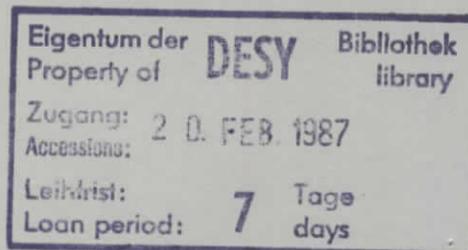


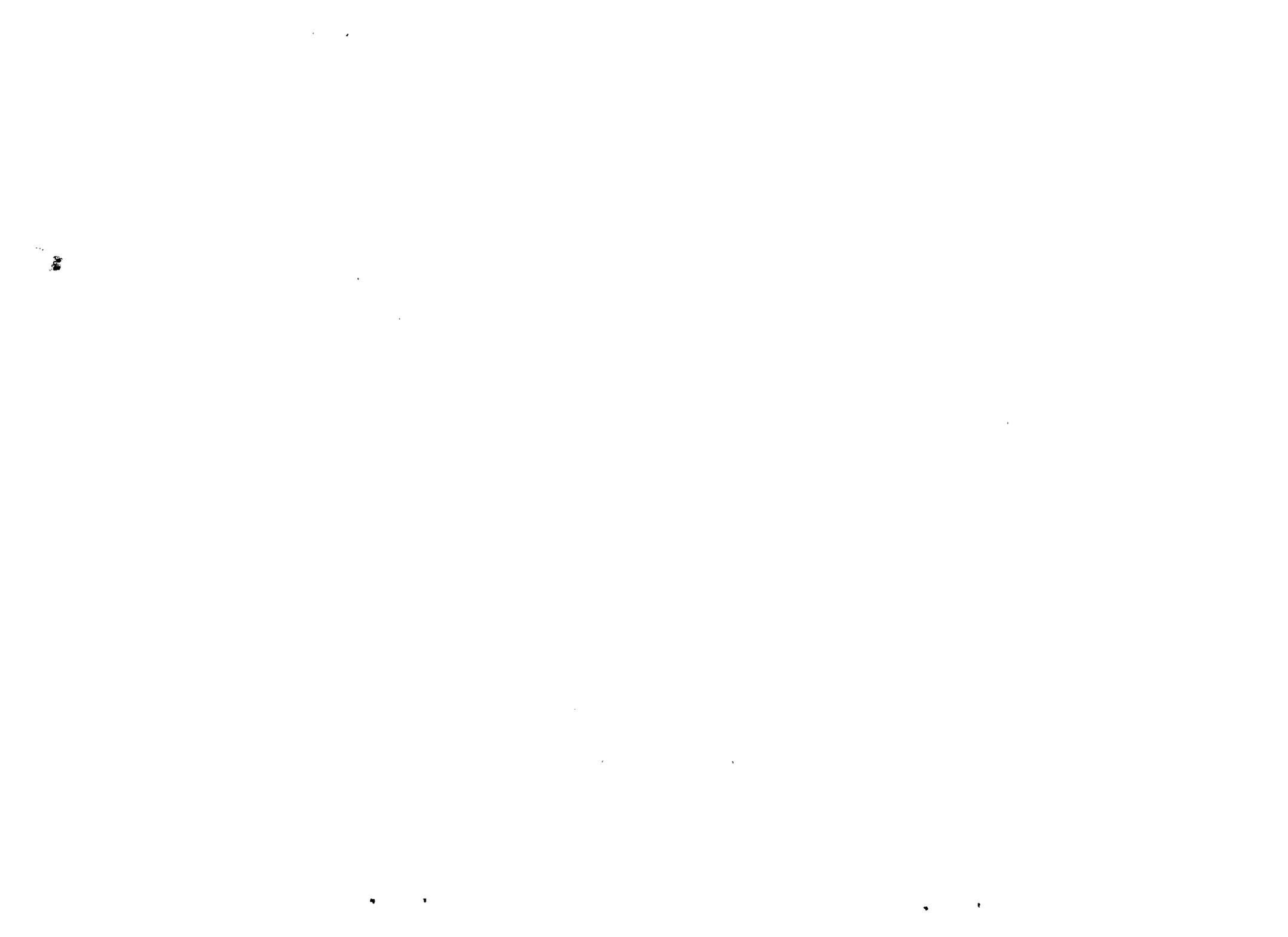
Interner Bericht
DESY F35-86-03
September 1986

TEILCHENVERHÄLTNISSE FÜR GELADENE PIONEN, KAONEN UND PROTONEN
IN e^+e^- ANNIHILATIONSEREIGNISSEN BEI EINER SCHWERPUNKTSENERGIE
VON 44 GeV

von

Claus Winand





Teilchenverhältnisse für
geladene Pionen, Kaonen und Protonen in
 e^+e^- -Annihilationsereignissen bei einer
Schwerpunktsenergie von 44 GeV

Claus Winand

Diplomarbeit

II. Institut für Experimentalphysik
der Universität Hamburg

September 1986

Inhalt

1	Einleitung	1
2	Theoretische Grundlagen	3
2.1	Standardmodell	3
2.2	e^+e^- - Wechselwirkungen mit hadronischen Endzuständen	4
2.2.1	Ein-Photon-Prozesse	4
2.2.2	Zwei-Photon-Prozesse	6
2.3	Fragmentationsmodelle	7
2.3.1	Das Field-Feynman Fragmentationsmodell	7
2.3.2	Die Fragmentationsmodelle von Hoyer und Ali	8
2.3.3	Das Lund-Modell	8
2.3.4	QCD-Cluster-Modelle	9
3	Das Experiment	10
3.1	Der Speicherring PETRA	10
3.2	Der TASSO-Detektor	12
3.2.1	Kurzbeschreibungen der TASSO-Komponenten	12
3.2.2	Hadronarmdriftkammern	14
3.2.3	Čerenkovzähler	15
4	Datennahme und Datenreduktion	18
4.1	Das Trigger-System	18
4.2	Datenauslese	19
4.3	Datenreduktionskette für multihadronische Ereignisse	19
4.3.1	Rekonstruktion der Ereignisse	19
4.3.2	Untergrundereignisse	22
4.3.3	Selektionskriterien	23
4.4	Selektion von Myonen aus der kosmischen Höhenstrahlung	24
5	Nachweiswahrscheinlichkeiten der Čerenkovzähler	26
5.1	Zusätzliche Kriterien zur Myonselektion	26
5.2	Photovervielfacherstatistik	27
5.3	Lichtausbeute	28
5.4	Schwellenkurven für Myonen	30

5.4.1	Schwellenkurven in linearisierter Darstellung	30
5.4.2	Effektive Schwellenkurven	34
5.5	Effektive Schwellenkurven für Pionen, Kaonen und Protonen	34
6	Teilchenidentifikation	38
6.1	Selektionskriterien der Čerenkovanalyse	38
6.1.1	Geometrie- Bedingung	38
6.1.2	Absorptionsschnitt	39
6.1.3	Zwei- Spur- Schnitt	41
6.1.4	Schauerschnitte	42
6.1.5	Akzeptanzen	43
6.2	Teilchentrennung	44
6.3	Lichtklassen der akzeptierten Spuren	45
7	Bestimmung des Untergrundes	47
7.1	δ - Elektronen- Untergrund	47
7.2	Untergrund durch Elektronen und Myonen	48
7.3	Unkorrelierter Schaueruntergrund	49
7.4	Untergrund in der PTC	52
8	Teilchenverhältnisse	54
8.1	Prinzip der Bestimmung der Teilchenverhältnisse	54
8.1.1	Lichtwahrscheinlichkeiten	54
8.1.2	Akzeptanzwahrscheinlichkeiten	55
8.1.3	Gleichungssysteme zur Bestimmung der Teilchenverhältnisse	57
8.2	Teilchenverhältnisse für Pionen, Kaonen und Protonen	58
9	Inklusive Wirkungsquerschnitte für Pionen	62
9.1	Totaler multihadronischer Wirkungsquerschnitt	62
9.2	Inklusive Pionwirkungsquerschnitte	63
9.3	Skalierte Pionwirkungsquerschnitte	65
10	Zusammenfassung	68
A	Der Čerenkoeffekt	69
B	Messung der Brechungsindizes	71
B.1	Aerogelzähler	71
B.2	Gaszähler	71
	Literatur	74
	Danksagung	76

Abbildungsverzeichnis

2.1	Feynman-Graphen 1.Ordnung QCD	6
2.2	Feynman-Graph für die Reaktion $e^+e^- \rightarrow e^+e^-X$	7
2.3	Meson-Produktion nach dem Field-Feynman-Modell	7
2.4	Meson-Produktion nach dem Lund-Modell	9
2.5	Entstehung eines Parton-Schauers	9
3.1	Beschleuniger- und Speicherringanlagen bei DESY	11
3.2	TASSO- Koordinatensystem	12
3.3	Schematische Ansicht des TASSO- Detektors	13
3.4	Schematische Darstellung der planaren Driftkammer	15
3.5	Schnitt durch eine Čerenkovzelle	16
4.1	Datenfluß Blockdiagramm	20
4.2	Von dem Programm MILL rekonstruiertes Drei-Jet-Ereignis	21
4.3	Cosmic-Identifikation im TASSO- Detektor	25
5.1	Impulsspektrum der akzeptierten Myonen	27
5.2	Pulshöhenspektren	29
5.3	Schwellenkurven in linearisierter Darstellung	32
5.4	Effektive Schwellenkurven für Myonen	33
5.5	Effektive Schwellenkurven für Pionen, Kaonen und Protonen	36
6.1	Abstand der gemessenen zur extrapolierten Spurposition in y- und z-Richtung	40
6.2	Pulshöhenspektrum für Myonen und Elektronen im Aerogelzähler	42
6.3	In den Hadronarmschauerzählern gemessene Energie von Myonen	43
6.4	Teilchen- Identifikation	45
6.5	Gemessene Nachweiswahrscheinlichkeit für Hadronen im Freonzähler	46
7.1	Elektron- und Myonanteil im Innendetektor	48
7.2	Unkorrelierter Schaueruntergrund in den Čerenkovzählern	50
7.3	Normierte Černkovzählerlichtraten mit Darstellung des Gesamtuntergrundes	51
7.4	Wahrscheinlichkeit für das Auftreten von Untergrund in der planaren Driftkammer	53
8.1	Blockdiagramm der gesamten Analyse	56
8.2	Teilchenverhältnisse	60
8.3	Teilchenverhältnisse für 34 GeV und 44 GeV Schwerpunktsenergie	61
9.1	Normierter inklusiver Wirkungsquerschnitt für Pionen	64
9.2	Skalierte inklusive Wirkungsquerschnitte für Pionen	66

A.1	Entstehungsmechanismus der Čerenkov- Strahlung	69
A.2	Entstehung der kohärenten Wellenfront	70
B.1	Meßapparatur zur Bestimmung der Brechungsindizes der Gaszellen	72
B.2	Brechungsindexverteilung der Freon- Zellen	73
B.3	Brechungsindexverteilung der CO ₂ - Zellen	73

Tabellenverzeichnis

2.1	Urbausteine der Materie	3
3.1	Parameter des Speicherrings PETRA	11
3.2	Schwellenimpulse	17
5.1	Nachweiswahrscheinlichkeiten für Pionen, Kaonen und Protonen	35
6.1	Geometrische Akzeptanz	39
6.2	Akzeptanzen des Zwei- Spur- Schnittes	41
6.3	Akzeptanzen der Čerenkovanalyse	43
6.4	Akzeptanzen der Zähler	44
6.5	Lichtklasseneinträge der akzeptierten Hadronen	46
7.1	δ - Elektronenwahrscheinlichkeit	47
8.1	Relative Teilchenverhältnisse für Pionen, Kaonen und Protonen	59
8.2	Systematische Fehlerquellen	59
9.1	Inklusive Wirkungsquerschnitte für alle Hadronen	63
9.2	Normierte inklusive Pionwirkungsquerschnitte	65
9.3	Skalierte Pionwirkungsquerschnitte	67
B.1	Brechungsindizes der Aerogelzähler	71

Kapitel 1

Einleitung

Unsere Vorstellungen vom Aufbau bzw. der Struktur der Materie sind bis heute einem stetigen Wandel unterzogen.

Als Beginn dieser Entwicklung können die Streuexperimente von Rutherford u.M. betrachtet werden, in denen sich der Aufbau der Atome aus einem Kern und der Elektronenhülle zeigte. Hierauf aufbauend entwickelten Bohr und Sommerfeld (1913) ein Atommodell, welches die Grundlage für die von Schrödinger und Heisenberg begründete Quantenmechanik darstellte. Wiederum durch Streuexperimente gelang Chadwick 1932 der experimentelle Nachweis des Neutrons. Hierdurch war die Substruktur des Atomkerns bewiesen.

Die den Physikern nun interessierenden Fragen waren:

- Gibt es eine Substruktur des Nukleons?
- Wie werden die Kräfte, welche den Kern zusammenhalten, übertragen?

Die zweite Frage wurde 1947 durch Powell beantwortet, der das von Yukawa vorhergesagte Bindeteilchen, nämlich das Pion, in der kosmischen Höhenstrahlung entdeckte. Dieses konnte 1948 in Berkely, mit Hilfe eines Zyklotrons, auch künstlich erzeugt werden. Die Beschleuniger erwiesen sich damit als geeignetes Mittel, um weiter in die Struktur der Materie vorzudringen. Man entdeckte eine Flut von Elementarteilchen, in welcher man nach und nach ein einfaches Ordnungsprinzip der Natur erkannte (Leptonen, Hadronen; Baryonen, Mesonen).

Um nach weiteren Konstituenten zu suchen, mußte man die Energie der Beschleuniger wesentlich erhöhen. 1960 entwickelte man einen neuen Beschleunigertyp, in welchem man Elektronen und Positronen entgegengesetzt speicherte und so zur Kollision brachte.

Diese Prinzip hat zwei Vorteile:

- Die im Schwerpunktsystem zur Verfügung stehende Energie ist sehr viel größer als bei Experimenten, in denen ein Teilchenstrahl beschleunigt und auf ein festes Target geschossen wird.
- Bei der Elektron-Positron-Vernichtung (Annihilation) erhält man einen einfachen Anfangszustand.

In der e^+e^- - Annihilation entsteht ein virtuelles Photon, welches in ein Quark- Antiquark Paar materialisiert. Die beiden Partonen gehen anschließend in hadronische Zustände über. Die Hadronen kann man dann mit Hilfe von Detektoren nachweisen.

Dieser als Fragmentation bezeichnete Prozeß ist bis heute noch nicht vollständig verstanden. Um von den beobachtbaren Hadronen auf die primären Vorgänge schließen zu können, sind bisher mehrere unterschiedliche Fragmentationsmodelle entwickelt worden. Durch eine genaue Untersuchung der Meson bzw. Baryonenerzeugung in der e^+e^- -Annihilation besteht die Möglichkeit den Gültigkeitsbereich dieser Modelle zu analysieren, mit dem Ziel, die starke Wechselwirkung tiefer zu verstehen.

Der TASSO- Detektor ermöglicht als einziger Detektor die Separation von geladenen Pionen, Kaonen und Protonen (Antiprotonen) über einen sehr großen Impulsbereich von 0.3 GeV/c bis 22 GeV/c. Die Produktion dieser Hadronen wurde bereits bei Schwerpunktsenergien von 14 GeV, 22 GeV und 34 GeV studiert [1].

In dieser Arbeit werden die relativen Anteile von Pionen, Kaonen, Protonen und Antiprotonen bestimmt, die im Mittel in einer e^+e^- -Wechselwirkung, bei einer Schwerpunktsenergie von 44 GeV, erzeugt werden. Die Hadronen werden mit Hilfe des Schwellenčerenkovzähler-systems des TASSO- Detektors nachgewiesen.

Das Konzept der Arbeit sieht wie folgt aus:

Im nächsten Kapitel werden einige theoretische Grundlagen behandelt. Hierzu zählen das Standardmodell, Ein- Photon- Prozesse und verschiedene Fragmentationsmodelle.

Im dritten Kapitel wird die experimentelle Apparatur in dem für diese Arbeit nötigen Umfang dargestellt.

Kapitel 4 schildert die Datennahme und die Datenreduktion.

Im Kapitel 5 werden die Nachweiswahrscheinlichkeiten der Čerenkovzähler vorgestellt, in Kapitel 6 die Teilchenidentifikation erläutert und im Kapitel 7 die nötigen Untergrundbetrachtungen angestellt.

Die relativen Teilchenverhältnisse für Pionen, Kaonen und Protonen werden im Kapitel 8 vorgestellt und mit bereits vorhandenen Ergebnissen bei niedrigerer Schwerpunktsenergie verglichen. Außerdem wird der gemessene Pionanteil mit den Vorraussagen des Hoyer- Fragmentationsmodelles verglichen.

Der aus den Teilchenverhältnissen und dem inklusiven hadronischen Wirkungsquerschnitt ermittelte inklusive Wirkungsquerschnitt für Pionen wird in Kapitel 9 vorgestellt. Durch Skalierung werden die inklusiven Wirkungsquerschnitte für die Schwerpunktsenergien von 34 GeV und 44 GeV miteinander verglichen.

Nach der Zusammenfassung in Kapitel 10 folgt im Anhang eine Erläuterung des Čerenkov-effektes und eine Beschreibung der Messung der Brechungsindizes.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

2.1 Standardmodell

Die heutigen Kenntnisse über den Aufbau der Materie werden durch ein Modell beschrieben, welches als Standardmodell bezeichnet wird. In diesem Modell ist die Materie aus strukturellen (punktförmigen) Fermionen aufgebaut, den Quarks und den Leptonen (Tab.2.1).

Es gibt insgesamt drei Familien, wobei jeweils eine Familie aus zwei Quarks und zwei korrespondierenden Leptonen besteht. Die stabile Materie wird jedoch nur durch die erste Familie aufgebaut. Die Teilchen der zweiten und dritten Familie zerfallen in die Teilchen der ersten Familie.

Familie	Quark	Ladung	Lepton	Ladung
1	u	2/3	ν_e	0
	d	-1/3	e	-1
2	c	2/3	ν_μ	0
	s	-1/3	μ	-1
3	(t)	2/3	ν_τ	0
	b	-1/3	τ	-1

Tabelle 2.1: *Urbausteine der Materie*

Die Quarks sind bisher nur in gebundenen Zuständen beobachtet worden:

Mesonen werden aus einem Quark und einem Antiquark gebildet (z.B. $\pi^+ : u\bar{d}$, $K^+ : u\bar{s}$).

Baryonen hingegen bestehen aus drei Quarks (z.B. P:duu).

Die Kräfte, welche zwischen den fundamentalen Fermionen wirken, werden durch den Austausch von virtuellen Feldquanten übertragen.

In diesem Bild gibt es die folgenden vier Wechselwirkungen:

- Die **starke Wechselwirkung** wird durch den Austausch von Gluonen (g) übertragen, die an die Farbladungen der Quarks koppeln. Die relevante Quantenfeldtheorie, welche diesen Prozeß beschreibt, ist die Quantenchromodynamik (QCD).
- Die **elektromagnetische Wechselwirkung** wird durch den Austausch von Photonen (γ) übertragen, welche an die elektrische Ladung der Quarks und Leptonen koppeln. Dieser Prozeß wird durch die Quantenelektrodynamik (QED) beschrieben.
- Die **schwache Wechselwirkung** wird durch den Austausch von Weakonen (W^+, W^-, Z^0) vermittelt, welche an die schwache Ladung koppeln. Die elektromagnetische Wechselwirkung und die schwache Wechselwirkung wurden durch Glashow, Salam und Weinberg erfolgreich zur **elektro-schwachen Wechselwirkung** vereinigt.
- Die **Gravitationswechselwirkung** stellt man sich durch den Austausch von Gravitonen vor. Gravitonen wurden jedoch noch nicht beobachtet. Da diese Wechselwirkung äußerst schwach ist (10^{39} - mal schwächer als die elek.-mag. WW) kann sie derzeit in Hochenergieexperimenten vernachlässigt werden. Sie wird durch das Standardmodell nicht beschrieben.

2.2 e^+e^- - Wechselwirkungen mit hadronischen Endzuständen

2.2.1 Ein-Photon-Prozesse

Quark-Parton-Modell

In dem Quark-Parton-Modell [3] wird die Produktion von multihadronischen Endzuständen durch einen Zwei- Stufenprozeß beschrieben:

Im ersten Schritt annihilieren Elektron und Positron und bilden ein zeitlich virtuelles Photon, dessen invariante Masse $W = \sqrt{s} = 2 \cdot E_B$ (E_B =Strahlenergie) als Schwerpunktsenergie für die Produktion der Endzustände zur Verfügung steht. Dieses Photon materialisiert dann in ein Quark-Antiquark Paar.

Dieser Prozeß entspricht der $\mu^+\mu^-$ - Erzeugung, da die Myonen auch wie die Partonen als punktförmige Fermionen klassifiziert sind. Der Wirkungsquerschnitt $\sigma_{q\bar{q}}$ für die $q\bar{q}$ - Erzeugung ist somit proportional zum Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\mu^+\mu^-}$ der $\mu^+\mu^-$ - Erzeugung, wobei die einzigen Unterschiede in der drittelzahligen Ladung (e_q) und den zusätzlichen drei Farbfreiheitsgraden der Quarks liegen (Gl.2.1).

$$\sigma_{q\bar{q}} = 3e_q^2 \sigma_{\mu^+\mu^-} = 3e_q^2 \cdot \frac{4\pi}{3} \cdot \frac{\alpha^2}{s} \quad (2.1)$$

Im zweiten Schritt hadronisieren Quark und Antiquark. Aus kinematischen Gründen fliegen die Hadronen in Richtung des erzeugenden Quarkpaares auseinander. Mit steigender Energie wird das Hadron immer mehr in Richtung des Quarks emittiert, d.h. mit steigender Energie wird der Longitudinalimpuls größer, während Transversalimpuls mit etwa 300 MeV/c konstant bleibt ($\langle p_T \rangle / \langle p_l \rangle \sim 1/\sqrt{s}$). Es bildet sich eine Struktur von zwei Hadronenjets

aus. Diese Jets zeigen die erwartete Polarwinkelverteilung von $(1 + \cos^2\theta)$ für Spin 1/2-Teilchen (Fermionen).

Da bisher keine freien Quarks bzw. Farbladungen beobachtet worden sind, ist die Hadronisierungswahrscheinlichkeit der Quarks 100 Prozent. Folglich ist der totale hadronische Wirkungsquerschnitt σ_{tot} in niedrigster Ordnung der QED und QCD ebenfalls direkt proportional zu $\sigma_{\mu^+\mu^-}$:

$$R = \frac{\sigma_{tot}}{\sigma_{\mu^+\mu^-}} = 3 \sum_{u,d,s,c,b} Q_q^2 = \frac{11}{3} \quad (2.2)$$

R ist bis zu den höchsten Energien ($W > 40$ GeV) gemessen worden und stimmt mit dem Quark-Parton-Modell gut überein [4].

