenen Schauerteilchen, die die Spule verließen, wurden in die flache Driftkammer und das Čerenkovzählensystem extrapoliert. Die in den jeweiligen Zählern beobachteten Signale wurden gemäß einer Poissonverteilung um die experimentell bestimmten Mittelwerte erzeugt und die Richtungsabhängigkeit in der Lichtsammlung der Gaszähleroptik dabei berücksichtigt.

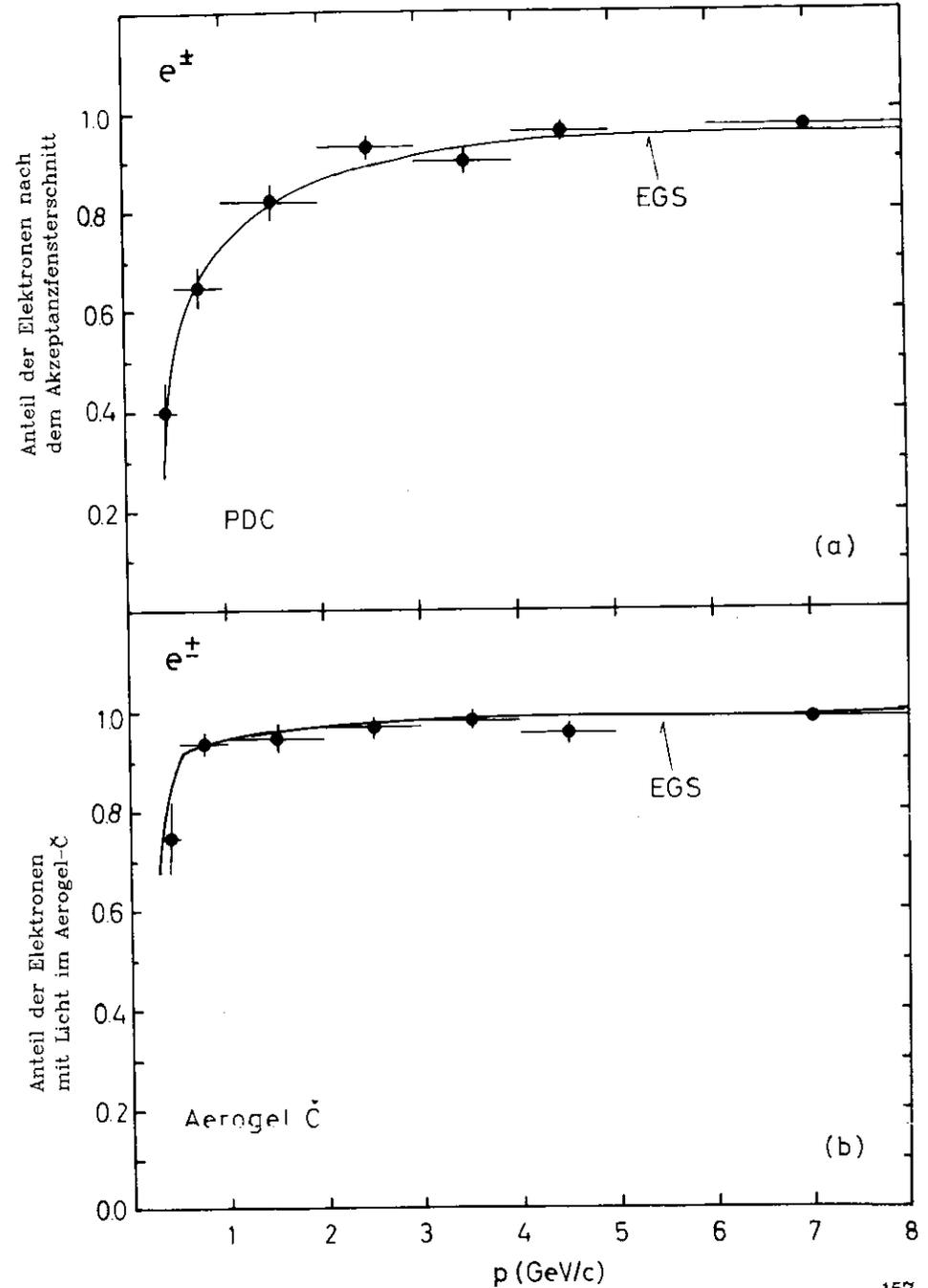
Die Signalerzeugung in der flachen Driftkammer wurde dadurch simuliert, daß jedes geladene Sekundärteilchen, das das Akzeptanzfenster des am Ursprung generierten Elektrons trifft, dort mit einer Wahrscheinlichkeit von  $87\%$  einen Anodendraht und einen Kathodenstreifen setzt (vgl. 4.2).

In Figur 78a ist der Anteil der Elektronen, die im Akzeptanzfenster der flachen Driftkammer registriert werden, gegen den Impuls aufgetragen. Wegen der Schauerbildung der Elektronen wird oberhalb von 2 GeV/c mit mehr als 93 % ein höherer Wert als für die Myonen (s.4.2.) beobachtet. Zu niedrigeren Impulsen fällt dieser Wert jedoch rasch ab und beträgt bei 0,5 GeV/c nur noch rund 50 %. Dies ist verständlich, da die in der Spule erzeugten Elektronen im Mittel unter großen Winkeln gestreut werden und bei kleinen Impulsen des einlaufenden Elektrons die mittlere Zahl der erzeugten Elektronen klein ist. Dasselbe Verhalten wird von der Simulationsrechnung sowohl hinsichtlich der Form als auch der Größe der Meßwerte wiedergegeben.

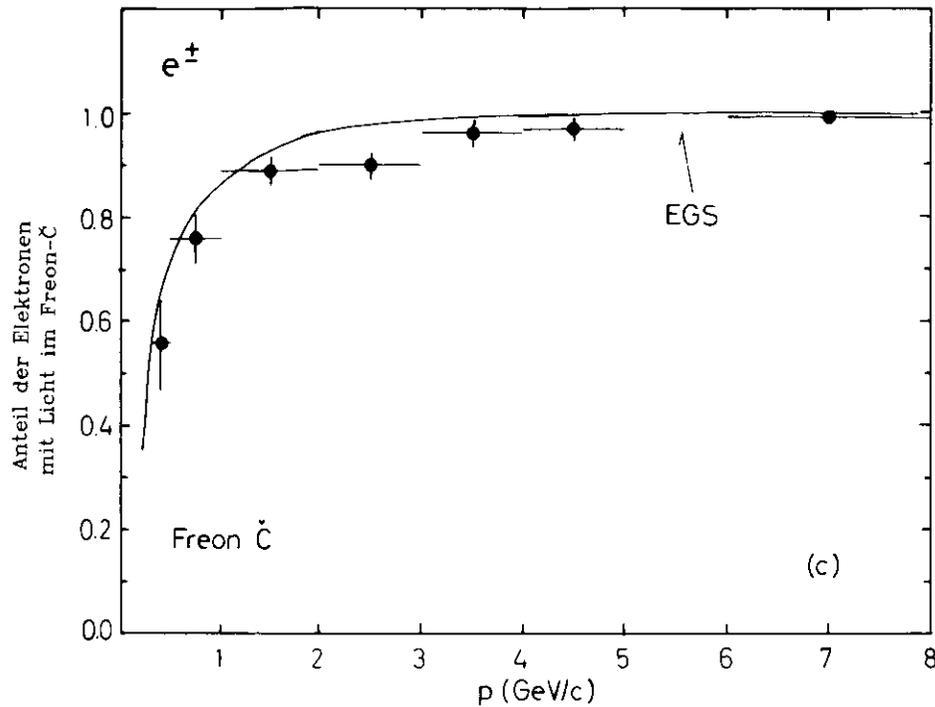
Zur Untersuchung der Elektronen in den Cerenkovzählern wurden wie bei der Analyse der multihadronischen Ereignisse nur die Spuren betrachtet, die den Akzeptanzfensterschnitt passieren. In den Figuren 78b,c ist die Nachweiswahrscheinlichkeit der Aerogel- und Freonzähler für diese Elektronen gegen den Impuls aufgetragen.