Die Bestimmung des nicht direkt meßbaren Wirkungsquerschnittes $\sigma_{q\bar{q}}$ (Gl.2.1) reduziert sich damit auf die Messung des totalen hadronischen Wirkungsquerschnittes σ_{tot} (Gl.2.2).

Quantenchromodynamik

Die Quantenchromodynamik (QCD) ist eine Eichtheorie, welche die starke Wechselwirkung zwischen den Quarks durch den Austausch von masselosen Vektorbosonen, den Gluonen, beschreibt.

In Analogie zur Quantenelektrodynamik (QED) tritt an die Stelle der elektrischen Ladung die Farbladung der Quarks. Der entscheidende Unterschied zwischen der QCD und der QED ist nun der, daß das Gluon als Feldquant selbst eine Farbladung trägt, jedoch das Photon als Analogon elektrisch neutral ist. Dies hat zur Folge, daß man auch eine Selbstwechselwirkung der Gluonen beobachten sollte.

Die Stärke der Wechselwirkung zwischen den Quarks wird durch die Kopplungskonstante α_s beschrieben. In erster Ordnung der Störungsrechnung hat die effektive Kopplungskonstante die folgende Gestalt:

$$\alpha_s = \frac{12\pi}{(33 - 2N_f) \ln|\frac{q^2}{\Lambda^2}|} \quad (2.3)$$

N_f = Zahl der Quarksorten

q^2 = charakteristischer Impulsübertrag

Λ^2 = charakteristische Konstante

Die Größe von α_s hängt vom Impulsübertrag q^2 und mit $|q||r| \sim \hbar$ vom Abstand r der Quarks ab.

Für große Werte von q^2 , also bei kleinen Abständen zwischen den Quarks, nimmt der Wert der Kopplungskonstanten α_s ab. Die Quarks verhalten sich als quasi freie Teilchen (asymptotische Freiheit). Ist $\alpha_s < 1$, so ist die Anwendung der Störungsrechnung in Potenzen von α_s möglich. Gleichung 2.2 verändert sich wie folgt:

$$R = 3 \sum_{u,d,s,c,b} Q_q^2 \left\{ 1 + c_1 \left(\frac{\alpha_s}{\pi} \right) + c_2 \left(\frac{\alpha_s}{\pi} \right)^2 + \dots \right\} \quad (2.4)$$

Die Konvergenz dieser Reihe ist von den Koeffizienten c_i abhängig, die man aus der gewählten Renormalisierung gewinnt.

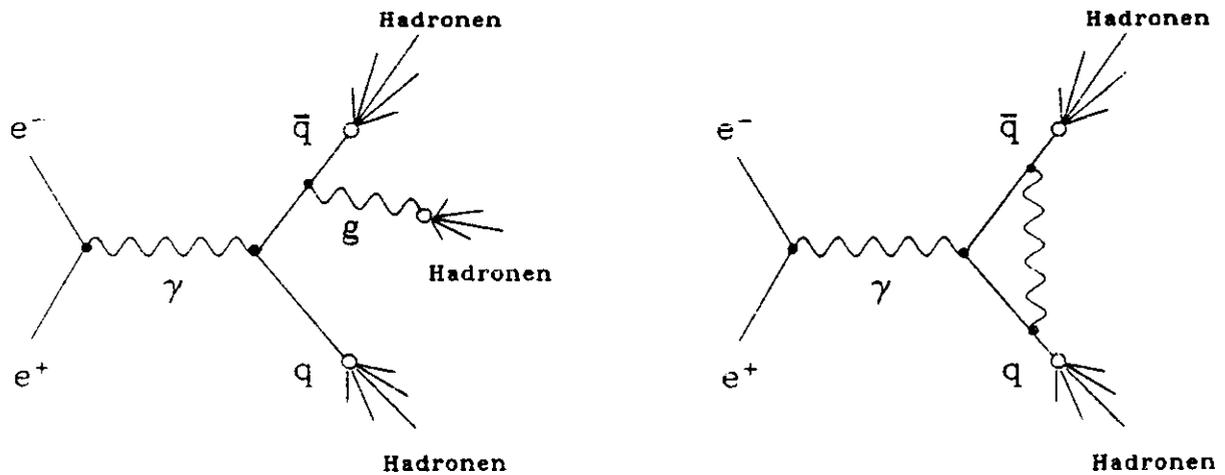


Abbildung 2.1: Feynman-Graphen 1.Ordnung QCD

Für kleine Werte von q^2 bzw. bei großen Abständen wird die Kopplung sehr stark. Dies ist der Grund, daß man freie Gluonen und Quarks bisher noch nicht in der Natur beobachtet hat (confinement).

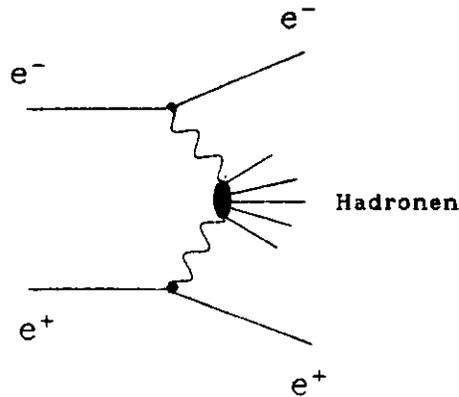
Die 1.Ordnung der QCD entspricht der Abstrahlung eines Gluons entsprechend der elektromagnetischen Bremsstrahlung. Gluonen fragmentieren wie Quarks. Ist die Energie des abgestrahlten Gluons genügend hoch und der Winkel zu den anderen Partonen genügend groß, so beobachtet man einen 3.Jet [2] (Abb.2.1). Die QCD in erster Ordnung der Störungsrechnung ergibt einen um 5.4% höheren Wert für R , als das Quark-Parton-Modell ($\alpha_s = 0.17, [6]$).

Im Bereich großer Abstände (>1 Fermi) sind die Methoden der Störungsrechnung nicht mehr anwendbar ($\alpha_s > 1$). Es wurden deshalb unterschiedliche phänomenologische Modelle entwickelt, welche die Fragmentation von Quarks und Gluonen in Mesonen und Baryonen beschreiben (Siehe Abschnitt 2.3).

2.2.2 Zwei-Photon-Prozesse

Ein konkurrierender Prozeß zur e^+e^- -Annihilation ist der Zwei-Photon-Streuprozeß, bei welchem die wechselwirkenden Leptonen zwei raumartig virtuelle Photonen abstrahlen. Die invariante Masse des Zwei-Photon-Systems, welche nur bei Bruchteilen der Schwerpunktsenergie ($\sim 1/10 \cdot \sqrt{s}$) liegt, steht dann für die Produktion der Endzustände zur Verfügung.

Der totale Wirkungsquerschnitt für die Hadronerzeugung durch Zwei-Photon-Streuung wächst logarithmisch mit dem Quadrat der Schwerpunktsenergie an, also ganz im Gegensatz zu Annihilationsereignissen, dessen Wirkungsquerschnitt mit dem Quadrat der Schwerpunktsenergie abnimmt [7]. Da die Impulse der wechselwirkenden Photonen im allgemeinen ungleich sind, bewegt sich ihr Schwerpunktsystem gegen das Laborsystem. Das führt dazu, daß die erzeugten Hadronen vorzugsweise in Vorwärts- oder Rückwärtsrichtung zeigen (Lorentz-Boost, siehe Abbildung 2.2).

Abbildung 2.2: Feynman-Graph für die Reaktion $e^+e^- \rightarrow e^+e^-X$

2.3 Fragmentationsmodelle

2.3.1 Das Field-Feynman Fragmentationsmodell

Nach dem Fragmentationsmodell von Field und Feynman [5], welches vom Quark-Parton Modell ausgeht, vollzieht sich die Hadronisierung durch unabhängige Fragmentation der Quarks aus dem Vakuum (independent jet fragmentation).

Der Fragmentationsvorgang ist in Abbildung 2.3 dargestellt. Das primäre Quark q_0 recombiniert mit dem Anti-Quark \bar{q}_1 des Vakuum-Quarkpaares $q_1\bar{q}_1$ und bildet so das Meson $M_1(q_0\bar{q}_1)$. Das verbleibende Quark q_1 recombiniert wiederum mit dem Anti-Quark \bar{q}_2 des Quarkpaares $q_2\bar{q}_2$ und bildet das Meson $M_2(q_1\bar{q}_2)$. Dieser Prozeß wiederholt sich, bis die vorhandene Restenergie nicht mehr ausreicht, um ein weiteres Meson zu bilden. Das Ende des Fragmentationsprozesses wird dann mit der Rekombination des letzten Quarks des q_0 -Jets mit dem letzten Anti-Quark des \bar{q}_0 -Jets erreicht. Die Energie verteilt sich gemäß speziellen Fragmentationsfunktionen auf die Mesonen [8].

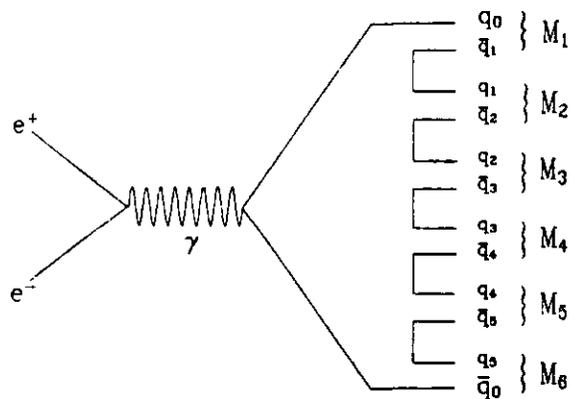


Abbildung 2.3: Meson-Produktion nach dem Field-Feynman-Modell

Die Produktion von Baryonen kann man sich durch die Erzeugung von Diquarks aus dem Vakuum vorstellen. Die primären Quarkpaare werden proportional deren Ladungsquadraten erzeugt.

$$u\bar{u} : d\bar{d} : s\bar{s} = 4 : 1 : 1 \quad (2.5)$$

Die sekundären Quarkpaare, welche aus dem Vakuum erzeugt werden, werden im Verhältnis

$$u\bar{u} : d\bar{d} : s\bar{s} = 2 : 2 : 1 \quad (2.6)$$

produziert. Die Erzeugung von schweren Quarks ist in diesem Modell nicht vorgesehen.

Die Nachteile dieses Modelles sind, daß zum einen die Energie- und Impulserhaltung nicht in jedem Fragmentationsschritt gewährleistet ist und zum anderen, daß dieses Modell nicht lorentzinvariant ist.

2.3.2 Die Fragmentationsmodelle von Hoyer und Ali

Die Fragmentationsmodelle von Hoyer et al. [9] und Ali et al. [10] sind lediglich Erweiterungen des Field-Feynman Modells.

Das Modell von Hoyer et al. beschreibt zusätzlich die Prozesse 1.Ordnung QCD, wobei die Quarks nach dem Field-Feynman Modell fragmentieren und die Gluonen an ein Quarkpaar $q\bar{q}$ des Vakuums koppeln. Das Gluon überträgt dabei seine gesamte Energie an eines der beiden Quarks, welches dann den oben beschriebenen Fragmentationsalgorithmus durchläuft. Diese Modell sieht auch die Produktion schwerer Quarks in dem folgenden Verhältnis vor:

$$u\bar{u} : d\bar{d} : s\bar{s} : c\bar{c} : b\bar{b} = 4 : 1 : 1 : 4 : 1 \quad (2.7)$$

Die schweren Quarks charm und bottom können jedoch nicht aus dem Vakuum erzeugt werden. Das Modell von Ali et al berücksichtigt zusätzlich die Prozesse 2.Ordnung QCD.

2.3.3 Das Lund-Modell

Das Lund-Modell [11] geht davon aus, daß sich zwischen dem Quark und dem Anti-Quark aufgrund der starken Wechselwirkung ein Farbfeld (string) aufbaut. Wird nun der räumliche Abstand zwischen den Quarks größer, so steigt die Energiedichte des Farbfeldes. Der String bricht auf, und an seinen Enden entsteht ein zusätzliches Quark-Antiquark-Paar (Meson). Dieser Prozeß setzt sich fort, bis die Energiedichte des Stringes nicht mehr ausreicht, um ein weiteres Quark-Antiquark-Paar zu erzeugen. Es entsteht eine 2-Jet-Struktur.

Das Lund-Modell beschreibt, wie das Ali-Modell, Vorgänge bis einschließlich 2.Ordnung der QCD. Das Gluon wird dabei als transversale Anregung des Stringes verstanden. Der String bricht an der angeregten Stelle in zwei $q\bar{q}$ -Paare und bildet zunächst ein führendes Meson $M(q_1\bar{q}_2)$ (Abb.2.4). Die beiden restlichen Stringbruchstücke fragmentieren dann nach dem Field-Feynman Modell in ihrem Ruhesystem in 2 Jets.

Insgesamt erhält man eine 3-Jet-Struktur, wobei mehr Teilchen in Richtung der $q\bar{q}$ -Impulse emittiert werden als in Richtung des Gluons (abhängige Jetfragmentation). Die Produktion der Quarks vollzieht sich im gleichen Verhältnis, wie im Field-Feynman Modell.

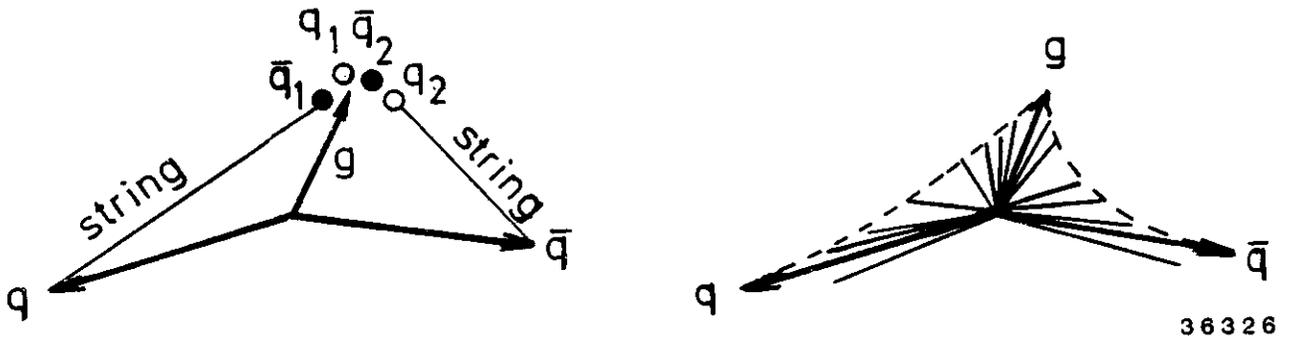


Abbildung 2.4: Meson-Produktion nach dem Lund-Modell

2.3.4 QCD-Cluster-Modelle

Die QCD-Cluster-Modelle [12] beschreiben die Hadronproduktion mit Hilfe eines Parton-Schauers (Abb.2.5). Das primäre Quark strahlt Gluonen ab, welche ihrerseits weitere Gluonen abstrahlen, oder in Quark-Antiquark-Paare fragmentieren. Dieser Vorgang ist durch QCD-Rechnungen bishin zur Bildung von farbneutralen Clustern theoretisch erfassbar. Aus den Clustern werden dann die Hadronen erzeugt. Das Ziel dieser Modelle ist eine weitgehende Vereinfachung hinsichtlich der Beschreibung des Fragmentationprozesses, besonders, wenn man auch noch höhere Ordnungen der Störungsrechnung mitbetrachtet ($O(\alpha_s^3)$).

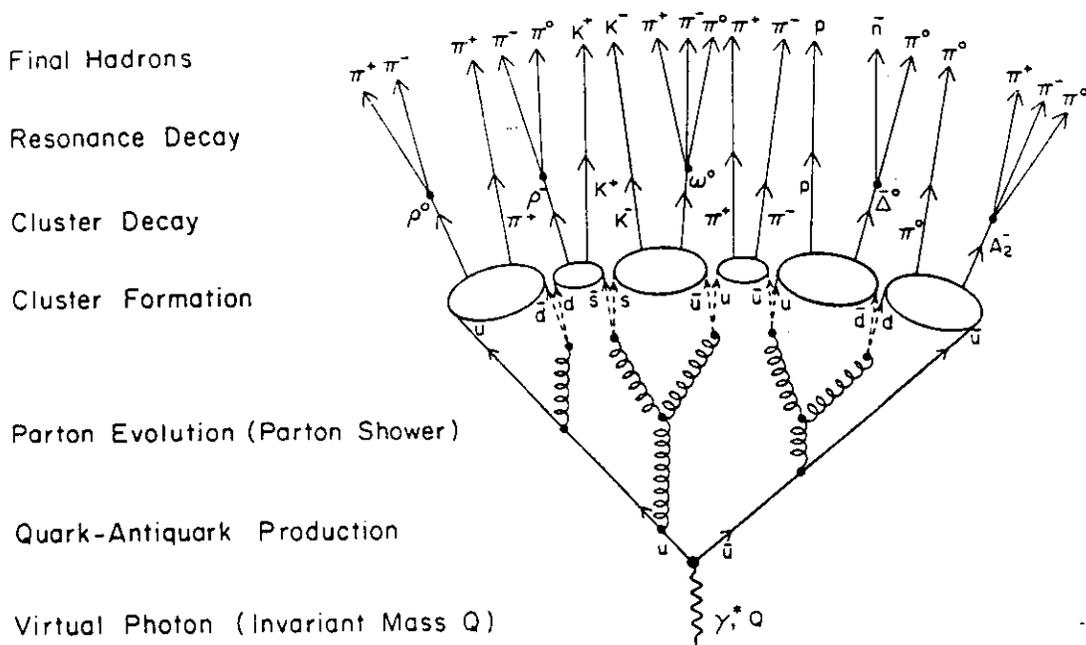


Abbildung 2.5: Entstehung eines Parton-Schauers [12]

Kapitel 3

Das Experiment

Die dieser Arbeit zugrunde liegenden Messungen wurden 1985 mit dem TASSO-Detektor am e^+e^- -Speicherring PETRA beim Deutschen Elektronen-Synchrotron DESY in Hamburg durchgeführt. In Abbildung 3.1 sind die Beschleuniger- und Speicherringanlagen, die sich auf dem DESY-Gelände befinden, schematisch dargestellt.

3.1 Der Speicherring PETRA

In dem Speicherring PETRA (Positronen- Elektronen- Tandem- Ringanlage) werden jeweils zwei Elektronen- und zwei Positronenpakete (Bunche) in einem Vakuumrohr entgegengesetzt beschleunigt und an vier Wechselwirkungszonen, an denen sich die Detektoren TASSO, CELLO/PLUTO, MARK J und JADE befinden, zur Kollision gebracht.

Die Bunche werden wie folgt erzeugt:

Die aus einer Glühkathode austretenden Elektronen werden durch den Linearbeschleuniger LINAC I auf ungefähr 50 MeV vorbeschleunigt und dann als 2 ns lange Elektronenpakete in das Elektronen-Synchrotron DESY injiziert. Hier werden die Elektronenpakete weiterbeschleunigt, bis sie eine Energie von 7 GeV haben. Dann werden sie in PETRA eingeschossen und bis auf die maximale Energie von 23 GeV beschleunigt.

Um Positronen zu erzeugen, werden Elektronen im Linearbeschleuniger LINAC II auf 250 MeV beschleunigt und dann auf ein Wolframtarget geschossen. Die in dem entstehenden Schauer enthaltenen Positronen werden dann auf 450 MeV weiterbeschleunigt und in den Positronen- Intensitäts- Akkumulator PIA [13] eingeleitet. Ist nun die gewünschte Positronen- Teilchendichte vorhanden, so werden die Positronen in Paketen in das Synchrotron injiziert, um dann schließlich in PETRA auf die gewünschte Endenergie beschleunigt zu werden [14].

Eine wichtige Kenngröße eines Speicherringes ist die Luminosität L [15], die den Proportionalitätsfaktor zwischen der Zahl N der Ereignisse einer Reaktion pro Zeit und dem Wirkungsquerschnitt σ darstellt.

$$N = L \cdot \sigma \quad (3.1)$$

$$L = \frac{I_+ I_-}{4\pi e^2 \cdot f \cdot B \cdot \sigma_x \sigma_y} \quad (3.2)$$

I_{\pm} : Strahlströme e : Elementarladung
 f : Umlauffrequenz eines Pakets B : Paketanzahl
 $\sigma_{x,y}$: mittlere Strahlbreite

Prinzipiell ließe sich die Luminosität aus Gleichung 3.1 berechnen, jedoch ist der Kollisionsquerschnitt ungenügend bekannt. Man mißt daher die Luminosität z.B. mit Hilfe der Reaktion $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ (Bhabhastreuung), deren Wirkungsquerschnitt gut bekannt ist.

Eigenschaften	Werte
Umfang	2304 m
Ringdurchmesser	734 m
max. Strahlenergie	23 GeV
max. Strahlstrom	20 mA
Zahl der Teilchenpakete	2 + 2
Zahl der Teilchen pro Paket	10^{12}
Paketlänge	$\sigma_z = 11.4$ mm
Paketquerschnitt	$\sigma_x \sigma_y = 0.7 \cdot 0.06$ mm ²

Tabelle 3.1: Parameter des Speicherrings PETRA

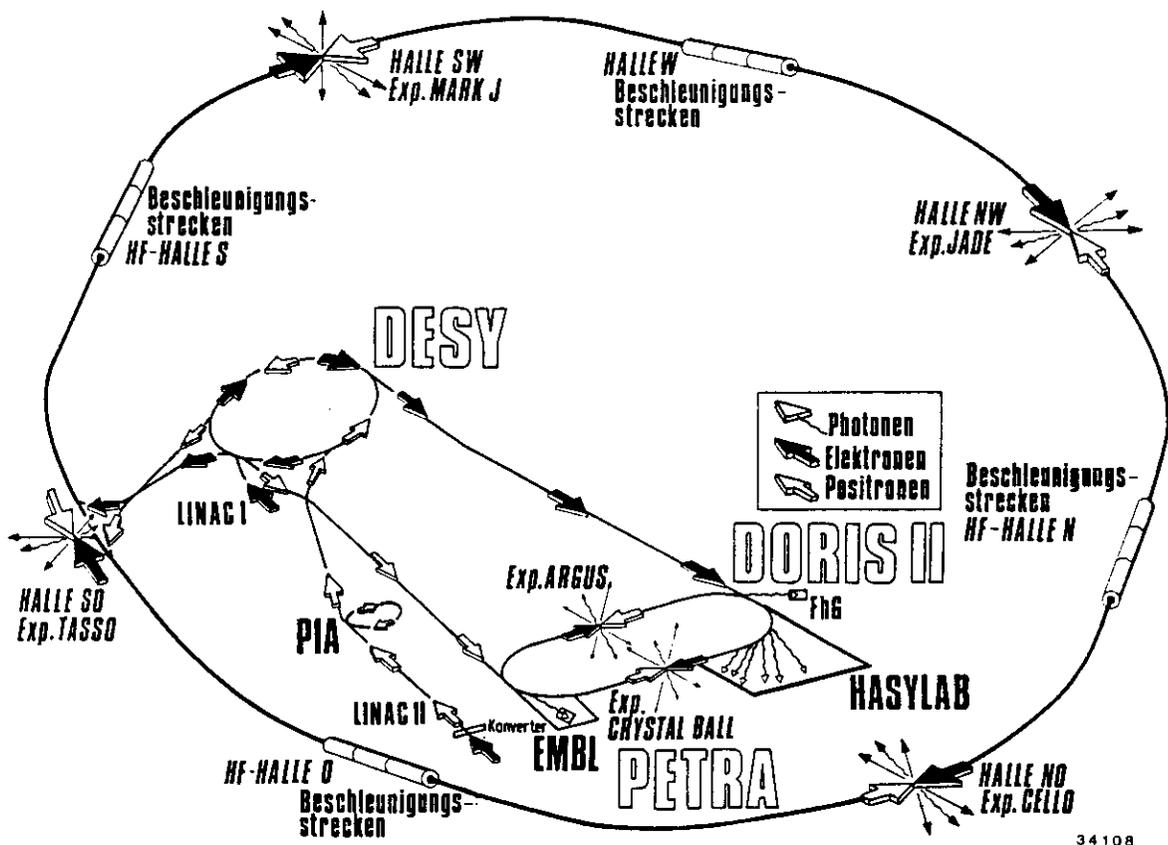


Abbildung 3.1: Beschleuniger- und Speicherringanlagen bei DESY

3.2 Der TASSO-Detektor

Der TASSO-Detektor (Two-Arm-Spectrometer-Solenoid) ist in der südöstlichen Wechselwirkungszone des PETRA-Speicherringes untergebracht. Er besteht aus einer Anordnung unterschiedlicher Komponenten zur Identifikation von geladenen und neutralen Teilchen.