Der theoretische Schwellenimpuls für Elektronen im Aerogel beträgt 2,3 MeV/c und die Nachweiswahrscheinlichkeit sollte ihr Plateau bei 4 MeV/c erreichen. Die Schwelle im Freonzähler liegt bei 10 MeV/c, im Impulsbereich unterhalb von 1 GeV/c wird die Nachweiswahrscheinlichkeit jedoch durch die Lichtsammlung des Spiegelsystems bestimmt, die für Teilchen dieses Impulsbereiches auf Grund der Ablenkung im Magnetfeld des Innendetektors begrenzt ist. Die beobachteten breiteren Schwellenbereiche in beiden Zählern sind wiederum verursacht durch die Streuung der Sekundärelektronen in der Spule, wie es auch die Übereinstimmung der Daten mit der Simulationsrechnung anzeigt.

Die Wirkung des Pulshöhenschnittes im Aerogelzähler ist in Kapitel 4.4 beschrieben.



Figur 78



Figur 78

a) Anteil der Elektronen/Positronen, die den Akzeptanzfensterschnitt in der flachen Driftkammer passieren, als Funktion des Impulses

b) Nachweiswahrscheinlichkeit für Elektronen/Positronen in den Aerogelzählern als Funktion des Impulses

Die Elektronen/Positronen müssen den Akzeptanzfensterschnitt passiert haben.

c) Nachweiswahrscheinlichkeit für Elektronen/Positronen in den Freonzählern als Funktion des Impulses

Die Elektronen/Positronen müssen den Akzeptanzfensterschnitt passiert haben.

Die geschlossene Kurve zeigt die EGS-Rechnungen

## B.O. LITERATURVERZEICHNIS

- 1) R.P. Feynman, "Photon-Hadron Interactions", Benjamin, New York (1972)
  - 2) PLUTO-Kollaboration, C. Berger et al., Phys. Lett. 81B(1979) 410
  - 3) TASSO-Kollaboration, R. Brandelik et al., Phys. Lett. 83B(1979) 261
- An der TASSO-Kollaboration sind 1981 folgende Institute und Physiker beteiligt gewesen:

### TASSO Collaboration:

R.Brandelik, W.Braunschweig, K.Gäther, F.J.Kirschfink, K.Lübelsmeyer, H.-U.Martyr, G.Peise, C.Rinkus, H.G.Sander, D.Schmitz, D.Trines, W.Kallraff  
 I. Physikalisches Institut der RWTH Aachen, Germany<sup>EE</sup>

H.Boerner<sup>†</sup>, H.M.Fischer, H.Hartmann, E.Hüger, W.Hiller, G.Knop, L.Köpke, H.Kolanoski, B.Lohr, R.Nedeneyer, N.Wermes, M.Wolffstadt  
 Physikalisches Institut der Universität Bonn, Germany<sup>†</sup>

H.Burkhardt, S.Cooper, J.Franzke, D.Heyland, H.Hultschig, P.Joas, W.Koch, U.Ketz<sup>†</sup>, H.Kowalski<sup>†</sup>, A.Ladage, D.Lüke, H.L.Lynch<sup>††</sup>, P.Mattig, K.H.Mess, D.Natz, J.Pyrlík, B.R.Quarrie<sup>†††</sup>, R.Rietmüller, W.Schüttler, P.Soding, G.Wilf  
 Deutsches Elektronen-Synchrotron DESY, Hamburg, Germany

R.Fohrmann, H.L.Krasemann, P.Leu, D.Pandoulas, G.Foelz, O.Romer<sup>††</sup>, P.Schmüser, R.H.Witz  
 II. Institut für Experimentalphysik der Universität Hamburg, Germany<sup>†</sup>

I.Al-Agili, R.Beuselink, D.M.Binnie, A.J.Campbell, P.C.Dornan, D.A.Garbutt, T.D.Jones, W.G.Jones, S.L.Lloyd, J.K.Sedgbeer, R.A.Stern, S.Yarker<sup>†††</sup>  
 Department of Physics, Imperial College London, England<sup>EE</sup>

K.W.Bell, M.G.Bowler, I.C.Brock, R.J.Cashmore, R.Carnegie, R.Devenish, P.Grossmann, J.ILLINGWORTH, M.Ogg<sup>†††</sup>, G.L.Salmon, J.Thomas, T.R.Wyatt, C.Youngman  
 Department of Nuclear Physics, Oxford University, England<sup>EE</sup>

B.Foster, J.C.Hart, J.Harvey, J.Proudfoot, D.H.Saxon, P.L.Woodworth  
 Rutherford Appleton Laboratory, Chilton, England<sup>EE</sup>

M.Holder, Gesamthochschule Siegen, Germany

E.Duchovni, Y.Eisenberg, U.Karshon, G.Mikenberg, D.Revel, E.Ronat, A.Shapira  
 Weizmann Institute, Rehovot, Israel<sup>EE</sup>

T.Barklow, J.Freeman<sup>†</sup>, T.Meyer<sup>††</sup>, G.Rudolph, E.Wickford, Sau Lan Wu, G.Zobornik  
 Department of Physics, University of Wisconsin, Madison, Wisconsin, USA<sup>EE</sup>

- \* On leave at CERN, Geneva, Switzerland
- †† On leave at UC Santa Barbara, CA, USA
- ††† On leave from Rutherford Appleton Laboratory, Chilton, England
- † Now at KEK, Ono-machi, Tsukuba-gun, Japan
- †† Now at SCS, Hamburg, Germany
- †††† Now at Rutherford Appleton Laboratory, Chilton, England
- ††††† Now at Cornell University, Ithaca, NY, USA
- †††††† Now at Fermilab, Batavia, Ill., USA
- ††††††† Now at Texas A + M University, Texas, USA

<sup>†</sup> Supported by the Deutsches Bundesministerium für Forschung und Technologie