Im folgenden werden alle Komponenten kurz vorgestellt. Detailliertere Beschreibungen sind in der angegebenen Literatur zu finden. Anschließend werden dann die für diese Arbeit relevanten Detektorkomponenten ausführlich diskutiert.

3.2.1 Kurzbeschreibungen der TASSO-Komponenten

Der TASSO-Detektor läßt sich prinzipiell in zwei Teile gliedern, den Innendetektor und den Außendetektor. Beide Teile sind durch eine Solenoidspule voneinander getrennt, welche ein homogenes Magnetfeld von 0.5 Tesla parallel zum Positronenstrahl erzeugt. Der Detektor ist in Abbildung 3.3 in einen Schnitt senkrecht zur Strahlachse und als Draufsicht dargestellt. Abbildung 3.2 zeigt das Koordinatensystem, in dem der TASSO-Detektor beschrieben wird. Das Vakuumrohr des Speicherringes bildet die Innenwand des **Vertexdetektors** [16]. Diese Drahtkammer hat die Aufgabe, zusammen mit der Driftkammer die Impulsauflösung zu verbessern und Zerfallsvertices kurzlebiger Teilchen zu ermitteln. Es schließt sich die vier-lagige **Proportionalkammer** [19] an, deren Information zur Spurrekonstruktion beitragen und die ein wichtiger Bestandteil des Triggersystems (siehe Abschnitt 4.1) ist.

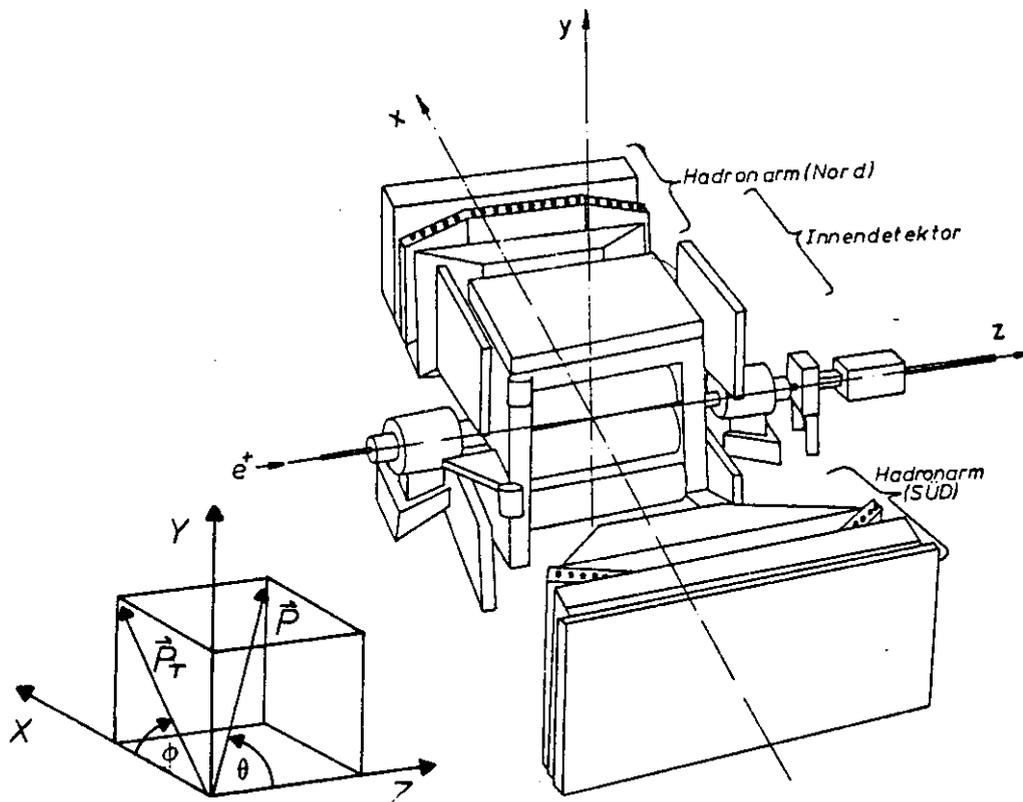
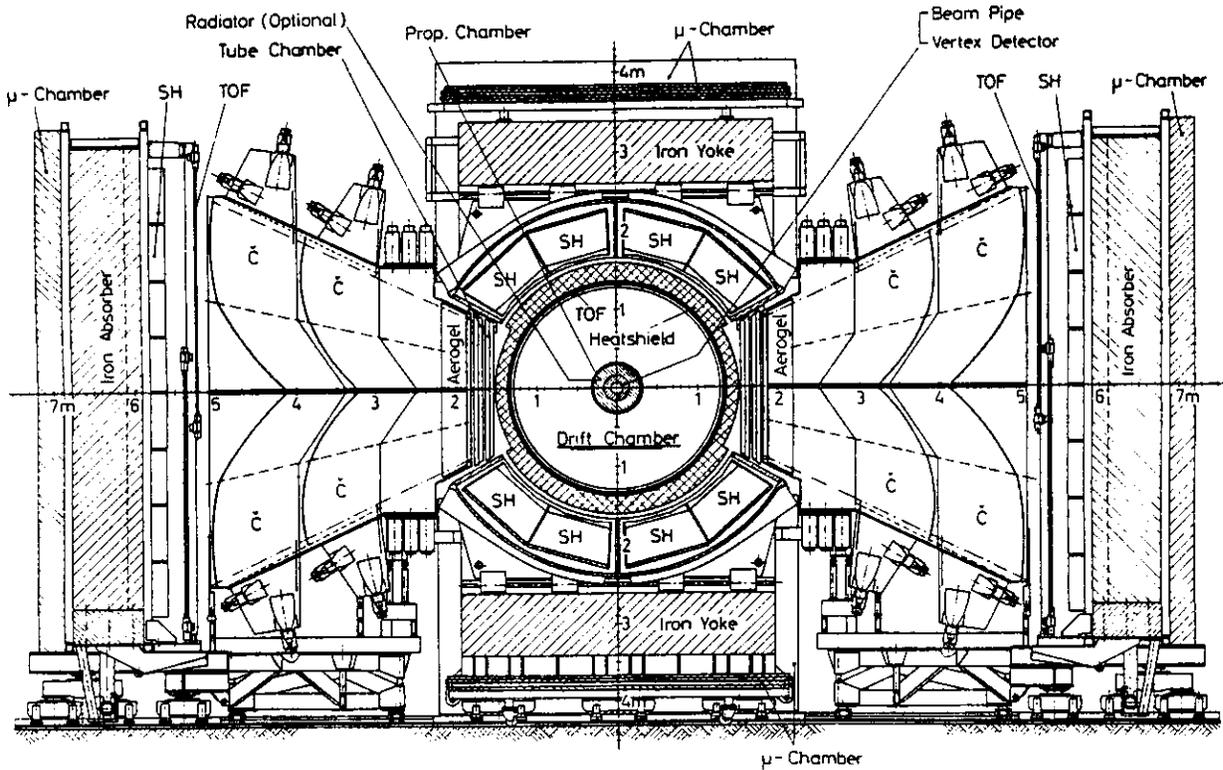
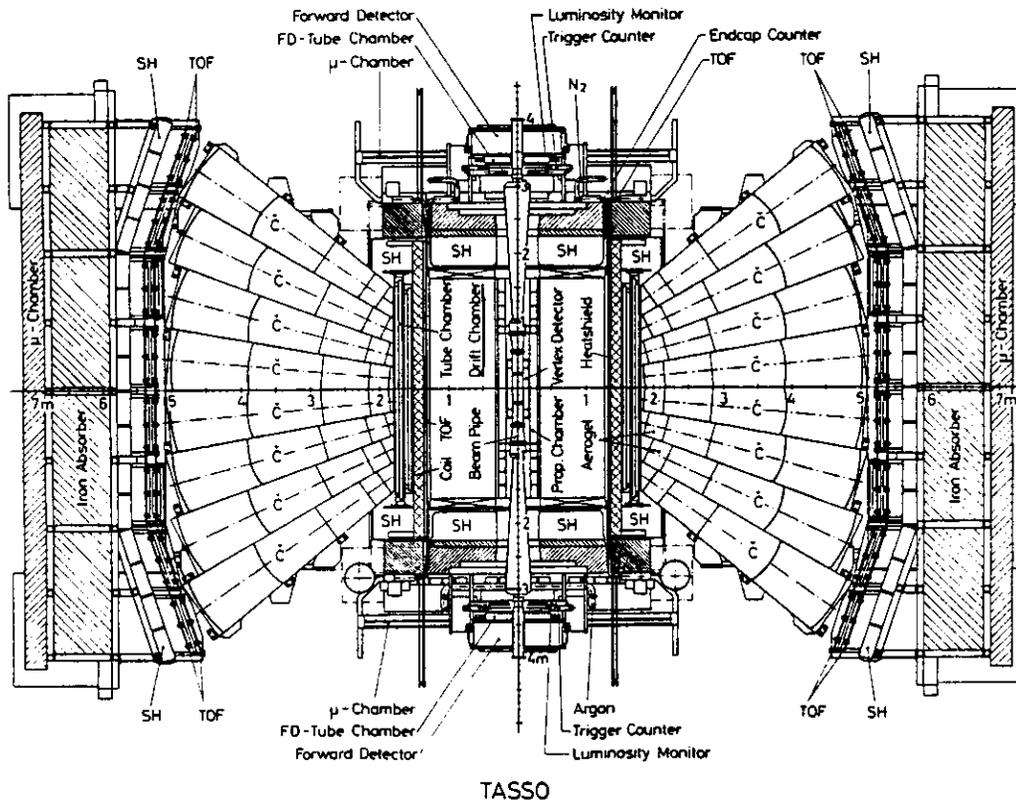


Abbildung 3.2: TASSO- Koordinatensystem



34953



34980

Abbildung 3.3: Schematische Ansicht des TASSO- Detektors; oben: Schnitt senkrecht zur Strahlrichtung; unten: Draufsicht

Die wohl wichtigste Komponente des Innendetektors ist die 15-lagige **Driftkammer** [17], die zur Rekonstruktion und Impulsbestimmung von geladenen Teilchen-Spuren dient. Neun der 15 Drahtlagen sind parallel zum Teilchenstrahl gespannt, während die restlichen sechs Lagen, sogenannte Stereolagen, einen kleinen Winkel (4°) dazu haben. Diese Anordnung ermöglicht eine Orts- und Impulsauflösung in z -Richtung. Den Impuls erhält man aus der Krümmung der Spur, die durch das Magnetfeld hervorgerufen wird. Die Ortsauflösung beträgt $200 \mu\text{m}$. Die Impulsauflösung wird durch die folgende Beziehung bestimmt:

$$\frac{\sigma_p}{p} = 0.017 \cdot \sqrt{1 + p^2} \quad p \text{ in GeV}/c \quad (3.3)$$

Zwischen der Driftkammer und der Spule befinden sich 48 **Szintillationszähler**, die als Trigger und Flugzeitähler dienen [24]. Den Abschluß des Innendetektors bildet die normalleitende, wassergekühlte Aluminiumspule, die eine totale Dicke in radialer Richtung von 11.2 cm, respektive 1.01 Strahlungslängen hat. Die geometrische Akzeptanz des Innendetektors liegt bei etwa 87% des gesamten Raumwinkels.

Außerhalb der Spule befinden sich die **Flüssig- Argon- Kalorimeter** [18] zur Energiemessung von Elektronen, Positronen und Photonen durch Bildung von elektromagnetischen Schauern und die zur Luminositätsmessung wichtigen **Vorwärtsspektrometer** [20].

Die beiden Hadronarme sind jeweils aufgebaut aus einer **planaren Driftkammer** (Abschnitt 3.2.2), **Čerenkovzählern** (Abschnitt 3.2.3), **Szintillationszählern** [21] zur Flugzeitmessung und **Blei- Szintillator-Schauerzählern** [22] zur Energiemessung. Hinter einer 87 cm starken Eisenwand, die als Hadronabsorber dient, befinden sich schließlich **Proportionalrohrkammern** zur Myonidentifikation.

3.2.2 Hadronarmdriftkammern

Zwischen der Spule und den Čerenkovzählern befindet sich jeweils eine planare Driftkammer (PTC). Die Aufgabe der PTC ist es, die Absorption oder Streuung von geladenen Teilchen in der Magnetspule zu erkennen, um Teilchenspuren vom Innendetektor ausgehend auch außerhalb der Spule rekonstruieren zu können. Diese Information ist für die nachfolgenden Detektorkomponenten der Hadronarme von entscheidender Bedeutung.

Mit ihrer Länge von 320 cm (z -Richtung) und Höhe von 87 cm (y -Richtung) überdecken die beiden Kammern zusammen einen Raumwinkel von 20%. Jede Kammer besteht aus acht Rohrlagen, wobei sich jede Lage aus 57 bis 103 Rohren zusammensetzt. Jedes Rohr ist aus Aluminium gefertigt, hat einen Durchmesser von 3 cm und eine Wandstärke von 0.5 mm. Die Außenwand des Rohres dient sowohl zur Begrenzung des Driftraumes, als auch als Kathode. Als Anode wird ein $100 \mu\text{m}$ starker Edeldraht verwendet, welcher zentral durch das Rohr gezogen ist. Jeweils zwei Rohrlagen sind gegeneinander, um einen halben Rohrdurchmesser versetzt und elektrisch leitend miteinander verklebt. Ein Paket horizontaler Rohre (z -Richtung) und ein Paket vertikaler Rohre (y -Richtung) hängen wenige Zentimeter hinter dem Wärmeschild der Magnetspule, während das zweite Paket horizontaler und vertikaler Rohre sich direkt vor den Čerenkovzählern befindet (3.4).

Bei sechs (drei horizontal, drei vertikal) der acht Rohrlagen werden die Anodendrähte auf einer Seite über Zeit-Digital-Converter (TDC) ausgelesen. Eine horizontale und eine vertikale Lage können an beiden Enden über Analog-Digital-Converter (ADC) ausgelesen

werden. Durch Vergleich der beiden Pulshöhen (Ladungsteilung) kann man den Ort längs des Drahtes bestimmen. Die Genauigkeit der Ortsmessung liegt bei $450\mu\text{m}$ [23].

Während der Datennahme 1985 wurden die über die Zeitdigitalkonverter ausgelesenen Rohlagen nicht verwendet. Zudem war die PTC des Nord- Armes defekt. Von den insgesamt sechs Rohlagen (ADC) konnten nur zwei ausgelesen werden. Die Konsequenzen liegen in der schlechteren Spurrekonstruktion und einer geringeren Nachweiswahrscheinlichkeit.

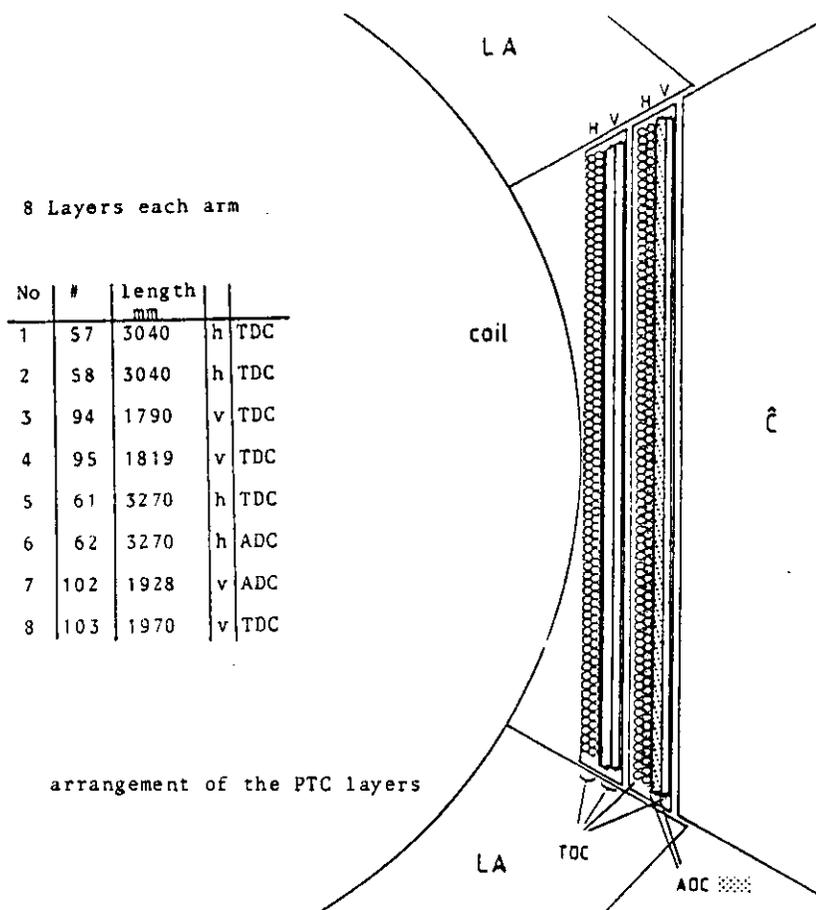


Abbildung 3.4: Schematische Darstellung der planaren Driftkammer

3.2.3 Čerenkovzähler

Direkt an die PTC schließt sich ein drei-stufiges Schwellenčerenkovzählersystem¹ an, welches insgesamt in 32 Zellen unterteilt ist. Die 32 Zellen teilen sich je zur Hälfte auf beide Hadronarme auf und haben insgesamt eine geometrische Akzeptanz von $0.19 \cdot 4\pi\text{sr}$. Jede Zelle

¹Schwellenčerenkovzähler weisen Teilchen mit einem Impuls oberhalb des durch den Čerenkoeffektes (Anhang A) bedingten Schwellenimpulses nach. Durch die Hintereinanderschaltung von mehreren Čerenkovzählern mit unterschiedlichen Radiatoren erhält man ein mehrstufiges Čerenkovzählersystem. Durch die Kombination der Lichtinformation der Zähler kann man auf die Teilchensorte schließen (Kapitel 6).

Als zweiten Radiator hat man Freon 114 ($n=1.00141$) gewählt, weil es unter Normaldruck den höchsten Brechungsindex von allen nicht brennbaren Gasen hat.

Um eine Pionenerkennung über den gesamten Impulsbereich zu gewährleisten, wählte man CO_2 ($n=1.00043$) als dritten Radiator aus. Der Gasdurchsatz beträgt bei den Freon- Zählern 25 kg/Tag und bei den CO_2 - Zählern 13 kg/Tag. Aufgrund nicht behebbarer Gaslecks waren sechs CO_2 - Zellen mit Freon verunreinigt. Um nun einen klar definierten Brechungsindex in jedem Zähler zu gewährleisten, wurden diese Zellen mit Freon als Radiator betrieben. Bei der Messung der Brechungsindizes ² zum Ende der Runperiode 1985 wurde eine Verunreinigung von weiteren sechs CO_2 - Zellen festgestellt ($n=1.0008$). Betrachtet man die sechs mit Freon gefüllten CO_2 - Zellen nicht, so ergibt sich für die verbleibenden 26 CO_2 - Zellen ein mittlerer Brechungsindex von $n=1.00057$.

	Aerogel	Freon	CO_2
Zellenanzahl	12	32	26
Brechungsindex	1.021	1.00141	1.00057
e^+e^-	2.48 MeV/c	9.62 MeV/c	15.13 MeV/c
$\mu^+\mu^-$	0.51 GeV/c	1.99 GeV/c	3.13 GeV/c
$\pi^+\pi^-$	0.68 GeV/c	2.63 GeV/c	4.13 GeV/c
K^+K^-	2.40 GeV/c	9.29 GeV/c	14.62 GeV/c
$P\bar{P}$	4.56 GeV/c	17.66 GeV/c	27.79 GeV/c

Tabelle 3.2: *Schwellenimpulse*

Lichtsammlungssystem

Die Optik der Čerenkovzähler ist auf den Wechselwirkungspunkt hin ausgerichtet. Bei den Gaszählern wird das durch den Čerenkoveffekt ³ emittierte Licht über elliptische Spiegel auf die Photokathode der Photomultiplier fokussiert. Die elliptischen Spiegel sind so justiert, daß der eine Brennpunkt im Wechselwirkungspunkt und der andere vor der Photokathode liegt. Die Lichtsammlung variiert zwischen 75% und 81% [24].

Für die Aerogelzähler wählte man aufgrund von geometrischen Problemen [25] eine andere Methode der Lichtauslese. Die Wände der Zähler sind mit einem diffus reflektierenden weißen Papier (Millipore) ausgekleidet, welches eine Reflektivität von 98% hat. Da die Lichtausbeute proportional zur Kathodenfläche ist, sind die Aerogelzellen jeweils mit sechs großflächigen Photomultipliern bestückt. Man erzielt damit eine Lichtsammlung von ungefähr 12%.

²Die Messung der Brechungsindizes wird in Anhang B erläutert

³Der Čerenkoveffekt wird in Anhang A diskutiert

Kapitel 4

Datennahme und Datenreduktion

4.1 Das Trigger-System

Die Umlauffrequenz der beiden Elektronen- und Positronenpakete im PETRA- Speicherring beträgt 260 kHz, d.h. alle $3.84 \mu\text{s}$ treffen zwei Teilchenpakete (Bunche) an der gleichen Stelle zusammen. In dieser Zeit muß entschieden werden, ob es sich um ein auslesenswertes Ereignis der Annihilation, Bhabha- Streuung bzw. Zwei- Photon Streuung handelt, oder ob es sich um ein nicht auslesenswertes Untergrundereignis handelt, welches hauptsächlich durch Strahl- Strahlrohr oder Strahl- Restgas- Wechselwirkungen zustande kommt.

Um diesen Sachverhalt schnell entscheiden zu können, analysieren Mikroprozessoren die Pulshöhen in den Schauerzählern und vergleichen die Treffermuster in den Drahtkammern mit sogenannten Masken, die durch akzeptierte Spuren mit einem bestimmten Transversalimpuls definiert sind. Die Multiplizität und die Topologie der geladenen Spuren und die gemessene Pulshöhe in den Schauerzählern bestimmen, ob die relevanten Trigger gesetzt werden und damit das Ereignis ausgelesen wird.

Der wohl wichtigste Trigger in der Aufzeichnung von multihadronischer Ereignissen ist der Vier- Spur- Trigger, welcher vier Spuren in der Driftkammer mit einem minimalen Transversalimpuls von $320 \text{ MeV}/c$ verlangt. Der Zwei- Spur- Koplanaritäts- Trigger verlangt zwei koplanare Spuren in der Driftkammer. Dieser Trigger dient hauptsächlich der Aufzeichnung von Ereignissen mit leptonischen Endzuständen (QED- Prozesse). Der CPC- Kathoden- Trigger ¹ ist ein Zwei- Spur- Trigger, welcher die Koplanaritätsbedingung nicht enthält und deshalb für die Aufzeichnung von Ereignissen der $\gamma\gamma$ - Streuung zuständig ist. Außerdem gibt es noch sieben weitere Trigger, welche die in den Schauerzählern deponierte Energie berücksichtigen und einen Luminositäts- Trigger, der auf Ereignisse der Bhabha- Streuung bei sehr kleinen Winkeln reagiert [25].

Hat nun mindestens ein Trigger angesprochen, so werden alle Detektorkomponenten ausgelesen und das Ereignis wird aufgezeichnet. Dieser Vorgang dauert im Mittel etwa 50 ms. Während dieses Zeitraumes (2000 Strahlkreuzungen [24]) ist der Detektor nicht sensitiv. Alle Trigger zusammen führen zu einer Triggerrate von etwa 3 Hz. Das bedeutet, daß nur jede 87000te Strahlkreuzung zu einem auslesenswerten Ereignis führt.

¹CPC = Cylindrical Proportional Chamber

4.2 Datenauslese

Sind die Bedingungen für die Aufzeichnung eines Ereignisses erfüllt, so werden alle elektronischen Kanäle über ein CAMAC- Bus- System durch einen Mikroprozessor MOTOROLA 68000 ausgelesen (siehe Abbildung 4.1). Hier werden die Daten so formatiert, daß sie in Datenbanken abgespeichert werden können. Vom MOTOROLA 68000 werden die Daten dann über eine DMA- Leitung ² zum Experimentrechner VAX geleitet.

Die VAX hat prinzipiell folgende Aufgaben zu erfüllen [29]:

- Steuerung der Datennahme
- Zwischenspeicherung der Daten
- Voranalyse von 10% der Ereignisse zur Komponentenüberwachung
- Graphische Darstellung von Ereignissen
- Bereitstellung von komponentenspezifischen Wartungsprogrammen
- Verwaltung und Abspeicherung von Kalibrationsläufen
- Laden und Betreiben des Emulators 370E ³

Von der VAX ausgehend werden die Daten dann über ein schnelles Bus- System PADAC⁴ zum Emulator 370E geschickt. Auf dem Emulator laufen Analyseprogramme, deren Ergebnisse dem betrachteten Ereignis hinzugefügt werden. Schließlich werden die Daten über eine Direktverbindung (DMA) zum Großrechner IBM 3084Q des DESY- Rechenzentrums geleitet und hier zunächst auf einer Platte (Online Disc) abgespeichert. Ist die Platte voll, so werden die Daten auf ein Band (Dumptape) geschrieben.

4.3 Datenreduktionskette für multihadronische Ereignisse

4.3.1 Rekonstruktion der Ereignisse

Im ersten Schritt der Datenauswertung, dem PASS 1- Schritt, werden die Trefferinformationen der zylindrischen Driftkammer mit Hilfe des Spurrekonstruktionsprogrammes FOREST aufgearbeitet.

FOREST [30] arbeitet nach der sogenannten "link- and- tree"- Methode. Aufgrund der Links- Rechts- Ambiguität gehören zu jedem angesprochenen Draht zwei Treffer. Zwischen den Treffern zweier benachbarter Lagen werden Verbindungslinien ("links") gezogen, welche dann zu sogenannten elementaren Bäumen ("trees") zusammengesetzt werden. Die richtige Spur ist somit die längste Kette von Verbindungslinien in einem Baum.

²Direct Memory Access

³Unter Emulation versteht man die hardware- unterstützte bzw. mikroprogrammierte Simulation eines anderen Rechners. Der Emulator 370E simuliert die Architektur der IBM 3084Q.

⁴Parallel Data Acquisition Crate

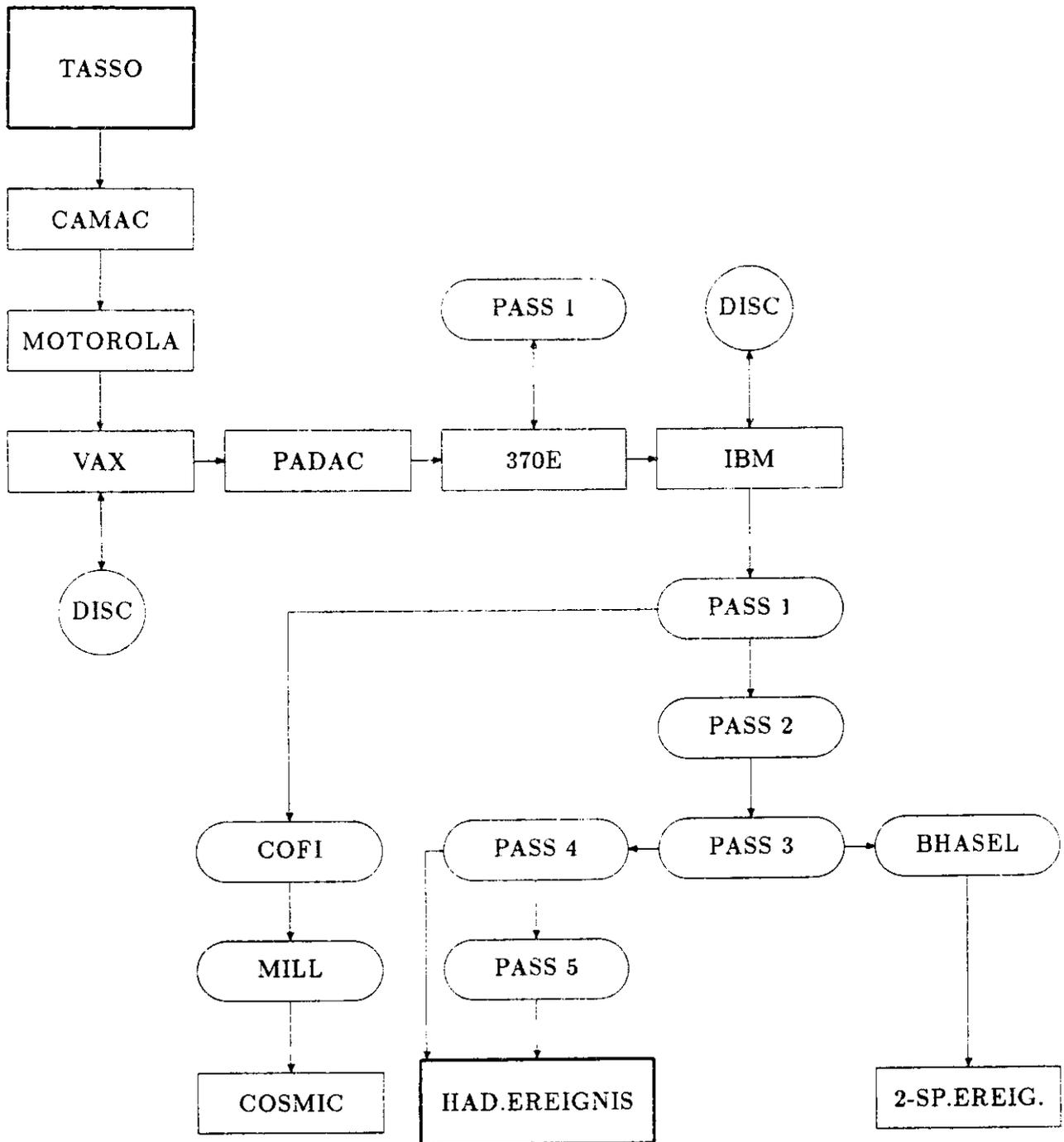


Abbildung 4.1: Datenfluß Blockdiagramm

Alle Ereignisse, die die folgenden Kriterien erfüllen, werden durch ein aufwendigeres Programm (MILL [30]) nochmals rekonstruiert.

1. Es müssen mindestens drei Spuren in der $r-\phi$ -Projektion (Ebene senkrecht zur Strahlachse) rekonstruiert worden sein, wobei der minimale Abstand von der Strahlachse jeweils weniger als 2.5 cm betragen muß ($d_0 > 2.5$ cm).
2. Mindestens zwei Spuren müssen in allen drei Dimensionen rekonstruiert sein und einen Abstand von weniger als 8 cm zum Vertex haben ($z_0 > 8$ cm).

Dabei werden innerhalb einer Region (Straße) alle Permutationen der Treffer gebildet und die optimalen Spuren ausgewählt.

Da die benötigte Rechenzeit für die Rekonstruktionsprogramme relativ groß ist (60ms pro Ereignis für FOREST und 5 s pro Ereignis für MILL auf einer IBM 3081), laufen diese Programme zum Teil auf dem Emulator 370E, der in den Fluß der Datennahme integriert ist.

Durch den PASS 1- Schritt werden keine Ereignisse ausgesondert, sondern es werden die mit Hilfe der Rekonstruktionsprogramme gewonnenen Informationen den betreffenden Ereignissen hinzugefügt.

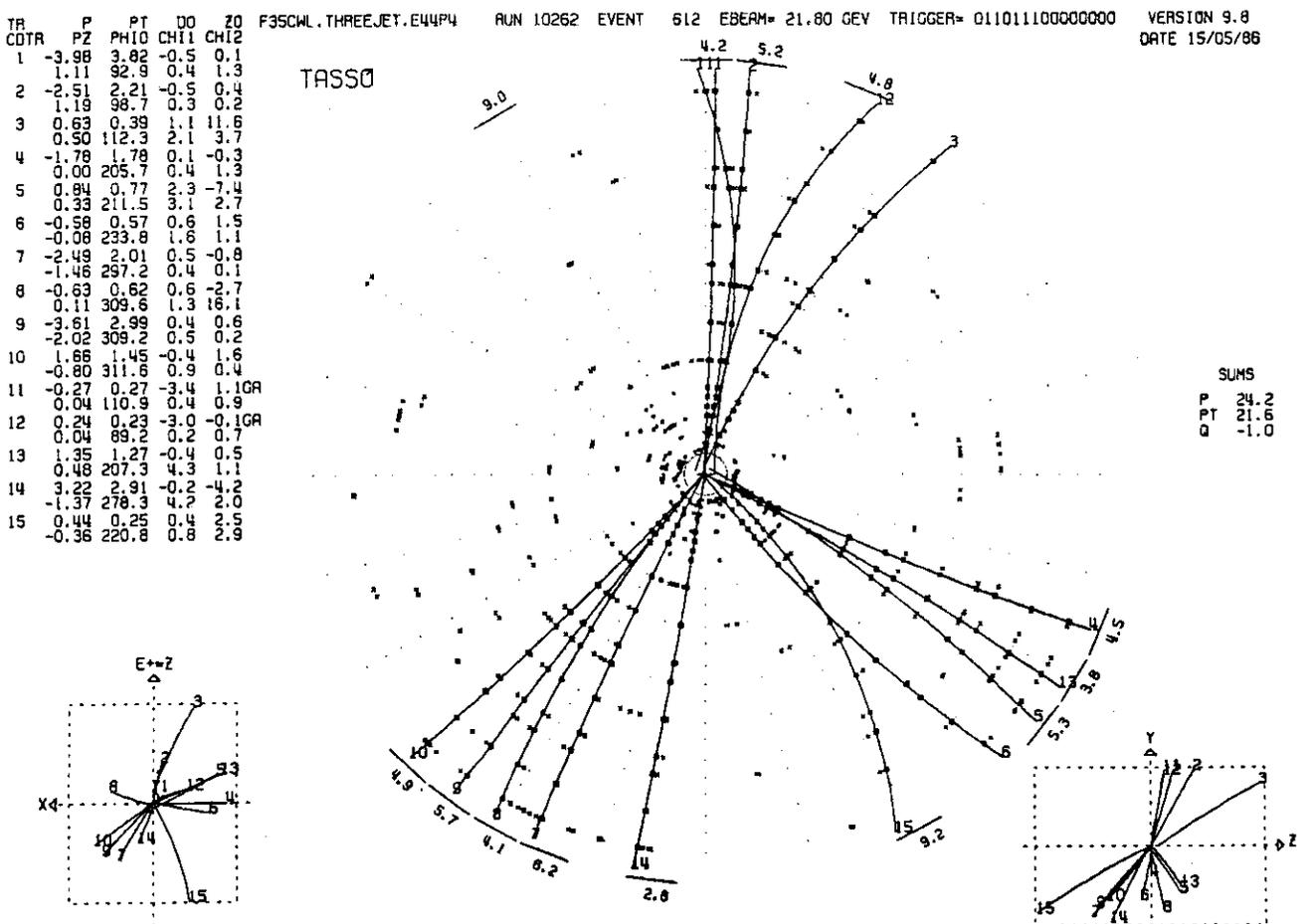


Abbildung 4.2: Von dem Programm MILL rekonstruiertes Drei-Jet-Ereignis

4.3.2 Untergrundereignisse

Das primäre Ziel der Datenreduktion dieser Analyse ist es, multihadronische Ereignisse aus der Elektron- Positron- Annihilation zu selektieren. Alle konkurrierenden Ereigniskandidaten, die ein Annihilationsereignis vortäuschen können, werden als Untergrundereignisse bezeichnet:

- **Strahl- Restgas- Ereignisse:**

Die Elektronen oder die Positronen des Strahls wechselwirken mit den Restgasmolekülen im Strahlrohr (Bremsstrahlung, inelastische Streuung am Nukleon) und erzeugen eine Reihe von Teilchen, welche auch im Innendetektor beobachtet werden können. Die Signatur dieser Ereignisse liegt zum einen in der recht kleinen Impulssumme der Spuren und zum anderen in der gleichmäßigen Verteilung der Vertizes entlang der Strahlachse (z-Achse).

- **Strahl- Strahlrohr- Ereignisse:**

Durch Bremsstrahlung an den Restgasmolekülen können die Strahlteilchen soweit von der Sollbahn abgelenkt werden, daß sie das Strahlrohr treffen. Die durch diese Reaktion entstehenden Teilchen haben ihren Vertex erkennbar in der Wand des Strahlrohrs.

- **Zwei- Photon- Streuprozesse:**

Diese Ereigniskandidaten werden im Abschnitt 2.2.2 beschrieben. Man kann sie aufgrund ihrer recht kleinen Impulssumme separieren.

- **Bhabha- Streuung:**

Die Ereignisse des Prozesses $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ erzeugen in erster Ordnung als reine Zweikörperprozesse zwei kollineare Teilchenspuren. Weitaus häufiger jedoch wird in diesem Prozeß ein Photon abgestrahlt, welches im Strahlrohr konvertiert und so weitere Spuren im Zentraldetektor erzeugt.

- **Lepton- Paarerzeugung:**

$\mu^+\mu^-$ - Paare sind leicht zu identifizierende Ereignisse mit zwei kollinearen Spuren, wobei die Energie der Spuren der Strahlenergie entspricht. Die $\tau^+\tau^-$ - Paarerzeugung zeichnet sich durch einen multihadronischen Endzustand aus. Diese Ereignisse können aufgrund der geringen invarianten Masse aller Spuren einer Ereignishälfte erkannt werden.

Den PASS 2- Schnitt passieren alle Ereignisse, die eines der folgenden Kriterien erfüllen:

1. Das Ereignis wurde im PASS 1- Schritt vom Programm MILL erfolgreich rekonstruiert.
2. Das Ereignis hat genügend Energie in den Schauerzählern bzw. dem Vorwärtsdetektor deponiert.
3. Das Ereignis wurde im PASS 1- Schritt als Myon der kosmischen Höhenstrahlung erkannt.

Durch diesen ersten Reduktionsschritt werden offensichtliche Strahl- Restgas- und Strahl- Strahlrohr- Ereignisse entfernt.

Den PASS 3- Schnitt erfüllen nur noch die folgenden Kandidaten:

1. Das Ereignis wurde vom Programm MILL rekonstruiert.

2. Es handelt sich entweder um ein multihadronisches Ereignis, oder um ein 2- Spur-Ereignis.

Mit Hilfe des Programmes BHASEL (Bhabha- Selection) werden jetzt 2- Spur- Ereignisse von den multihadronischen Ereignissen abgetrennt. Bei den 2- Spur- Kandidaten handelt es sich um Ereignisse der Bhabha- Streuung oder der Zwei- Photon- Streuung mit niedriger Multiplizität (2,3 oder 4 Spuren).

4.3.3 Selektionskriterien

Die Entfernung noch vorhandener Untergrundereignisse wird mit den folgenden Kriterien des PASS 4- Schrittes erreicht:

- Es müssen mindestens 5 geladene Spuren rekonstruiert worden sein. Diese Bedingung entfernt Ereignisse der Bhabha- Streuung, der Tau- Paarerzeugung und zum Teil auch der Photon - Photon- Streuung und der Strahl- Restgas- Wechselwirkung. Diese Ereignisse zeichnen sich durch ihre niedrige Multiplizität aus.
- Die Impulssumme muß größer als 53% der Strahlenergie sein. Damit werden Ereignisse der Photon- Photon- Streuung und der Strahl- Restgas- Wechselwirkung verworfen.
- Der gemeinsame Vertex der Spuren darf nicht mehr als 6 cm in Richtung des Strahlrohres (z) vom Wechselwirkungspunkt verschoben sein.
- Die invariante Masse, die gebildet wird aus den geladenen Spuren einer Ereignis- Hemisphäre, muß größer als die Masse des τ - Leptons sein.
- Die Spuren eines Ereignisses müssen den folgenden Qualitätskriterien genügen:
 - Die Spuren müssen in drei Dimensionen rekonstruiert sein, wobei das χ^2 für die Rekonstruktion in r und ϕ kleiner als 10 pro Freiheitsgrad und für z kleiner als 20 pro Freiheitsgrad sein soll.
 - Der Abstand zum gemeinsamen Vertex soll in der r- ϕ -Projektion (x,y-Ebene,siehe Abb.3.2) kleiner als 5 cm sein (d_0) und in der z-Projektion weniger als 20 cm (z_0) betragen. Dies unterdrückt Spuren von Teilchen, die durch Wechselwirkung im Strahlrohr oder aus Zerfällen stammen.
 - Der Transversalimpuls (r, ϕ) der Spuren soll mehr als 100 MeV/c betragen. Damit werden Spuren verworfen, die durch die Krümmung der Bahn im Magnetfeld des Innendetektors nicht die äußerste Lage der Driftkammer erreichen.
 - Damit die Spur die sechste 0° - Lage der Driftkammer erreichen, muß sie einen genügend großen Polarwinkel haben ($|\cos\theta| < 0.87$).

Zuletzt werden alle nach den obigen Kriterien selektierten multihadronischen Ereignisse einer Sichtprüfung unterzogen, um noch verbliebene Untergrundereignisse zu erkennen.

Der PASS 5- Schritt verbessert durch die Hinzunahme der Vertexdetektorinformation die Impulsauflösung. Er wurde in dieser Arbeit nicht verwendet.

1985 wurden nach den obigen Verfahren 4018 hadronische Ereignisse mit einer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} \geq 39$ GeV selektiert. Diese Datenmenge mit einer integrierten Luminosität von 19.2 pb^{-1} wurde in der vorliegenden Analyse verwendet.

4.4 Selektion von Myonen aus der kosmischen Höhenstrahlung

Für die Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeiten der Čerenkovzähler werden Myonen aus der kosmischen Höhenstrahlung verwendet, welche während der Datennahme mitaufgezeichnet werden. Die Ereignisse der kosmischen Höhenstrahlung müssen dabei die folgenden Kriterien erfüllen [24]:

- Das Myon muß den Detektor in einem Zeitraum von 20 ns vor bis 60 ns nach dem Zusammentreffen der Elektronen- und Positronenpakete im Wechselwirkungspunkt passieren, da nur während dieses Zeitintervalls die Detektorelektronik sensitiv ist.
- Der Abstand zur Strahlachse muß in der r - ϕ - Projektion kleiner als 5 cm sein.
- Da das Myon mit Hilfe des Zwei- Spur- Koplanaritäts- Triggers aufgezeichnet wird, darf die Spurkrümmung im Innendetektor nicht zu groß sein. Infolgedessen werden nur Myonen mit Impulsen oberhalb von 500 MeV/c akzeptiert.

Um möglichen Verwechslungen der Myonen mit Ereignissen der Zwei- Photon, Strahl- Restgas und Strahl- Strahlrohr Wechselwirkung entgegenzuwirken, werden die folgenden Bedingungen gestellt [31] [32]:

- Von MILL müssen genau zwei Spuren in r , ϕ und z rekonstruiert worden sein. Es handelt sich dabei um die Spuren des einlaufenden bzw. auslaufenden Myons.
- Der Krümmungsradius der beiden Spuren muß mit dem eines kosmischen Myons verträglich sein.
- Die Differenz der von den beiden Flugzeitählern gemessenen Zeiten t_1, t_2 müssen im folgenden Intervall liegen:
 $6 \text{ ns} < |t_1 - t_2| < 17 \text{ ns}$
 Hierdurch wird die Laufstrecke im Innendetektor für ein mit nahezu Lichtgeschwindigkeit fliegendes Teilchen vorgegeben. Dieses Kriterium sondert Ereignisse der Lepton-Paarzeugung aus.
- Die azimutale Winkeldifferenz der beiden Spuren ϕ_1, ϕ_2 muß der folgenden Bedingung genügen:
 $-0.03 \text{ rad} < |\phi_1 - \phi_2| - \pi < +0.03 \text{ rad}$
- Die Summe der Polarwinkel der beiden Spuren θ_1, θ_2 muß im folgenden Intervall liegen:
 $-0.09 \text{ rad} < \theta_1 + \theta_2 < -0.09 \text{ rad}$
- Die Differenz der Abstände z_1, z_2 der beiden Spuren muß kleiner als 7.5 cm sein.