<sup>††</sup> Supported by the UK Science and Engineering Research Council

<sup>†††</sup> Supported by the Minerva Gesellschaft für Forschung mbH

<sup>EE</sup> Supported by the US Department of Energy contract WY-76-C-02-0081

- 4) MARK J-Kollaboration, C. Branson et al., Phys. Rev. Lett. 42(1979) 197
- 5) G. Wolf, DESY-Report 81-086 (1981)
- 6) TASSO-Kollaboration, R. Brandelik et al., DESY-Report 82-010 (1982)
- 7) JADE-Kollaboration, W. Bartel et al., Phys. Lett. 88B(1981) 171
- 8) PLUTO-Kollaboration, C. Berger et al., Phys. Lett. 86B(1979) 413
- 9) MARK J-Kollaboration, C. Branson et al., Phys. Rev. Lett. 46(1981)1663
- 10) s. z.B.  
J.G. Martin et al., Phys. Lett. 104B(1981) 235  
M. Jonker et al., CERN EP/81-135 (1981)
- 11) TASSO-Kollaboration, R. Brandelik et al., Phys. Lett. 86B(1979) 243
- 12) MARK J-Kollaboration, C. Branson et al., Phys. Rev. Lett. 43(1979)8303
- 13) PLUTO-Kollaboration, C. Berger et al., Phys. Lett. 86B(1979) 413
- 14) JADE-Kollaboration, W. Bartel et al., Phys. Lett. 88B(1981) 171
- 15) E.M. Riordan et al., Phys. Rev. Lett. (1974) 561
- 16) DASP-Kollaboration, R. Brandelik et al., Phys. Lett. 67B(1977) 358
- 17) R.F. Schwitters, SLAC-Pub-1998(1977)
- 18) TASSO-Kollaboration, R. Brandelik et al., DESY-Report 82-013 (1982)
- 19) R.D. Field, R.P. Feynman, Nucl. Instr. Meth. 154(1978) 175
- 20) P. Hoyer et al., Nucl. Phys. 161(1979) 349
- 21) B. Anderson et al., Phys. Lett. 94B(1980) 211  
B. Anderson et al., Z. Physik C6(1980) 235
- 22) A. Ali et al., Phys. Lett. 93B(1980) 155
- 23) M. Holder, invited talk, presented at the Int. Conf. on High Energy Physics, Lissabon, 9.-15. Juli 1981
- 24) P.A. Čerenkov, Compt. rend. acad. sci. URSS 2(1934) 451
- 25) J.D. Jackson, "Classical Electrodynamics", John Wiley and Sons, New York 1975
- 26) J.V. Jelly, "Cherenkov Radiations and its Applications", Pergamon Press 1958
- 27) V.P. Zrelov, "Cherenkov Radiation in High Energy Physics", Bd. I+II, Jerusalem 1970
- 28) M. Dejéle et al., DESY-Report M-80/10 (1980)
- 29) A. Piwinski, DESY-Report 81-066(1981)
- 30) TASSO-Kollaboration, R. Brandelik et al., Phys. Lett. 108B(1982) 243
- 31) D. Heyland, Doktorarbeit, Hamburg 1981
- 32) R. Kadansky et al., TASSO Note No 85(1979) (nicht veröffentlicht)
- 33) TASSO-Kollaboration, R. Brandelik et al., Phys. Lett. 110B(1982) 173
- 34) TASSO-Kollaboration, R. Brandelik et al., Phys. Lett. 107B(1982) 290
- 35) N. Downie, Doktorarbeit, London 1980
- 36) H. Boerner et al., Nucl. Instr. Meth. 176(1980) 151
- 37) H. Boerner, Doktorarbeit, Bonn 1981
- 38) TASSO-Kollaboration, R. Brandelik et al., Phys. Lett. 97B(1982) 448
- 39) TASSO-Kollaboration, R. Brandelik et al., DESY-Report 82-009(1982)
- 40) R. Fohrmann, Diplomarbeit, Hamburg 1979
- 41) Aeroweb F Board, Ciba-Geigy
- 42) Makrolon, Bayer Leverkusen
- 43) G. Poelz, R. Riethmüller, DESY-Report 81-055(1981)
- 44) DASP-Kollaboration, R. Brandelik et al., Phys. Lett. 63B(1976) 471
- 45) W.E. Slater et al., Nucl. Instr. Meth. 154(1978) 223
- 46) H. Hinterberger, R. Winston, Rev. Sci. Instr. 37(1966) 1094
- 47) Aeroweb A1, CIBA-Geigy
- 48) H. Burkhardt et al., Nucl. Instr. Meth. 184(1981) 319
- 49) Das Simulationsprogramm wurde von O.Römer (jetzt SCS, Hamburg) erstellt.
- 50) Fotovervielfacher 1978-79, VALVO-Handbuch
- 51) E.L. Garwin et al., Nucl. Instr. Meth. 107(1973) 365
- 52) G. Eigen, E.Lorenz, Nucl. Instr. Meth. 166(1979) 165
- 53) M. Bourdinaud et al., Nucl. Instr. Meth. 136(1976) 99
- 54) M. Benot et al., Nucl. Instr. Meth. 154(1978) 253
- 55) J. Reichardt, Diplomarbeit, Hamburg 1980
- 56) Millipore paper type GS, Millipore Company Corp., Bedford, Mass.(USA)
- 57) J. Franzke, Diplomarbeit, Hamburg 1981
- 58) K.W. Bell et al., Nucl. Instr. Meth. 179(1981) 27
- 59) G. Mikenberg, TASSO Note No. 202(1982), nicht veröffentlicht
- 60) J. Thomas, persönliche Mitteilung
- 61) P. Grossmann, persönliche Mitteilung
- 62) R. Fohrmann, Doktorarbeit, Hamburg 1982 (in Vorbereitung)
- 63) J. Pyrlík, Doktorarbeit, Hamburg 1982 (in Vorbereitung)
- 64) D. Cassels, H. Kowalski, DESY-Report 80/107 (1980)
- 65) V. Budnev et al., Phys. Rep. 15, 4(1975) 181
- 66) J. Kirkby, SLAC-PUB-2419(1979)
- 67) TASSO-Kollaboration, R. Brandelik et al., Phys. Lett. 95B(1980) 313
- 68) T. Meyer, DESY-Report 81/46 (1981)
- 69) TASSO-Kollaboration, R. Brandelik et al., Phys. Lett. 94(1980) 437
- 70) Das Detektorsimulationsprogramm wurde von T. Meyer (jetzt Texas A + M University, Texas, USA) und P. Mättig (DESY) erstellt.