Die Myonen wurden aufgrund der Trigger- und Flugzeitählerinformationen bereits im PASS 1- Schritt vorselektiert und mit einer entsprechenden Flagge versehen. Nachdem die Myonen vom Programm COFI (Cosmic-Finder, Abb.4.1) selektiert worden sind, werden sie mit Hilfe von MILL (Spezielle Version für Myonen) rekonstruiert. Dabei bleiben nur solche Kandidaten übrig, welche die beschriebenen Kriterien erfüllen. 1985 wurden auf diese Weise 37720 Myonen selektiert.

In Abbildung 4.3 ist ein typisches Ereignis dargestellt, in dem ein Myon der kosmischen Höhenstrahlung den Detektor durchquert.

Kapitel 5

Nachweiswahrscheinlichkeiten der Čerenkovzähler

5.1 Zusätzliche Kriterien zur Myonselektion

Um die Nachweiswahrscheinlichkeiten und die Lichtausbeute der Čerenkovzähler zu ermitteln, werden Myonen aus der kosmischen Höhenstrahlung verwendet. Um eine sinnvolle Aussage über das Ansprechverhalten der Čerenkovzähler zu erhalten, muß sichergestellt sein, daß das Myon auch die Gelegenheit hatte Čerenkovlicht zu erzeugen. Damit dieses gewährleistet ist, werden zusätzliche Auswahlkriterien aufgestellt, welche im folgenden kurz dargestellt werden:

- **Absorptionsschnitt:**

Um eine Weitwinkelstreuung in der Spule auszuschließen, muß in der Hadronarmdriftkammer in einem mit der Vielfachstreuung verträglichen Abstand zur extrapolierten Spur ein Signal zu beobachten sein (ausführliche Diskussion in Abschnitt 6.1.2).

- **Geometrie- Schnitt:**

Die extrapolierte Spur muß in der Akzeptanz der Hadronarmdriftkammer liegen und muß einen hinreichenden Abstand zu den Wänden der Čerenkovzähler haben (siehe auch 6.1.2).

- **Schnitt auf die unteren Zellen:**

Es können prinzipiell nur die unteren Zellen analysiert werden, da die Myonen die oberen Zellen entgegengesetzt, auf den Wechselwirkungspunkt zu, durchqueren. Die Optik der Čerenkovzähler ist jedoch für Teilchen ausgelegt, die vom Wechselwirkungspunkt kommen.

- **d_0 , z_0 - Schnitt:**

Für die Analyse der Gaszähler muß zusätzlich verlangt werden, daß die Myonen dicht am Wechselwirkungspunkt vorbeifliegen, damit das erzeugte Čerenkovlicht durch die elliptischen Spiegel auf die Photomultiplier gesammelt werden kann. Als sinnvolle Werte erweisen sich:

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

$$|z_0| < 15 \text{ cm}$$

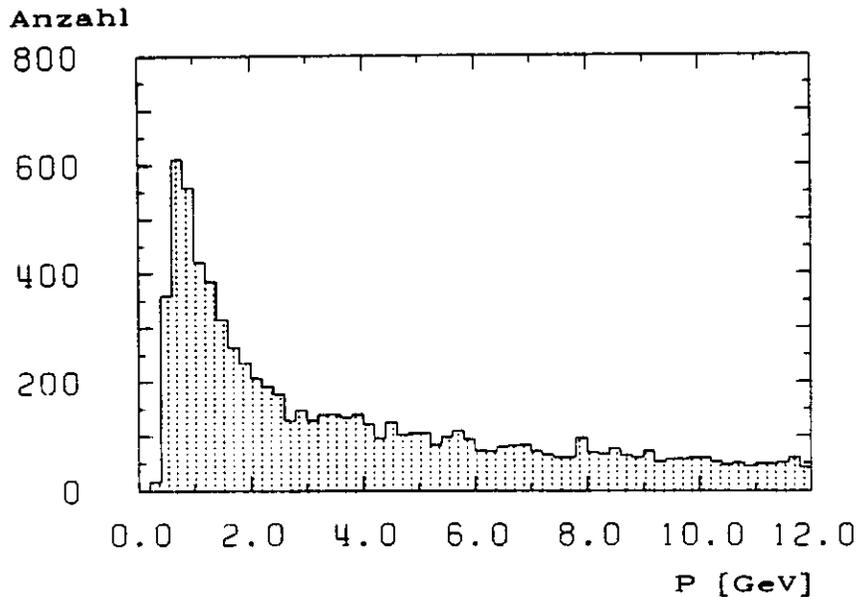


Abbildung 5.1: Impulsspektrum der akzeptierten Myonen

Die ersten drei Bedingungen schränken die Anzahl der nutzbaren Myonen um einen Faktor vier ein. Zusätzlich ist die Anzahl von Myonen oberhalb der Čerenkovschwelle durch das deutlich abfallende Impulsspektrum verkleinert (siehe Abbildung 5.1). Die letzte Bedingung reduziert die Anzahl der nutzbaren Myonen für die Gaszähler um einen weiteren Faktor 2.5, so daß insgesamt nur 1/10 aller Myonen für die Analyse der Gaszähler zur Verfügung steht.

5.2 Photovervielfacherstatistik

Bei einer gleichmäßigen Beleuchtung einer Photokathode eines Photomultipliers läßt sich die Anzahl der ausgelösten Photoelektronen durch eine Poissonverteilung beschreiben:

$$P_{\langle n \rangle}(m) = \frac{\langle n \rangle^m}{m!} \cdot e^{-\langle n \rangle} \quad (5.1)$$

$\langle n \rangle$: Mittelwert der Verteilung
 m : Zahl der ausgelösten
 Photoelektronen (0, 1, 2...)

$P_{\langle n \rangle}(m)$ ist die Wahrscheinlichkeit, bei einer bestimmten Messung m Photoelektronen zu erhalten, wenn $\langle n \rangle$ deren mittlere Anzahl ist.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit ε für Photonen ergibt sich als Summe der Wahrscheinlichkeiten, ein oder mehrere Photoelektronen zu beobachten, oder anders ausgedrückt als Komplement der Wahrscheinlichkeit, daß kein Photoelektron ($P_{\langle n \rangle}(0)$) ausgelöst wird.

$$\varepsilon = \sum_{m=1}^{\infty} P_{\langle n \rangle}(m) = 1 - P_{\langle n \rangle}(0) = 1 - e^{-\langle n \rangle} \quad (5.2)$$

In der Praxis läßt sich die Nachweiswahrscheinlichkeit nach Gleichung 5.2 nicht bestimmen, da die Vervielfachung der Primärelektronen in den Verstärkerstufen des Photomultipliers zu einer Verschmierung der diskreten Poissonverteilung 5.1 führt. Man geht daher von einem

kontinuierlichen Photoelektronenspektrum aus, in dem jeder diskrete Wert der Poissonverteilung mit einer Gaußverteilung gefaltet wird [33]. Die Varianzen dieser Gaußverteilungen sind proportional zur Wurzel aus der Impulshöhe, also proportional zur Wurzel aus der Photoelektronenanzahl: $\sigma_n = \sigma\sqrt{n}$ [34].

$$F_{\langle n \rangle}(x) = \sum_{m=1}^{\infty} P_{\langle n \rangle}(m) \cdot \text{Gauss}(x, \sigma\sqrt{m}) \quad (5.3)$$

$$= \sum_{m=1}^{\infty} \left(\frac{e^{-\langle n \rangle} \cdot \langle n \rangle^m}{m!} \cdot \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi m}} \cdot e^{-(x-m)^2/2m\sigma^2} \right) \quad (5.4)$$

Um ein Signal vom Eigenrauschen des Photomultipliers unterscheiden zu können, muß eine Schwelle x_s gesetzt werden. Für die Aerogelzähler ergibt sich dann die Nachweiswahrscheinlichkeit aus dem Anteil der Verteilung, der oberhalb der Nachweisschwelle ($x_s = 0.2$ Photoelektronen) liegt.

$$\varepsilon_{AER} = 1 - P_{\langle n \rangle}(0) - \int_{-\infty}^{x_s} F_{\langle n \rangle}(x) dx \quad (5.5)$$

Betrachtet man näherungsweise, daß nur Anteile der Verteilung des ersten Photoelektrons unterhalb der Schwelle liegen, so beschränkt sich die Integration über den ersten Summanden der Gleichung 5.4 ($\sigma = 0.5$):

$$\varepsilon_{AER} = 1 - e^{-\langle n \rangle} - \frac{\langle n \rangle \cdot e^{-\langle n \rangle}}{0.5 \cdot \sqrt{2\pi}} \cdot \int_{-\infty}^{0.2} e^{-(x-1)^2/0.5} dx \quad (5.6)$$

$$\approx 1 - 1.2 \cdot e^{-\langle n \rangle} \quad (5.7)$$

Wenn im Pulshöhenspektrum keine Überhöhungen mehr entsprechend den einzelnen Photoelektronen erkennbar sind, wie z.B. bei den Photovervielfachern der Gaszähler, ist das Spektrum am sinnvollsten durch eine kontinuierliche Poissonverteilung zu beschreiben [24]:

$$G_{\langle n \rangle}(x) = \frac{\langle n \rangle^x}{\Gamma(x+1)} \cdot e^{-\langle n \rangle} \quad (5.8)$$

$\langle n \rangle$: Mittelwert der Verteilung
 x : gemessene Pulshöhe

Wenn man die Nachweisschwelle der Gaszähler mit einem Photoelektron festsetzt, ergibt sich für die Nachweiswahrscheinlichkeit die folgende Beziehung (Für diskrete x : $G_{\langle n \rangle}(x) = P_{\langle n \rangle}(n)$):

$$\varepsilon_{GAS} = 1 - P_{\langle n \rangle}(0) - P_{\langle n \rangle}(1) \quad (5.9)$$

$$= 1 - (1 + \langle n \rangle) \cdot e^{-\langle n \rangle} \quad (5.10)$$

5.3 Lichtausbeute

Für die Bestimmung der mittleren Anzahl der ausgelösten Photoelektronen werden Myonen mit einem Impuls weit oberhalb des jeweiligen Schwellenimpulses (Plateau) betrachtet. Für die Aerogelzähler beträgt dieser Impuls 3 GeV/c und für die Gaszähler 6 GeV/c.

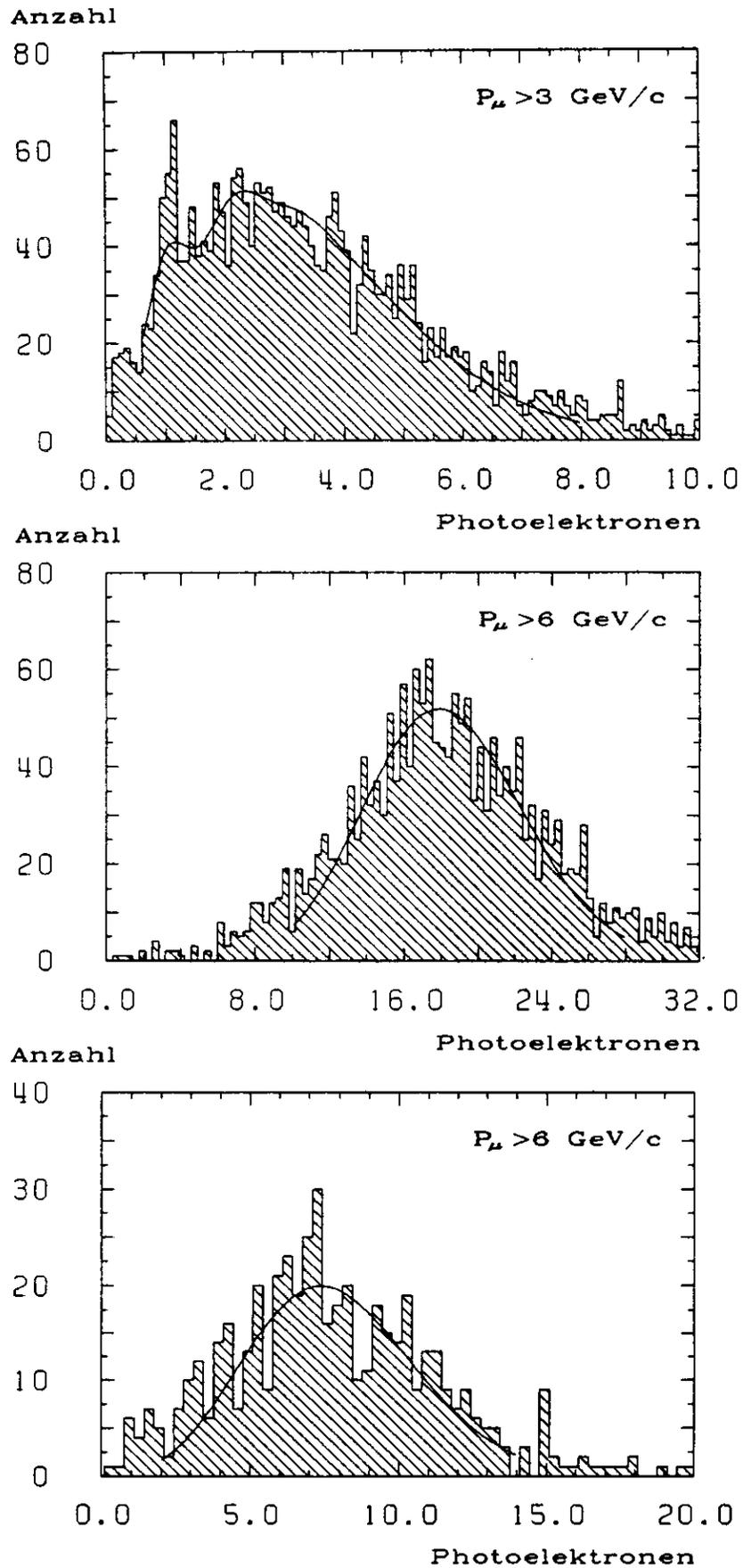


Abbildung 5.2: Pulshöhenspektren : oben Aerogel-, mitte Freon- und unten CO_2 - Zähler

An das Pulshöhenspektrum des Aerogelzählers wird die durch Gleichung 5.4 definierte gefaltete Poisson- und Gaußverteilung angepaßt. Für das Pulshöhenspektrum der Gaszähler wird eine kontinuierliche Poissonverteilung (Gl. 5.8) verwendet. Die gemessenen Pulshöhenspektren sind mit den angepaßten Verteilungen (durchgezogene Kurven) in Abbildung 5.2 dargestellt. Es ergeben sich im Mittel die folgenden Werte:

$$\begin{aligned} \langle n \rangle_{\text{AEROGEL}} &= (2.92 \pm 0.07) \text{ Photoelektronen} \\ \langle n \rangle_{\text{FREON}} &= (17.91 \pm 0.14) \text{ Photoelektronen} \\ \langle n \rangle_{\text{CO}_2} &= (8.09 \pm 0.15) \text{ Photoelektronen} \end{aligned}$$

5.4 Schwellenkurven für Myonen

5.4.1 Schwellenkurven in linearisierter Darstellung

Für die Identifizierung von geladenen Hadronen in multihadronischen Ereignissen ist die effektive Nachweiswahrscheinlichkeit nahe der Čerenkovschwelle von entscheidender Bedeutung. Es ist darum sinnvoll, besonders die Schwellenregion mit Myonen aus der kosmischen Höhenstrahlung eingehend zu untersuchen.

Die Gleichung zur Berechnung der im Mittel ausgelösten Photoelektronen läßt sich durch folgende Beziehungen herleiten:

Die in einem Wellenlängenintervall $[\lambda_1, \lambda_2]$ im Mittel durch den Čerenkoeffekt erzeugte Anzahl von Photonen ist gegeben durch:

$$\langle N \rangle = 2\pi\alpha \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} L \cdot \sin^2 \vartheta_c \cdot \frac{d\lambda}{\lambda^2} \quad (5.11)$$

α : Feinstrukturkonstante

L : Radiatorlänge

ϑ_c : Čerenkovwinkel

Unter Berücksichtigung der Verluste der Optik und beim Nachweis der Photonen im Photomultiplier erhält man als Mittelwert der nachgewiesenen Photoelektronen:

$$\langle n \rangle = N_0 \cdot L \cdot \sin^2 \vartheta_c \quad (5.12)$$

$$N_0 = 2\pi\alpha \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \text{Transmission}(\lambda) \cdot \text{Reflektivität}(\lambda) \cdot \frac{d\lambda}{\lambda^2} \quad (5.13)$$

Die Konstante N_0 , welche durch die Transmission des Mediums, die Reflektivität der Spiegel bzw. des Millipores und der Photonenausbeute bestimmt wird, ist dabei ein wichtiger Qualitätsfaktor zur Beurteilung der Güte der Zähler.

Setzt man nun in Gleichung 5.12 die Čerenkovbeziehung (siehe Anhang A)

$$\cos \vartheta_c = \frac{1}{n\beta} \quad (5.14)$$

ein, so erhält man

$$\langle n \rangle = N_0 L \left(1 - \frac{1}{n^2 \beta^2}\right). \quad (5.15)$$

Aus der relativistischen Impulsbeziehung

$$p = \gamma m \beta c \quad (5.16)$$

folgt

$$\beta^2 = \frac{p^2}{m^2 c^2 + p^2}. \quad (5.17)$$

Setzt man nun Gleichung 5.17 in Gleichung 5.15 ein, so erhält man:

$$\langle n \rangle = N_0 L \left(1 - \frac{1}{n^2} - \frac{m^2 c^2}{n^2 p^2} \right) \quad (5.18)$$

Nach Gleichung 5.18 sollte also ein linearer Zusammenhang zwischen der mittleren Photoelektronenanzahl und dem inversen Impulsquadrat bestehen. In Abbildung 5.3 ist diese Beziehung für alle drei Zähler dargestellt, wobei an die Meßpunkte eine Gerade angepaßt wurde.

Die mittlere Photoelektronenanzahl für jedes betrachtete Impulsintervall wurde für die Aerogelzähler aus der Nachweiswahrscheinlichkeit bestimmt (Gl.5.7) und für die Gaszähler der direkten Messung entnommen.

Der Impulsverlust der Myonen in der Spule, welcher im Mittel 50 MeV beträgt, führt zu einer Verschiebung der Schwelle und ist berücksichtigt worden. Die Erhöhung der Nachweiswahrscheinlichkeit durch die Erzeugung von δ - Elektronen ist korrigiert und in der Abbildung 5.3 mit einbezogen worden.

Der Schnittpunkt der Geraden mit der Abszisse gibt den Schwellenimpuls an. Unabhängig davon kann er aus der Messung der Brechungsindizes bestimmt werden (siehe Tabelle 3.2). Der so berechnete Schwellenimpuls ist mit seinem entsprechenden systematischen Fehler (vergleiche Anhang B) in die Darstellung zum Vergleich mit einbezogen. Auf diese Weise lassen sich wesentliche Ausfälle der Detektorelektronik ("heiße" ADC- Kanäle, defekte Röhren, falsche Triggerung) sofort erkennen. Die Meßpunkte würden dann nicht einer Geraden entsprechen und die Kurve würde dann die Abszisse nicht im Bereich des systematischen Fehlers des berechneten Schwellenimpulses treffen.

Der Schnittpunkt der Geraden mit der Ordinate liefert die im Plateau im Mittel ausgelöste Photoelektronenanzahl. Man erhält für die drei Zähler die folgenden Werte:

$$\begin{aligned} \langle n \rangle_{\text{AEROGEL}} &= (2.80 \pm 0.11) \text{ Photoelektronen} \\ \langle n \rangle_{\text{FREON}} &= (19.22 \pm 0.22) \text{ Photoelektronen} \\ \langle n \rangle_{\text{CO}_2} &= (8.33 \pm 0.25) \text{ Photoelektronen} \end{aligned}$$

Diese Zahlen stellen die maximale Lichtausbeute für Teilchen mit $\beta = 1$ dar, ermittelt mit Myonen an der Čerenkovschwelle. Sie sind zu vergleichen mit den Werten aus Abschnitt 5.3, die gewonnen wurden mit Myonen weit oberhalb der Čerenkovschwelle. Die Übereinstimmung der beiden unabhängigen Auswertungen derselben Messung ist im Rahmen der Fehler recht gut. Die unterschiedliche Lichtausbeute in den Freon- Zählern erklärt sich durch Sättigungseffekte der Photomultiplier bei großen Lichtmengen. Für die weitere Analyse werden die mit Myonen an der Čerenkovschwelle ermittelten Werte verwendet.

Für die Nachweiswahrscheinlichkeiten ergeben sich die folgenden Werte:

$$\begin{aligned} \epsilon_{\text{AEROGEL}} &= (93.0 \pm 0.4)\% \\ \epsilon_{\text{FREON}} &= (99.6 \pm 0.2)\% \\ \epsilon_{\text{CO}_2} &= (96.5 \pm 0.7)\% \end{aligned}$$

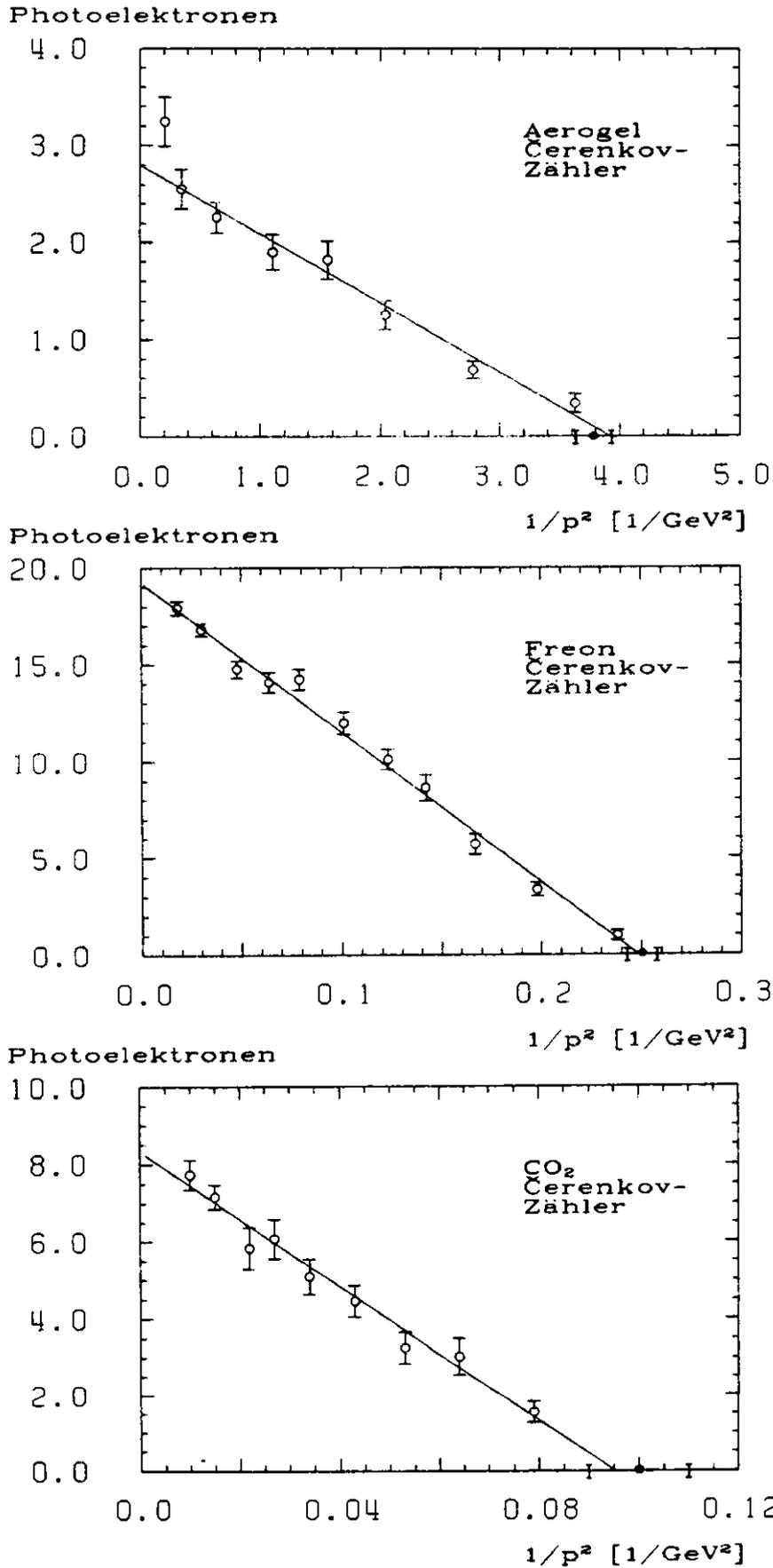


Abbildung 5.3: Schwellenkurven in linearisierter Darstellung

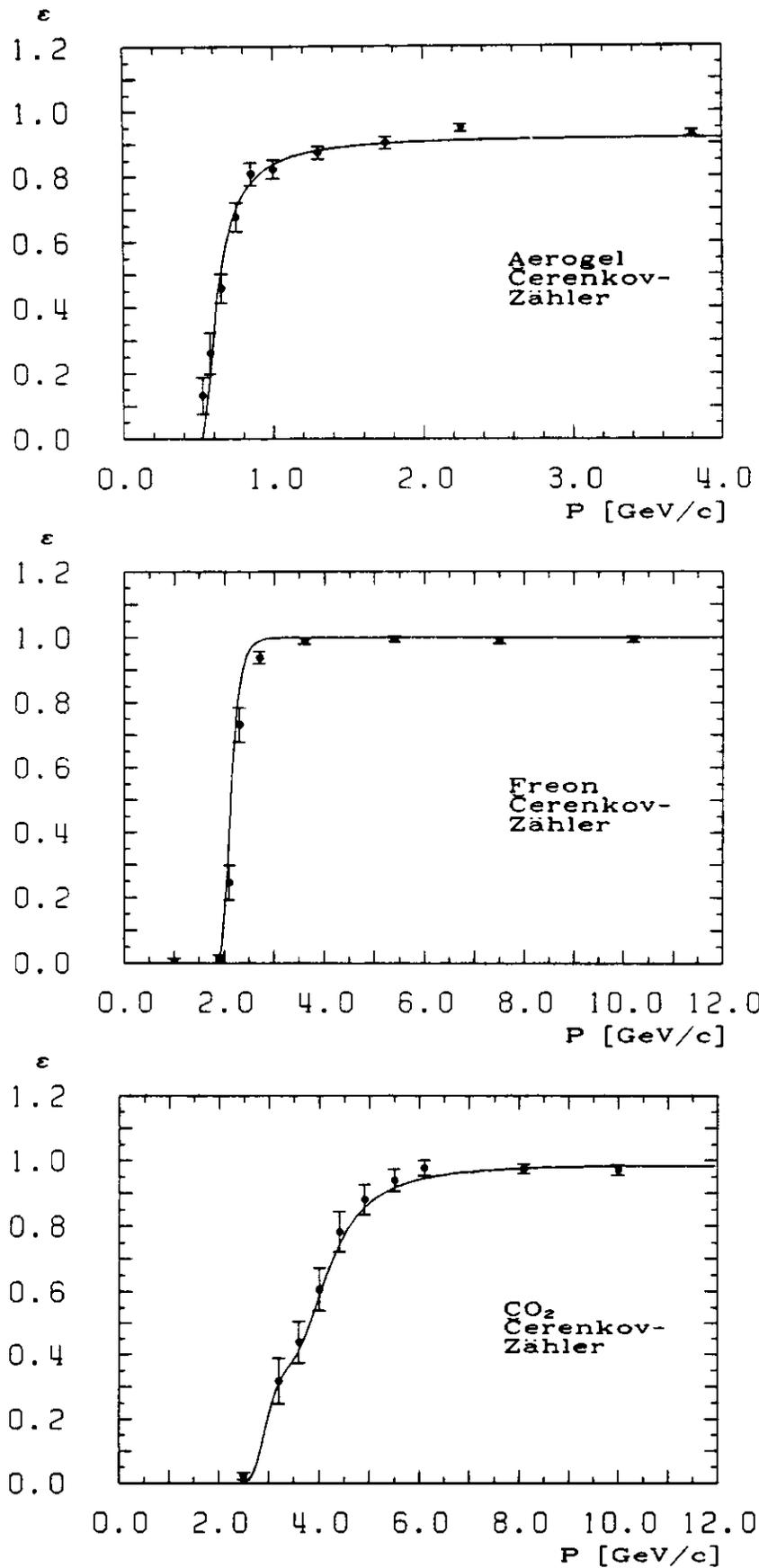


Abbildung 5.4: Effektive Schwellenkurven für Myonen

5.4.2 Effektive Schwellenkurven

Die effektiven Schwellenkurven beschreiben die Nachweiswahrscheinlichkeiten für Myonen, wobei, im Gegensatz zu den linearisierten Schwellenkurven, die detektorbedingte Impulsauflösung mit berücksichtigt wird. Die effektiven Schwellenkurven lassen sich aus den Gleichungen 5.19 und 5.20 für die Aerogel- bzw. Gaszähler berechnen.

$$\varepsilon_{AER} = 1 - 1.2 \cdot e^{-\langle n \rangle} \quad (5.19)$$

$$\varepsilon_{GAS} = 1 - (1 + \langle n \rangle) \cdot e^{-\langle n \rangle} \quad (5.20)$$

$$\langle n \rangle = N_0 \cdot L \cdot \sin^2 \vartheta_c = N_0 \cdot L \cdot \left(1 - \frac{m^2 c^2 + p^2}{n^2 p^2}\right) \quad (5.21)$$

$$N_0 = \frac{\langle n_{pl} \rangle}{L \left(1 - \frac{1}{n^2}\right)} \quad (5.22)$$

In die Bestimmung des Gütefaktors N_0 fließt dabei die mit Hilfe der linearisierten Schwellenkurven gewonnene mittlere Photoelektronenanzahl $\langle n_{pl} \rangle$ ein. Die Ermittlung des Brechungsindex n in Gleichung 5.21 resultiert für die Gaszähler aus dem Mittelwert des durch die Myoneinträge gewichteten Brechungsindexspektrums. Faltet man schließlich die obigen Gleichungen mit der Impulsauflösung des Innendetektors (siehe Gl.5.24 mit $x_\mu = 1/p$, $f(x)$ = Impulsspektrum der Myonen), so erhält man die in Abbildung 5.4 dargestellten effektiven Schwellenkurven für Myonen. Der Vergleich der Schwellenkurven mit den gemessenen Nachweiswahrscheinlichkeiten liefert eine gute Übereinstimmung.

Die Schwellenkurve für die CO_2 - Zähler setzt sich deutlich aus der Superposition von zwei Schwellenkurven zusammen, wobei die eine Schwellenkurve zu höheren Brechungsindizes verschoben ist. Dieser Effekt läßt sich durch die Verunreinigung einiger CO_2 - Zellen mit einem optisch dichteren Medium (Freon, vergleiche auch Abschnitt 3.2.3) erklären.

5.5 Effektive Schwellenkurven für Pionen, Kaonen und Protonen

Da die Anzahl der Čerenkovlichtquanten nur von der Teilchengeschwindigkeit β abhängt, können durch Skalierung des Myonenimpulses gemäß Gleichung 5.23 die Schwellenimpulse für Pionen, Kaonen und Protonen berechnet werden [25]:

$$P_{\pi,k,p} = P_\mu \cdot \frac{m_{\pi,k,p}}{m_\mu} \quad (5.23)$$

Es muß jedoch berücksichtigt werden, daß aufgrund der Ungenauigkeit der Impulsbestimmung besonders bei hohen Impulsen eine Verbreiterung der Schwelle stattfindet. Aus diesem Grund wird die Nachweiswahrscheinlichkeit mit der Impulsauflösung gefaltet. Ferner muß berücksichtigt werden, daß die Teilchenimpulse in dem Ungenauigkeitsbereich gemäß ihres Impulsspektrums fluktuieren. Um diese Tatsache zu berücksichtigen, muß das Impulsspektrum der Hadronen mit in die Berechnung der Nachweiswahrscheinlichkeiten einbezogen werden.

5.5. EFFEKTIVE SCHWELLENKURVEN FÜR PIONEN, KAONEN UND PROTONEN³⁵

Die effektiven Nachweiswahrscheinlichkeiten für Pionen, Kaonen und Protonen lassen sich dann wie folgt berechnen [25]:

$$\langle \varepsilon_{\pi,k,p}(p_0) \rangle = \frac{\int_{-4\sigma}^{4\sigma} \varepsilon_{AER.GAS}(x_\mu) \cdot f(x) \cdot e^{-\frac{(x - 1/p_0)^2}{2\sigma^2}} dx}{\int_{-4\sigma}^{4\sigma} f(x) \cdot e^{-\frac{(x - 1/p_0)^2}{2\sigma^2}} dx} \quad (5.24)$$

$$\begin{aligned} x &= 1/p \\ x_\mu &= (1/p) \cdot (m_{\pi,k,p}/m_\mu) \\ \sigma &: \text{Standardabweichung der Verteilung } (1/p) \\ f(x) &: \text{Impulsspektrum der Hadronen} \end{aligned}$$

In Abbildung 5.5 sind die nach Gleichung 5.24 berechneten effektiven Schwellenkurven für Pionen, Kaonen und Protonen dargestellt. Die Plateauwerte entsprechen denen der Myonen (Abbildung 5.4), jedoch werden die Schwellenregionen aufgrund der Impulsauflösung für hohe Impulse sehr breit. Dieser Effekt spiegelt sich besonders in der Kaon- Schwellenkurve im Freon- Zähler wieder.

Impuls [GeV/c]	Nachweiswahrscheinlichkeit					
	Pion			Kaon		Proton
	Aerogel	Freon	CO ₂	Aerogel	Freon	Aerogel
0.2-0.4						
0.4-0.6	0.019					
0.6-0.8	0.114					
0.8-1.2	0.685					
1.2-1.6	0.855			0.015		
1.6-2.0	0.891			0.026		
2.0-2.6	0.906	0.007		0.080		0.009
2.6-3.0	0.914	0.430		0.456		0.015
3.0-3.8	0.918	0.932	0.014	0.700		0.023
3.8-6.0	0.922	0.999	0.275	0.840		0.211
6.0-10.0	0.927	1.000	0.824	0.897	0.022	0.740
10.0-22.0	0.932	1.000	0.959	0.912	0.446	0.865

Tabelle 5.1: Nachweiswahrscheinlichkeiten für Pionen, Kaonen und Protonen

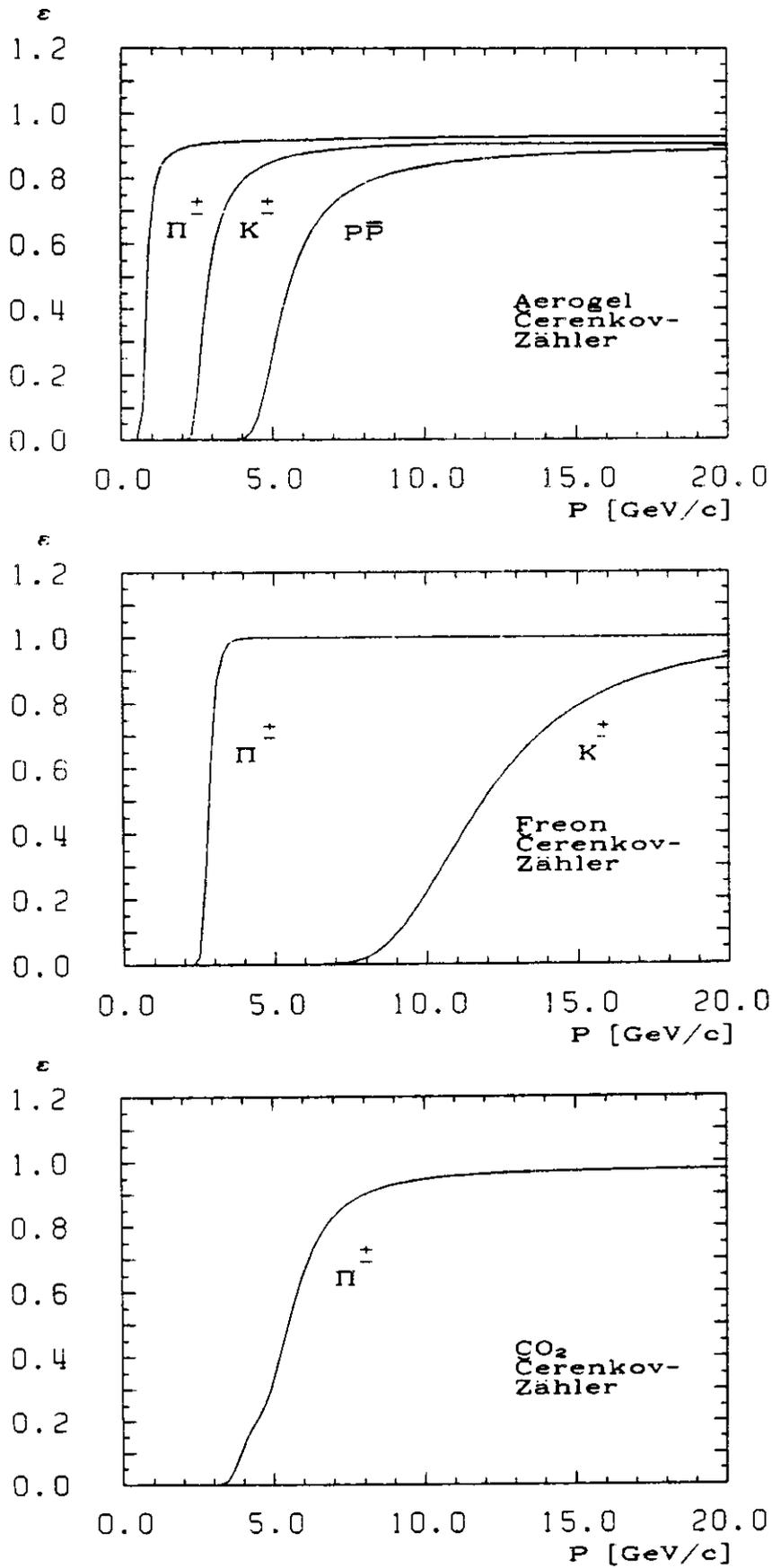


Abbildung 5.5: Effektive Schwellenkurven für Pionen, Kaonen und Protonen

5.5. EFFEKTIVE SCHWELLENKURVEN FÜR PIONEN, KAONEN UND PROTONEN³⁷

Die mittlere Nachweiswahrscheinlichkeit $\tilde{\epsilon}$ für ein betrachtetes Impulsintervall $[p_L, p_H]$ läßt sich durch die folgende Beziehung bestimmen [25]:

$$\tilde{\epsilon}(p_L, p_H) = \frac{\int_{p_L}^{p_H} \langle \epsilon_{\pi, k, p}(p) \rangle \cdot f(p) \cdot dp}{\int_{p_L}^{p_H} f(p) \cdot dp} \quad (5.25)$$

$\langle \epsilon_{\pi, k, p}(p) \rangle$ ist dabei die mit Hilfe der Beziehung 5.24 ermittelte Nachweiswahrscheinlichkeit.

Die so bestimmten Nachweiswahrscheinlichkeiten sind für relevante Impulsintervalle in der Tabelle 5.1 zusammengefaßt.

Kapitel 6

Teilchenidentifikation

6.1 Selektionskriterien der Čerenkovanalyse

Durch die Lage der Čerenkovzähler außerhalb der Spule müssen besondere Kriterien an die Spuren eines multihadronischen Ereignisses gestellt werden, denn nukleare Absorption, Vielfachstreuung und Weitwinkelstreuung in der Spule machen eine Teilchenidentifikation häufig unmöglich. Zudem darf erstens nicht mehr als eine Spur in eine Zelle extrapoliert worden sein und zweitens muß die Spur zu den Wänden einen hinreichenden Abstand haben.

Im folgenden werden alle Schnitte der Čerenkovanalyse einzeln vorgestellt, wobei nur Spuren betrachtet werden, welche die unten angegebene Vertexbedingung erfüllen.

Vertexbedingung:

$$\begin{aligned} |d_0| &< 2.5 \text{ cm} \\ |z_0| &< 10.0 \text{ cm} \end{aligned}$$

6.1.1 Geometrie- Bedingung

Das Čerenkovzählersystem überdeckt in ϕ einen Bereich von 1.8 rad ($0^\circ \leq \phi \leq 30^\circ$, $150^\circ \leq \phi \leq 210^\circ$, $330^\circ \leq \phi \leq 360^\circ$) und in θ einen Bereich, der durch $|\cos\theta| < 0.64$ charakterisiert ist. Dies entspricht einer geometrischen Akzeptanz von 19% von $4\pi sr$.

Die Anzahl der Teilchen, welche in der Akzeptanz der Čerenkovzähler liegen, ist impulsabhängig. Für niedrige Impulse sind die Teilchenspuren nahezu isotrop verteilt, für hohe Impulse jedoch werden die Teilchen zunehmend in Richtung der $q\bar{q}$ - Achse produziert und folgen damit einer $(1+\cos^2\theta)$ - Verteilung (siehe auch Abschnitt 2.2.1). Dadurch liegen Teilchenspuren mit niedrigen Impulsen bevorzugt in der Akzeptanz der Čerenkovzähler. [25].

Eine entgegengesetzte Wirkung erzielt der durch die folgenden Kriterien definierte Wandschnitt:

- Die Extrapolation der Spur muß einen hinreichenden Abstand von den Zählerwänden haben (1 cm), damit das Čerenkovlicht in ausreichendem Maße gesammelt werden kann.
- Die Spur muß durch alle drei hintereinanderliegenden Zähler gehen und darf nicht zum Nachbarzähler überwechseln.

Durch den Wandschnitt sind im vorwiegenden Maße Spuren mit niedrigem Impuls betroffen, da diese Spuren aufgrund der großen Krümmung im Magnetfeld öfter eine Zellwand durchstoßen.

Insgesamt erhält man für die Geometrie- Bedingung die in Tabelle 6.1 aufgeführten Akzeptanzen, welche im Rahmen der statistischen Fehler impulsunabhängig sind und im Mittel einen Wert von $(12.7 \pm 1.4)\%$ ergeben.

P [GeV/c]	Akzeptanz [%]
<0.6	9.1 ± 3.3
0.6-1.0	14.3 ± 3.3
1.0-2.0	13.8 ± 3.0
2.0-4.0	14.6 ± 3.6
4.0-6.0	16.2 ± 6.3
6.0-10.0	14.4 ± 7.8
10.0-22.0	10.1 ± 12.2

Tabelle 6.1: Geometrische Akzeptanz

6.1.2 Absorptionsschnitt

Bevor die Teilchen die Hadronarme erreichen, müssen sie hinter der äußersten Lage der zylindrischen Driftkammer eine effektive Materialdicke von 1.27 Strahlungslängen durchqueren [35]. Dabei können folgende Wechselwirkungsprozesse stattfinden:

- Energieverlust durch Ionisation
- Erzeugung von δ - Elektronen
- Coulomb- Vielfachstreuung
- Nukleare Absorption und Diffraktion

Der mittlere Energieverlust für minimalionisierende Teilchen beträgt ungefähr 50 MeV. Da die Hadronen im Bereich der Schwellenkurven minimalionisierend sind, ist dieser Wert bereits in der Berechnung der Nachweiswahrscheinlichkeiten im Schwellenbereich berücksichtigt worden.

Der Anteil der δ - Elektronen, welche in der Spulenmaterie erzeugt werden, liegt typischerweise bei einigen Prozenten. Eine ausführliche Diskussion ist in Abschnitt 7.1 zu finden.