- 71) C. Brieman et al., Review of Particle Properties, Genf 1980
- 72) E.S. Miller, Doktorarbeit, Princeton 1967 (PPAD 630F)
- 73) V.S. Barashenkov et al., Fortschritte der Physik 17(1969) 683
- 74) B.W. Allardyce et al., Nucl. Phys. A209(1973) 1
- 75) R.J. Abrams et al., Phys. Rev. D4(1971) 3235
- 76) High Energy Reactions Analysis Group, V. Flaminio et al.,  
CERN Reports 72-1 und 75-1
- 77) P.U. Renberg et al., Nucl. Phys. A183(1972) 81
- 78) K. Gather, Doktorarbeit, Aachen 1982 (in Vorbereitung)
- 79) R.L. Ford, W.R. Nelson, SLAC Report 210(1978)
- 80) CELLO-Kollaboration, H.-J. Behrend et al., DESY-Report 82-017(1982)
- 81) D.M. Ritson, "Techniques of High Energy Physics", in  
"Interscience Monographs and Text In Physics  
and Astronomy", Edited by R.E. Marshak,  
Band V, New York (USA) 1960
- 82) M.J. Berger, S.M. Seltzer, "Tables of Energy Losses and Range of  
Electrons and Positrons"  
in : "Studies in Penetration of Charged Particles in Matter",  
Publication 1133, NASA, Washington (USA) 1964
- 83) Die Analyse der Hadronarmflugzeitähler wurde von K.W. Bell,  
B. Foster, D.Saxon und P. Woodworth ( alle Rutherford Lab.,  
Milton, England) durchgeführt.
- 84) René Fries, Doktorarbeit, Hamburg 1978
- 85) E. Steinmann, Doktorarbeit, Hamburg 1981, DESY-Report F15-81/01
- 86) S.D. Drell, D.J. Levy, T.M. Yan, Phys. Rev. 187(1969) 2159;  
Phys. Rev. D1(1970) 1617
- 87) G. Altarelli, "Partons in Quantum Chromodynamics",  
Nota Interna n. 783, Università di Roma (1981)
- 88) R. Baier, K. Fey, Z. Phys. C2(1979) 301
- 89) T. Applequist, H. Georgi, Phys. Rev. D8(1973) 4000
- 90) F.A. Behrends, R. Kleiss, Nucl. Phys. B177(1981) 237;  
Nucl. Phys. B178(1981) 141
- 91) Die Größe der Untergundbeiträge wurde von P. Mättig (DESY)  
berechnet.
- 92) DASP-Kollaboration, R. Brandelik et al., Nucl. Phys. B148(1979) 189
- 93) TASSO-Kollaboration, R. Brandelik et al., Phys. Lett. 108B(1982) 71
- 94) TASSO-Kollaboration, R. Brandelik et al., Phys. Lett. 94B(1982) 91
- 95) PLUTO-Kollaboration, C. Berger et al., Phys. Lett. 104B(1981) 79
- 96) JADE-Kollaboration, W. Bartel et al., Phys. Lett. 104B(1981) 325
- 97) TASSO-Kollaboration, R. Brandelik et al., Phys. Lett. 105B(1981) 75
- 98) R.K. Iler, "The Colloid Chemistry of Silica and Silicates",
- 99) M. Cantin et al., Nucl. Instr. Meth., 118(1974) 177
- 100) R. Aelion et al., Rec. Trav. Chem., 69(1950) 61;  
J. Am. Chem. Soc., 72(1950) 5705  
Cornell University Press, Ithaca, N.Y. (USA) 1955
- 101) W. Noll, "Chemie und Technologie der Silikone",  
Verlag Chemie GmbH, Weinheim/Bergstraße, 1968
- 102) C. Okkerse, "Porous Silica" in  
"Physical and Chemical Aspects of Adsorbents  
and Catalysts", editor B.G. Linsen,  
Academic Press London and New York, 1970
- 103) N. Kuschnerus, Diplomarbeit, Hamburg 1978, DESY-Report F35-78/01
- 104) R. Riethmüller, Diplomarbeit, Hamburg 1978, DESY-Report F35-78/01
- 105) N.I. Sax, "Dangerous Properties of Industrial Materials",  
Van Nostrand Reinold Company, New York (USA) 1979
- 106) "Gmelin's Handbuch der anorganischen Chemie", Band 15C,  
Verlag Chemie, Bergstraße/Weinheim 1958;  
Encyclop. of Chem. Techn., Herausgeber R.E. Kirk und D.F.Othmer,  
The Interscience Encyclopedia, Inc., New York 1st ed. (1954)  
vol. 12, ibid 2nd ed. (1969), vol.18
- 107) R. Fohrmann, H.L. Krasemann, E. Wicklund, TASSO Note No. 169(1981)  
(nicht veröffentlicht)
- 108) H. Burckhardt, Diplomarbeit, Hamburg 1979, DESY-Report F35-80/01
- 109) H.L. Krasemann, Diplomarbeit, Hamburg 1981