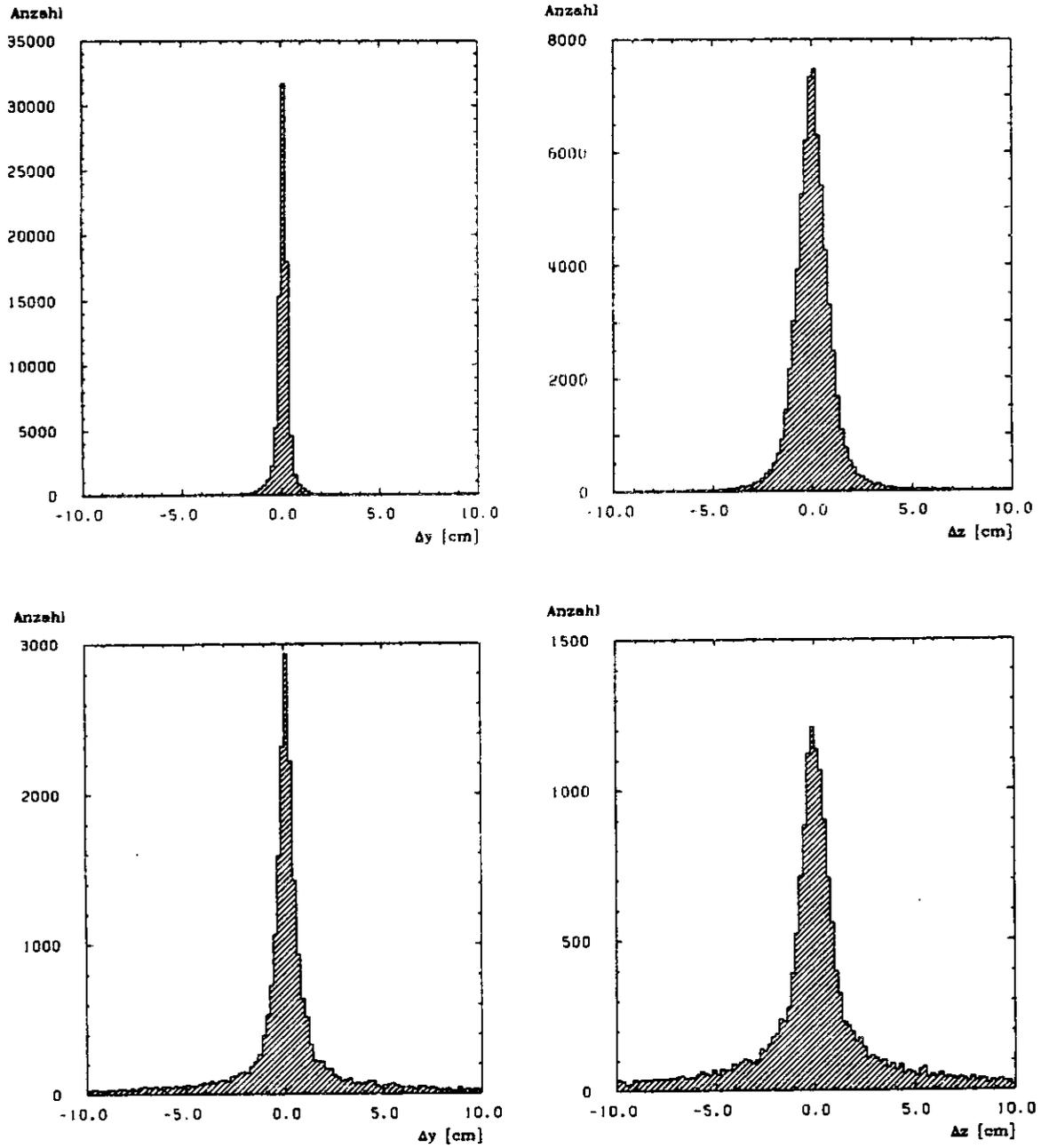


Abbildung 6.1: Abstand der gemessenen zur extrapolierten Spurposition in y- und z-Richtung; oben: Myonen; unten: Hadronen

Die weitaus größten Effekte sind durch Coulomb- Vielfachstreuung und nuklearer Absorption gegeben. Ungefähr 25% aller Pionen erleiden in der Spulenmaterie eine Absorption oder eine Weitwinkelstreuung [35]. Um jedoch eine Teilchenidentifikation in den Čerenkovzählern zu gewährleisten, muß verlangt werden, daß die Teilchenspur die Spule ungehindert durchquert hat. Zu diesem Zweck wird der Abstand der vom Innendetektor extrapolierten Spur zum nächsten Signalort der PTC gemessen. Je größer dieser Abstand ist, desto wahrscheinlicher liegt eine Streuung in der Spule vor. Hat die PTC nicht angesprochen, so wurde die Spur absorbiert. Die entsprechenden Verteilungen sind für die y- und z- Drähte der PTC in Abbildung 6.1 für Myonen aus der kosmischen Höhenstrahlung und für Hadronen dargestellt.

Um eine Streuung mit größtmöglicher Sicherheit auszuschließen, wird nun durch den Absorptionsschnitt verlangt, daß die Spur in folgendem Akzeptanzfenster liegt:

$$\begin{aligned} |\Delta y| &< 2 \text{ cm} \\ |\Delta z| &< 4 \text{ cm} \end{aligned}$$

Die Wahrscheinlichkeit für ein Teilchen in der Akzeptanz der PTC zu liegen, ist vom Impuls und von der Teilchensorte abhängig. Die Impulsabhängigkeit wurde durch Rechnungen nach dem optischen Modell bestätigt [24].

6.1.3 Zwei- Spur- Schnitt

Wenn mehr als eine Spur in eine Čerenkovzelle extrapoliert wird, so ist die Lichtinformation nicht mehr eindeutig den Spuren zuzuordnen. Damit ist eine Bestimmung der Teilchensorte nicht mehr möglich. Die betreffenden Spuren werden in diesem Fall aus der weiteren Analyse herausgenommen.

Die Spuren der folgenden Kriterien werden durch den Zwei- Spur- Schnitt verworfen:

- Eine zweite Spur wurde in die gleiche Zelle extrapoliert.
- Beide Spuren erfüllen den Absorptionsschnitt.
- Der Impuls beider Spuren liegt oberhalb des Schwellenimpulses.

W [GeV]	Akzeptanz [%]
14	95
22	90
34	84
44	79

[35]

Tabelle 6.2: Akzeptanzen des Zwei- Spur- Schnittes

Es kann Fälle geben, in denen zwei Spuren in die gleiche Zelle extrapoliert wurden, aber trotzdem eine davon analysierbar ist. Dies ist z.B. dann der Fall, wenn die eine Spur einen Impuls unterhalb des Schwellenimpulses besitzt.

Die Akzeptanz des Zwei- Spur- Schnittes verschlechtert sich mit zunehmender Schwerpunktsenergie. Dies ist aufgrund der steigenden Multiplizität und der verstärkten Kollimierung der Jets zu verstehen. Gemittelt über alle Impulse erhält man die in Tabelle 6.2 aufgeführten Akzeptanzen für den Zwei- Spur- Schnitt.

6.1.4 Schauerschnitte

Eine häufige Ursache für die Verfälschung der Čerenkovzählerinformationen bilden elektromagnetische Schauer, welche durch Photonen und Elektronen bzw. Positronen in der Spule induziert werden und in die gleiche Zelle wie die betrachtete Spur fliegen. Prinzipiell könnte man elektromagnetische Schauer durch die Signale in der PTC erkennen, jedoch erlauben die Treffermuster in der PTC keine klare Identifizierung von stark kollimierten Schauern, da schon einzelne geladene Spuren mehrere Treffer setzen können.

Am effektivsten erkennt man elektromagnetische Schauer an der Pulshöhe im Aerogelzähler. Das läßt sich wie folgt verstehen:

Vergleicht man die Pulshöhenspektren von nicht schauernden Teilchen, wie z.B. Myonen aus der kosmischen Höhenstrahlung und von schauernden Teilchen, wie z.B. Elektronen, so ergibt sich für Myonen ein Mittelwert von 3 Photoelektronen und für Elektronen ein Mittelwert von 18 Photoelektronen im Aerogelzähler (Abbildung 6.2). Schneidet man nun bei 6 Photoelektronen das Pulshöhenspektrum ab, so verliert man 6% der Myonen, aber 84% der Elektronen. Simulationsrechnungen haben die Messungen bestätigt und eine ähnliche Reduktionsrate für Photonen prognostiziert [35].

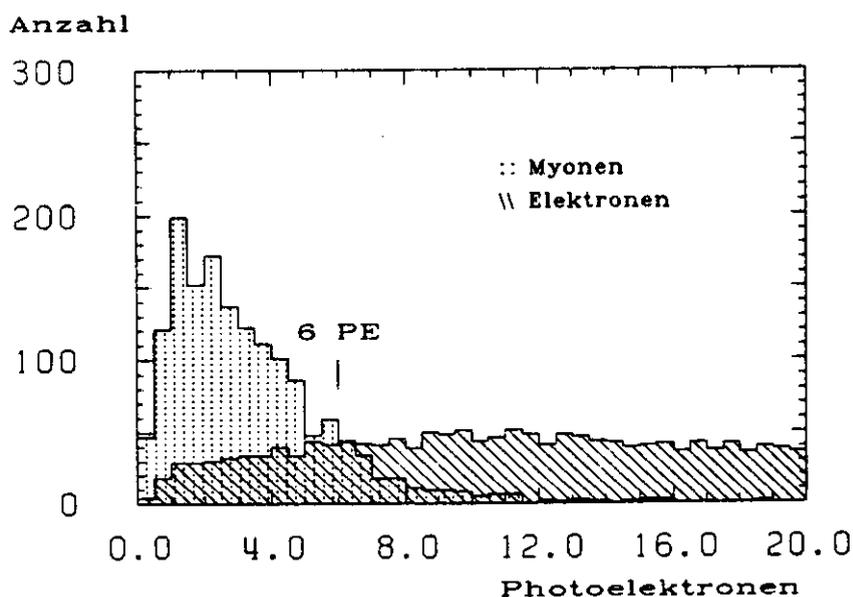


Abbildung 6.2: Pulshöhenspektrum für Myonen und Elektronen im Aerogelzähler

Um zusätzlich Schaueruntergrund zu beseitigen, wird von den Informationen der Hadronarmschauerzähler Gebrauch gemacht. Wie in Abbildung 6.3 dargestellt, deponieren minimalionisierende Teilchen in den Schauerzählern im Mittel etwa 200 MeV. Verwirft man nun alle Spuren, die über 2 GeV Schauerenergie deponieren, so ist eine gute Abtrennung von energiereichen Photonen und Elektronen möglich.

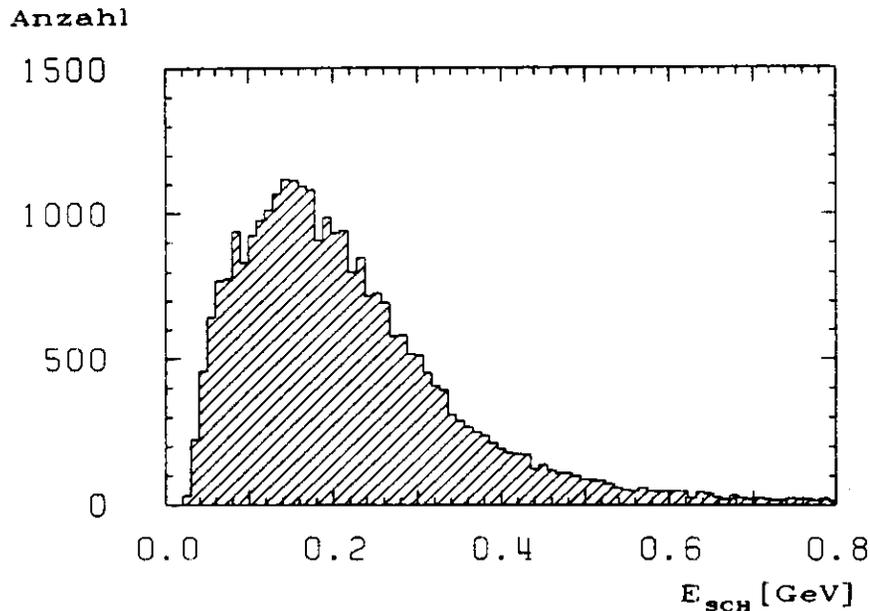


Abbildung 6.3: In den Hadronarmschauerzählern gemessene Energie von Myonen

6.1.5 Akzeptanzen

Ausgehend von den Daten, welche 1985 aufgezeichnet wurden (4018 had. Ereignisse entsprechend 58648 Spuren), sind in der Tabelle 6.3 die Schnitte der Čerenkovanalyse zusammenfassend dargestellt. Die angegebenen Akzeptanzen sind jeweils über den gesamten Impulsbereich

Schnitt	Spuranzahl	Akzeptanz [%]
	58648	
$z_0 < 10$ cm	50751	87
$d_0 < 2.5$ cm	46048	91
Geometrie- Bedingung	5826	13
Absorptionsschnitt	3558	61
Zwei- Spur- Schnitt	2815	79
6 PE- Schnitt	2591	92
2 GeV- Schnitt	2469	95

Tabelle 6.3: Akzeptanzen der Čerenkovanalyse

gemittelt. Es bleiben also insgesamt noch 2469 Spuren für die Čerenkovanalyse übrig. Da jedoch ein Teil der CO₂- Zähler mit Freon als Radiator betrieben wird und nur 1/3 aller Aerogelzellen mit Aerogel gefüllt sind, wird die Akzeptanz für diese Zählertypen zusätzlich eingeschränkt (siehe Tabelle 6.4). Ferner können nur Spuren zur Teilchenidentifikation verwendet werden, welche einen Impuls von mindestens 800 MeV/c besitzen.

Zählertyp	Spuranzahl p>0.2 GeV/c	Akzeptanz [%]	Spuranzahl p>0.8 GeV/c
Aerogel	826	1.4	557
Freon	2469	4.2	1731
CO ₂	2019	3.4	1425

Tabelle 6.4. Akzeptanzen der Zähler

6.2 Teilchentrennung

Die Trennung von Pionen, Kaonen und Protonen läßt sich prinzipiell durch die Kombination der Lichtinformation der drei Čerenkovzähler erzielen. Die Lichtinformationen werden dabei am besten durch ein Tripel von Zahlen beschrieben, wobei die erste Ziffer die Lichtinformation der Aerogelzähler, die zweite Ziffer die Lichtinformation der Freonzähler und die dritte Ziffer die Lichtinformation der CO₂- Zähler beschreibt. Eine "1" bedeutet dabei, der Zähler hat ein Lichtsignal geliefert, eine "0" bedeutet, der Zähler hat kein Lichtsignal geliefert und ein "X" bedeutet, der Zähler wird nicht beachtet. Ein solches Tripel von Zahlen wird im folgenden als eine Lichtklasse bezeichnet.

Im Schaubild 6.4 ist die Teilchenidentifikation im Prinzip dargestellt. Die dicken Linien bezeichnen dabei die Impulsintervalle, in welchen die Zähler für die jeweilige Teilchensorte sensitiv sind (Vergleiche auch Abbildung 5.5). Im oberen Teil des Bildes sind die Lichtklassen angegeben, mit deren Hilfe die Teilchen in dem betrachteten Impulsbereich identifiziert werden können.

Bis zu einem Impuls von 3.0 GeV/c erzeugen nur Pionen im Aerogelzähler Licht und können deshalb durch die Lichtklasse "100" identifiziert werden. Liefert in diesem Impulsbereich kein Zähler ein Lichtsignal, so handelt es sich um ein Kaon oder ein Proton.

Im Impulsintervall zwischen 3.0 GeV/c und 6.0 GeV/c ist der Aerogelzähler für Pionen und Kaonen und der Freonzähler nur für Pionen sensitiv. In diesem Impulsbereich ist eine vollständige Trennung von Pionen, Kaonen und Protonen möglich. Pionen werden durch ein Lichtsignal im Freonzähler ("X1X") identifiziert, Kaonen durch ein Lichtsignal im Aerogelzähler und kein Licht in den Gaszählern ("100") und Protonen schließlich durch kein Lichtsignal in allen drei Zählern ("000").

Im Impulsbereich 6.0 GeV/c - 10.0 GeV/c werden Pionen wiederum durch ein Lichtsignal im Freonzähler erkannt ("X1X"), Kaonen und Protonen lassen sich zwar durch die Lichtklasse "X00" erkennen, sind aber nicht voneinander trennbar.

Eine weitere Möglichkeit, Pionen, Kaonen und Protonen vollständig voneinander zu trennen, besteht für Impulse oberhalb von 10 GeV/c. Da der Aerogelzähler für diese betrachteten Impulse für alle Teilchen sensitiv ist, braucht dieser Zählertyp, wie auch im vorherigen Impulsbereich, nicht beachtet zu werden. Pionen werden durch Licht in den beiden Gaszählern erkannt, Kaonen durch Licht im Freonzähler und kein Licht im CO₂-Zähler und Protonen schließlich durch kein Licht in den Gaszählern.

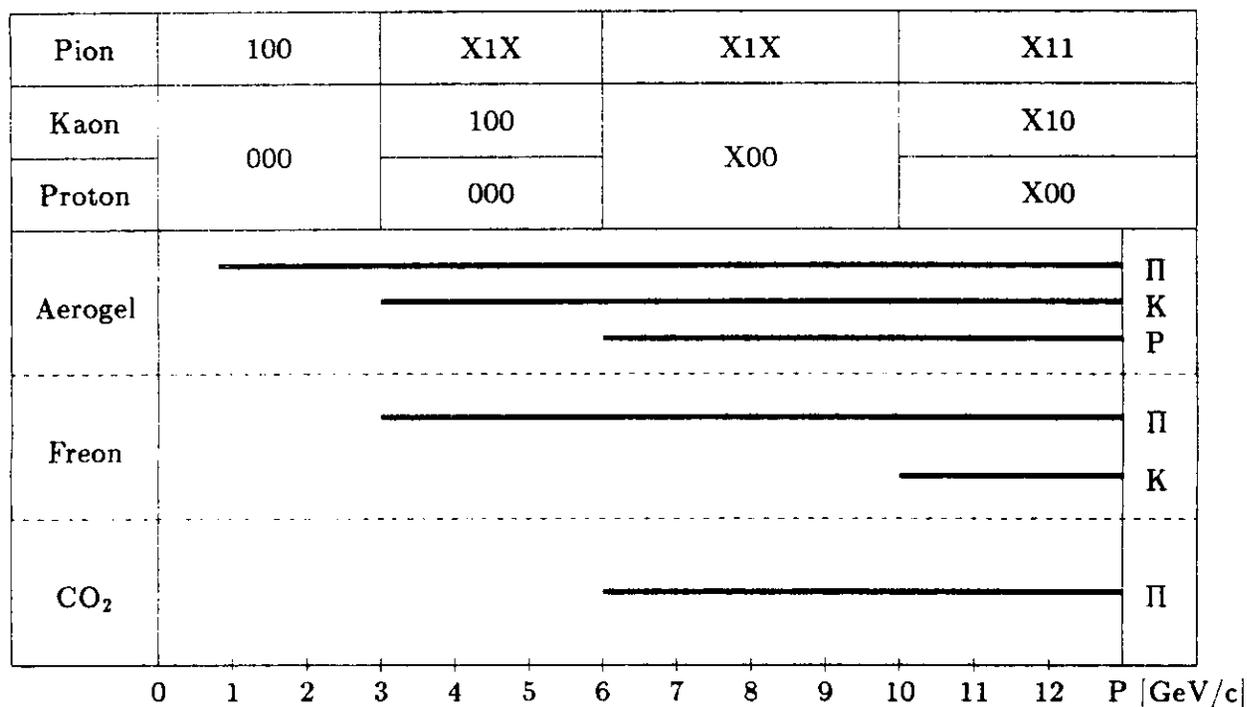


Abbildung 6.4: Teilchen- Identifikation

6.3 Lichtklassen der akzeptierten Spuren

Die Aufteilung aller durch die Selektionkriterien der Čerenkovanalyse akzeptierten Spuren in die verschiedenen Lichtklassen ist in Tabelle 6.5 dargestellt.

Dabei ist zu beachten, daß in dem für die vollständige Trennung aller drei Teilchen besonders wichtigen Impulsintervall von 3.0-6.0 GeV/c nur die Freonzähler der unteren Hemisphäre verwendet wurden. Diese Einschränkung läßt sich durch die stark unterschiedlichen Nachweiswahrscheinlichkeiten der Freonzähler in der oberen und der unteren Hemisphäre begründen. Die Messung der Nachweiswahrscheinlichkeit mit Hilfe der akzeptierten Hadronen zeigt diese Diskrepanz im Schwellenbereich deutlich (Abb.6.5). Da man aber nur die Nachweiswahrscheinlichkeit der unteren Zähler mit Hilfe der Myonen relativ exakt bestimmen kann, ist es in diesem Fall sinnvoll, auch nur diese Zähler zu verwenden.

Um von den Lichtklasseneinträgen zu den Teilchenverhältnissen aller erzeugten Hadronen zu gelangen, müssen die verschiedenen Untergrundeinflüsse und Nachweiswahrscheinlichkeiten, sowie Zerfälle und Wechselwirkungen in dem durchquerten Material berücksichtigt werden.

Impuls [GeV/c]	Lichtklassen								
	000	100	110	010	111	011	X00	X10	X11
0.8-1.2	66	100	2	1	5	0	433	16	44
1.2-1.6	33	64	3	0	5	1	256	16	24
1.6-2.0	23	36	2	0	3	0	157	5	23
2.0-2.6	19	38	2	0	6	0	163	15	41
2.6-3.0	8	17	3	1	3	1	72	16	21
3.0-3.8	2	7	8	0	2	0	20	18	15
3.8-6.0	6	14	13	2	13	4	59	52	69
6.0-10.0	0	4	4	0	9	2	25	10	46
10.0-22.0	1	4	1	0	2	0	7	4	13

Nur untere Zellen

Tabelle 6.5: Lichtklasseneinträge der akzeptierten Hadronen

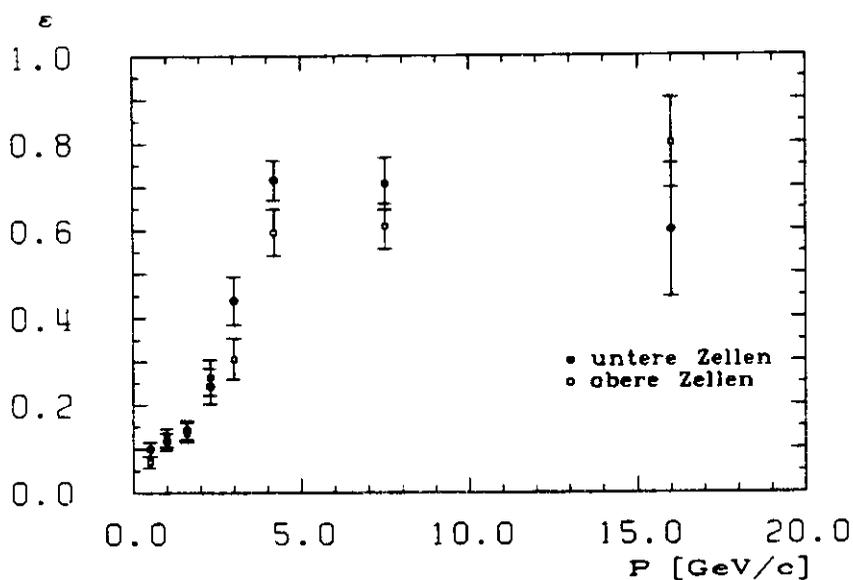


Abbildung 6.5: Gemessene Nachweiswahrscheinlichkeit für Hadronen im Freonzähler

Kapitel 7

Bestimmung des Untergrundes

7.1 δ - Elektronen- Untergrund

δ - Elektronen sind Anstoßelektronen, die beim Durchgang von geladenen Teilchen durch Materie infolge Ionisation entstehen. Die δ - Elektronen entstehen sowohl in der Spulenmaterie als auch im Aerogel. Da sie nur eine Reichweite von einigen wenigen Zentimetern besitzen, braucht der Untergrund durch δ - Elektronen nur im Aerogelzähler selbst berücksichtigt zu werden und kann in den Gaszählern vernachlässigt werden [35].

Der Untergrund durch δ - Elektronen ist stark spurkorreliert und kann aus den Daten nur schwer ermittelt werden. Er muß deshalb durch Simulationsrechnungen abgeschätzt werden. In Tabelle 7.1 ist der berechnete Anteil der Pionen(Myonen), Kaonen und Protonen mit einem δ - Elektron oberhalb von 4 MeV/c für verschiedene Impulse aufgeführt [35].

Impuls [GeV/c]	δ - Elektronenwahrscheinlichkeit [%]		
	Pion/Myon	Kaon	Proton
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

Tabelle 7.1: δ - Elektronenwahrscheinlichkeit

7.2 Untergrund durch Elektronen und Myonen

Um die relativen Teilchenverhältnisse für Pionen, Kaonen und Protonen an allen hadronischen Spuren zu ermitteln, ist es notwendig, die Anteile der Leptonen (Elektronen, Myonen) an den geladenen Spuren zu berücksichtigen.