## Danksagung

Diese Arbeit entstand im Rahmen der Messungen des TASSO-Experimentes. Allen Mitgliedern der Gruppe F35 möchte ich für ihre kollegiale und oft fröhliche Zusammenarbeit danken. Aus der Fülle der Menschen, die mich beim Zustandekommen dieser Arbeit begleitet haben, möchte ich einige besonders hervorheben.

Prof. Dr. B. Wiik gab mir die Anregung zu dieser Arbeit.

Herr U. Balszuweit stellte die Aerogele her, Frau T. Stötzer war verantwortlich für die optischen Messungen des Aerogels.

Herr G. Krohn ermöglichte durch seinen Einsatz, daß die Čerenkovzähler termingerecht in das Experiment eingebaut werden konnten.

Das zuverlässige Funktionieren der Čerenkovzähler ist insbesondere der genauen und gründlichen Arbeit von J. Franzke und Dr. O. Römer zu verdanken.

Frau. E. Dinges und Frau H. Siegner haben freundlicherweise die Anfertigung eines großen Teils der Figuren übernommen.

Dr. K.-H. Meß hat mir viele kritische Anregungen beim Verfassen des Manuskriptes gegeben.

H.L. Krasemann und K. Gather haben über lange Strecken gemeinsam mit mir die Stolpersteine auf dem Weg zu den Ergebnissen beiseite geräumt und wesentlich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen.

Prof. Dr. P. Schmüser war weit mehr als ein Betreuer dieser Arbeit. Er hat mich durch fachliches und menschliches Engagement gleichermaßen gefördert.

Der größte Dank gilt meiner Frau, die alle Höhen und Tiefen dieser Arbeit mit mir getragen hat. Obwohl ihr die Hochenergiephysik ein wenig fremd geblieben ist, hat sie Geduld und viel Verständnis dafür aufgebracht, daß unser gemeinsames Leben im Laufe dieser Arbeit zeitliche Einschränkungen erfahren hat.

## Lebenslauf Rolf Riethmüller

22. April 1953 geboren in Hamburg als Sohn des Musikwissenschaftlers Gerhard Riethmüller und seiner Ehefrau Johanna, geb. Harbeck
- 1959 - 1964 Besuch der katholischen Volksschule der St. Elisabeth-Gemeinde in Hamburg
- 1964 - 1972 Besuch des humanistischen Zweiges der St. Ansgar-Schule in Hamburg
- Dezember 1972 Abitur
- SS 1973 Beginn des Studiums der Physik und Geographie für das Lehramt an höheren Schulen an der Universität Hamburg
- ab WS 1973/74 Fortsetzung des Studiums mit dem Abschlußziel des Diploms an der Universität Hamburg
- April 1975 Vordiplomprüfung an der Universität Hamburg
- November 1976-  
Oktober 1978 Diplomarbeit : " Untersuchungen zur Herstellung von Aerogel für die TASSO-Cerenkovzähler" in der Gruppe F35 am DESY
- November 1978 Heirat mit Marianne Haller
- Dezember 1978 Diplomhauptprüfung an der Universität Hamburg
- Dezember 1978 Beginn der Doktorarbeit : "Inklusive Erzeugung geladener Pionen in der  $e^+e^-$ -Annihilation" in der Gruppe F35 am DESY
- Januar 1979 Wissenschaftlicher Angestellter am Deutschen Elektronen Synchrotron zu Zwecke der Promotion