Die Anteile der Myonen und Elektronen in multihadronischen Ereignissen wurden mit Hilfe des Detektorsimulationsprogrammes SIMPLE¹ ermittelt, wobei die Ereignisse nach dem Hoyer- Fragmentationsmodell (siehe Abschnitt 2.3.2) generiert wurden.

Die Myonen in multihadronischen Ereignissen stammen aus den semileptonischen Zerfällen der c- und b- Quarks. Die Anteile der Myonen an allen geladenen Spuren sind in Abbildung 7.1 für die Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} = 44 \text{ GeV}$ dargestellt. Eine Identifikation von Myonen ist, aufgrund der geringen Massendifferenz zwischen Pionen und Myonen ($\Delta m = 0.034 \text{ GeV}/c^2$), in den Čerenkovzählern nicht möglich.

Die Elektronen stammen hauptsächlich aus der Konversion von Photonen im Strahlrohr. Ein geringer Anteil entsteht auch aus den semileptonischen Zerfällen der c- und b- Quarks. Die Elektronen werden durch die Schauerschnitte in den Čerenkovzählern nahezu vollständig unterdrückt.

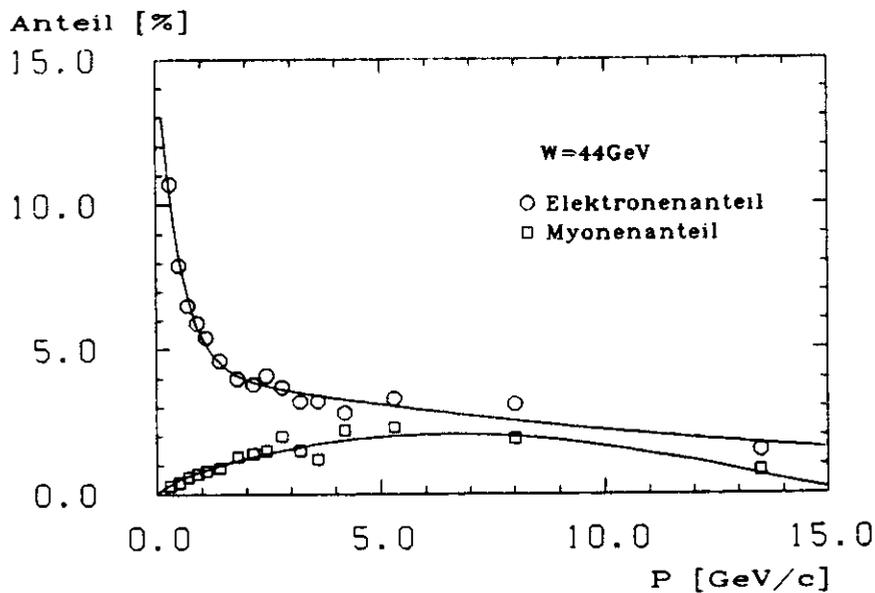


Abbildung 7.1: Elektron- und Myonenanteil im Innendetektor

¹Simulation Program for Large e^+e^- Experiments [36]

7.3 Unkorrelierter Schaueruntergrund

Aufgrund von Isospininvarianz folgt, daß der Anteil von geladenen Pionen und Photonen aus dem π^0 - Zerfall etwa gleich groß ist. Da die Konversionswahrscheinlichkeit von Photonen in der Spule mit 1.25 Strahlungslängen recht groß ist, besteht eine hohe Wahrscheinlichkeit, daß Sekundärteilchen in den Čerenkovzählern Licht erzeugen. Dies ist als eine Hauptuntergrundquelle anzusehen. Der Untergrund wird im folgenden als unkorrelierter Untergrund bezeichnet, weil er nicht mit einer zu analysierenden geladenen Spur in Zusammenhang steht. Der unkorrelierte Schaueruntergrund läßt sich durch die sogenannte "Kunstspur- Analyse" direkt aus den Daten ermitteln.

Zu diesem Zweck wird die zu analysierende Spur mit einem Winkel α_{kunst} um die Jetachse (Thrustachse) gedreht. Die Thrustachse ist die Achse, bezüglich der die Summe der Longitudinalimpulse maximal ist.

$$T = Max \left(\frac{\sum_i |P_{||i}|}{\sum_i P_i} \right) \quad (7.1)$$

Die auf diese Weise erhaltene neue Spur wird als "Kunstspur" bezeichnet. Nachdem die Originalspur aus dem Ereignis entfernt wurde, wird mit der Kunstspur die normale Analyse durchgeführt, wobei jedoch der Absorptionsschnitt nicht angewendet wird. Da die Kunstspur keine reelle Spur ist, kann sie keine Treffer in der PTC hinterlassen.

Die Wahrscheinlichkeit für unkorrelierten Schaueruntergrund wird dann aus der Häufigkeit der Fälle bestimmt, in denen eine Kunstspur nach Passieren der Zwei- Spur- und Schauer-schnitte in eine Zelle zeigt, in welcher Licht beobachtet wurde. Zeigt jedoch die Kunstspur in die gleiche Zelle wie die Originalspur, so kann nicht mehr entschieden werden, ob die Lichtinformation von der Originalspur oder vom unkorrelierten Schaueruntergrund stammt. In diesem Fall ist die Bestimmung des unkorrelierten Schaueruntergrundes nicht möglich.

Insgesamt wird die Originalspur einmal um die Jetachse gedreht, wobei an 10 Stellen gestoppt wird, um eine Kunstspur zu produzieren. Auf eine Originalspur kommen also 10 Kunstspuren, welche die folgenden Drehwinkel besitzen:

$$\alpha_{kunst} = n \cdot 36^\circ \quad n = 1, 2, 3 \dots 10 \quad (7.2)$$

Die Vorteile der Kunstspur- Analyse sind:

1. Es werden alle Effekte unabhängig von Modellannahmen erfaßt.
2. Durch die Rotation um die Jetachse wird die Ereignistopologie erhalten.
3. Alle Impulse sind genau wie bei den analysierten Daten vertreten.

Die Nachteile der Kunstspur- Analyse sind:

1. Mit zunehmender Schwerpunktsenergie wird die Jetstruktur eines Ereignisses immer ausgeprägter d.h., der Abstand der Spuren zur Jetachse wird immer kleiner. Rotiert man nun die Spur um die Jetachse, so kann es vorkommen, daß man mit der rotierten Kunstspur immer in die Zelle zeigt, in welche auch die Originalspur extrapoliert wurde. In diesem Fall kann der Untergrund nicht ermittelt werden und wird somit insgesamt unterschätzt.

2. Die Kenntnis des unkorrelierten Untergrundes hängt von der zur Verfügung stehenden Datenmenge ab und ist daher für hohe Impulse ($> 10 \text{ GeV}$) stark eingeschränkt.
3. Je größer die Schwerpunktsenergie ist, desto größer ist der Anteil an Drei- Jet- Ereignissen. Bei $\sqrt{s} = 44 \text{ GeV}$ liegt dieser Anteil bei typischerweise 20%. Man müßte nun prinzipiell die Spuren um eine der drei generalisierten Jetachsen drehen, jedoch ist die Identifikation von Drei- Jet- Ereignissen äußerst problematisch. In der Kunstspur-Analyse werden deshalb alle Ereignisse als Zwei- Jet- Ereignisse behandelt.

Prinzipiell wird nun für jede Lichtklasse "ABC" (siehe Abbildung 6.4) der unkorrelierte Schaueruntergrund ermittelt, wobei allgemein gilt:

$$U_{ABC} = \frac{\text{Anzahl der Kunstspuren in der "ABC" - Klasse}}{\text{Anzahl der untersuchten Kunstspuren}} \quad (7.3)$$

Mit U_{100} , U_{X1X} bzw. U_{XX1} wird dann im folgenden die Wahrscheinlichkeit dafür bezeichnet, daß eine Spur durch den Untergrund schauernder Photonen die Signatur der "100", "X1X" bzw. "XX1"- Klasse erhält. Diese Lichtklassen repräsentieren gerade den Gesamtuntergrund im Aerogel-, Freon- bzw. CO_2 - Čerenkovzähler, welcher jeweils in Abbildung 7.2 dargestellt ist. In allen drei Fällen ist ein deutlicher Anstieg des Schaueruntergrundes mit dem Impuls zu verzeichnen. Der Untergrund im Aerogelzähler ist deutlich höher, als in den Gaszählern. Dies ist auf die größere Empfindlichkeit der Aerogelzähler zurückzuführen, welche durch die Lichtsammlung über die diffus streuenden Wände gegeben ist. Im Gegensatz zu dem Aerogelzähler ist die Empfindlichkeit der Gaszähler nicht so groß, da sie aufgrund ihrer Spiegeloptik nur Teilchen akzeptieren, die aus einer begrenzten Zone um den Wechselwirkungspunkt zu kommen scheinen.

Um die Güte des auf diese Weise ermittelten Untergrundes abzuschätzen, bestimmt man die Anzahl der Hadronen in der betrachteten Lichtklasse (N_{1XX} , N_{X1X} , N_{XX1}) und normiert

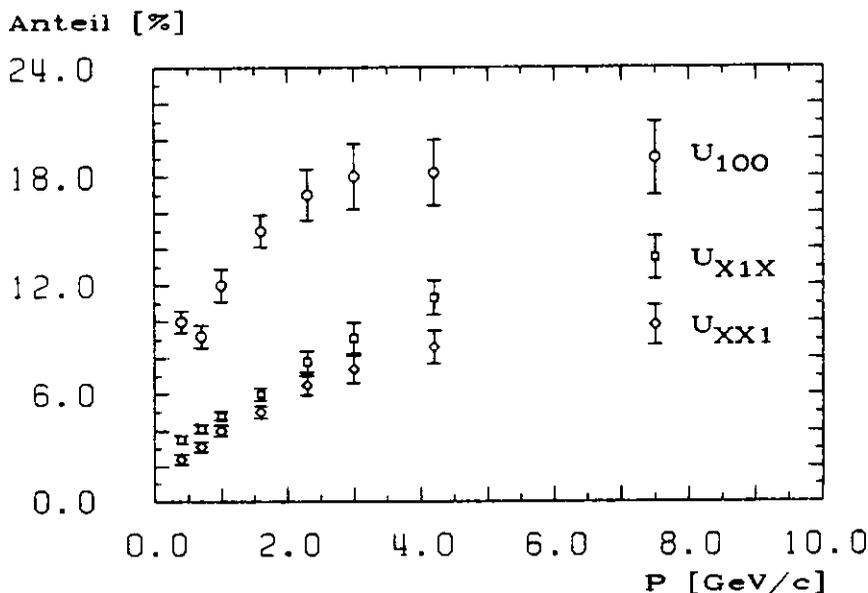


Abbildung 7.2: Unkorrelierter Schaueruntergrund in den Čerenkovzählern

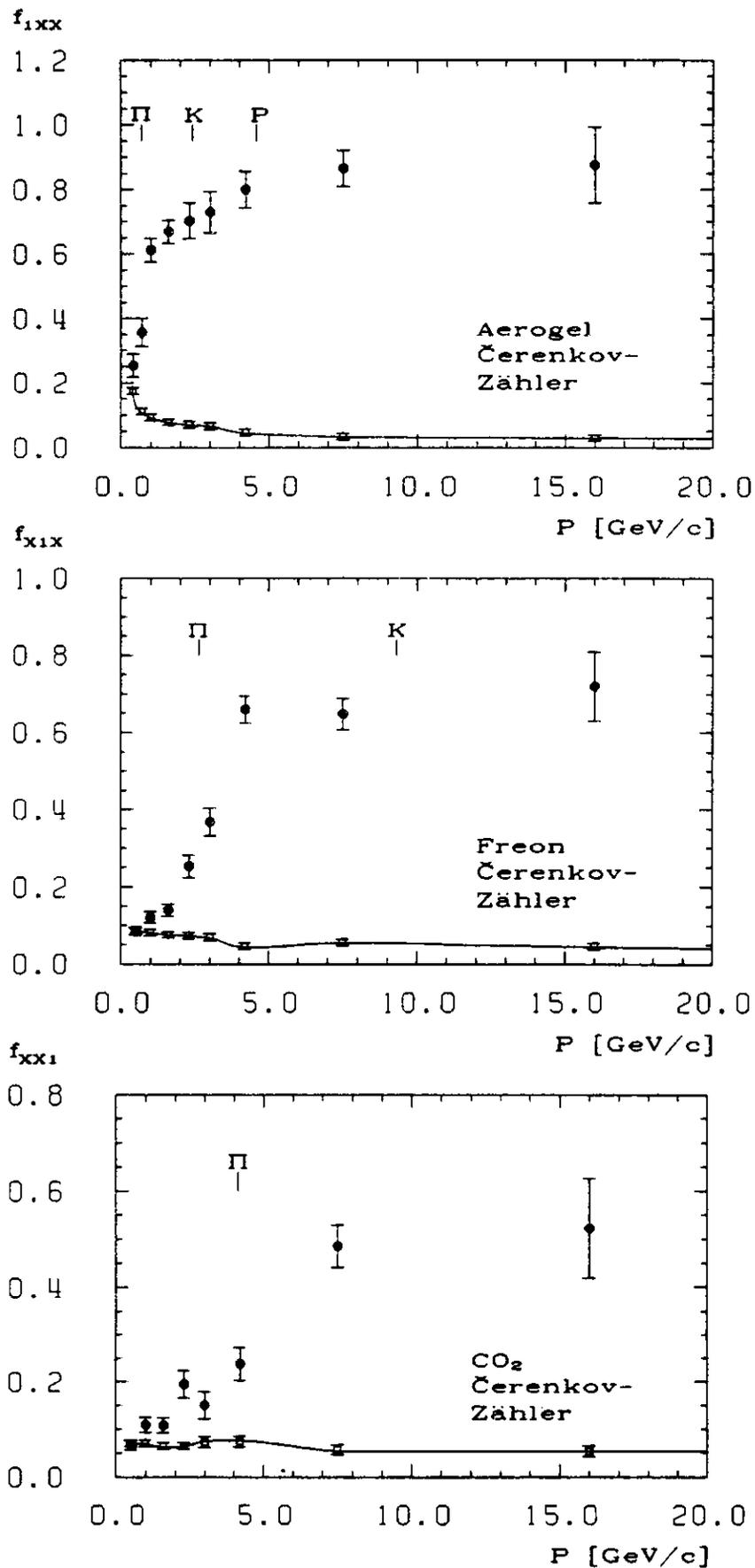


Abbildung 7.3: Normierte Čerenkovzählerlichtraten mit Darstellung des Gesamtuntergrundes

diese auf die Gesamtanzahl der Hadronen (N_{tot}).

$$f_{1XX} = \frac{N_{1XX}}{N_{tot}} \quad (7.4)$$

$$f_{X1X} = \frac{N_{X1X}}{N_{tot}} \quad (7.5)$$

$$f_{XX1} = \frac{N_{XX1}}{N_{tot}} \quad (7.6)$$

Die entsprechenden Kurven sind in Abbildung 7.3 dargestellt. Die Schwellen für Pionen, Kaonen und Protonen sind mit eingezeichnet und sind teilweise deutlich zu erkennen. Für große Impulse sind die Schwellen durch die Impulsauflösung verschmiert. Geht man davon aus, daß unterhalb der Pionschwellen keine Lichtklasseneinträge der Hadronen zu verzeichnen sind, so muß man sämtliche hier vorhandenen Einträge durch den Untergrund erklären können. Der Gesamtuntergrund setzt sich aus dem Elektronenuntergrund und dem unkorrelierten Schaueruntergrund zusammen. Er ist in Abbildung 7.3 mit einbezogen. Es ist dabei zu beachten, daß der Anteil des unkorrelierten Schaueruntergrundes nur auf den Teil der Spuren bezogen wird, welche kein Licht in den jeweiligen Zählern erzeugt haben. Der Impulsverlauf entspricht daher einer umgekehrten Schwellenkurve.

Insgesamt wird der Untergrund relativ gut beschrieben, es ist aber deutlich zu erkennen, daß der Untergrund tendenziell eher unterschätzt als überschätzt wird. Der angegebene Fehler des Untergrundes ist rein statistischen Ursprungs.

7.4 Untergrund in der PTC

Durch Schaueruntergrund in der PTC kann es zu Fehlinterpretationen der Čerenkovlichtsignale kommen. Dies geschieht z.B. dann, wenn die Teilchenspur absorbiert wurde, aber die PTC durch Untergrund an der entsprechenden Stelle angesprochen hat. Die Lichtinformationen der Čerenkovzähler können in diesem Fall nur durch Untergrund zustande gekommen sein.

Die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten von Schaueruntergrund in der PTC wurde wiederum mit Hilfe der Kunstspuren ermittelt:

$$U_{PTC} = \frac{\text{Anzahl der Kunstspuren in der PTC} - \text{Akzeptanz}}{\text{Anzahl der untersuchten Kunstspuren}} \quad (7.7)$$

Der PTC- Untergrund ist in Abbildung 7.4 dargestellt. Wie zu erwarten war, ist ein deutlicher Anstieg mit dem Impuls zu verzeichnen.

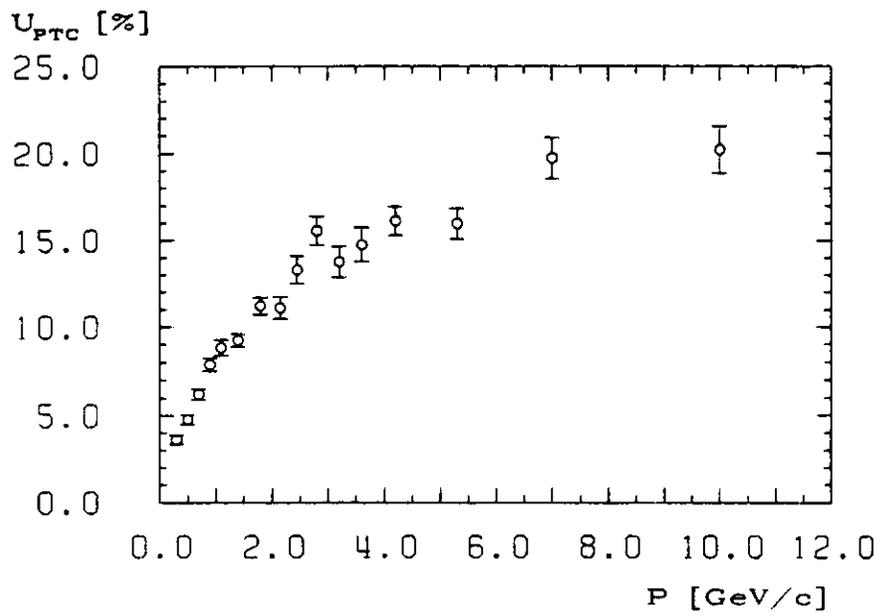


Abbildung 7.4: *Wahrscheinlichkeit für das Auftreten von Untergrund in der planaren Driftkammer*

Kapitel 8

Teilchenverhältnisse

8.1 Prinzip der Bestimmung der Teilchenverhältnisse

Um die relativen Teilchenverhältnisse für Pionen, Kaonen und Protonen zu ermitteln, muß man von einer möglichst sicheren Teilchenidentifikation ausgehen. Die Teilchenidentifikation (Kapitel 6) resultiert aus den Lichtklassen der Čerenkovzähler, die in der Abbildung 6.4 explizit zusammengestellt sind. Es muß jedoch berücksichtigt werden, daß die Lichtklasseneinträge mit einer nicht zu vernachlässigenden Wahrscheinlichkeit auch durch Untergrundsignale zustande kommen können (Kapitel 7). Ferner muß betrachtet werden, daß die Nachweiswahrscheinlichkeiten für Pionen, Kaonen und Protonen in den Čerenkovzählern nicht 100 % betragen (Kapitel 5). Berücksichtigt man noch die δ -Elektronen, so erhält man die Wahrscheinlichkeit, daß ein Teilchen in einer bestimmten Lichtklasse Licht erzeugt (Lichtwahrscheinlichkeit, siehe Abschnitt 8.1.1).

Um jetzt die relativen Anteile von Pionen, Kaonen und Protonen im Innendetektor bzw. am Wechselwirkungspunkt zu ermitteln, müssen die mit den Čerenkovzählern ermittelten Anteile auf den Wechselwirkungspunkt zurückgerechnet werden. In erster Linie bedeutet das, daß die Einflüsse der Spule und der Čerenkovschnitte berücksichtigt werden müssen. Außerdem müssen die Wahrscheinlichkeiten für etwaige Teilchenzerfälle mit in die Berechnung der Teilchenverhältnisse einbezogen werden. Man kann dann die Wahrscheinlichkeit bestimmen, mit welcher ein Teilchen in einer bestimmten Lichtklasse von den Kriterien der Čerenkovanalyse akzeptiert wird (Akzeptanzwahrscheinlichkeit, siehe Abschnitt 8.1.2).

Schließlich lassen sich dann aus den Lichtklasseneinträgen und den Akzeptanzwahrscheinlichkeiten lineare Gleichungssysteme aufstellen, deren Lösungsvektoren die Teilchenverhältnisse darstellen (siehe 8.1.3). Ein Flußbild der gesamten Analyse ist in Abbildung 8.1 wiedergegeben.

8.1.1 Lichtwahrscheinlichkeiten

Die einzelnen Lichtklassen werden von allen Teilchen mit unterschiedlichen Wahrscheinlichkeiten bevölkert. Dabei sind drei disjunkte Fälle zu unterscheiden [24], die in den folgenden Rechnungen mit 1,2,3 bzw. j indiziert werden:

1. Das Teilchen durchquert die Magnetspule ohne Absorption (A_{na} = Akzeptanzwahrscheinlichkeit, daß das Teilchen nicht absorbiert wird). Es gibt keinen zusätzlichen Untergrund U_{PTC} in der Hadronarmdriftkammer ($1-U_{PTC}$).

2. Das Teilchen durchquert die Magnetspule ohne Absorption (A_{na}), aber es gibt Untergrund in der Driftkammer vor der betreffenden Čerenkovzelle (U_{PTC}).
3. Das Teilchen wird in der Spule absorbiert ($1-A_{na}$). Durch Untergrundsignale in der Driftkammer (U_{PTC}) in der Nähe der extrapolierten Spurposition wird es trotzdem vom Analyseprogramm akzeptiert. In diesem Fall kann das Teilchen natürlich kein Čerenkovlicht erzeugen. Ein Signal in den Čerenkovzählern kann dann nur durch unkorrelierten Untergrund verursacht sein.

In die Berechnung der Wahrscheinlichkeit für ein Teilchen in einer bestimmten Lichtklasse Licht zu erzeugen, fließen die effektiven Nachweiswahrscheinlichkeiten der Čerenkovzähler und die Untergrundwahrscheinlichkeiten ein. Zwei Beispiele sollen dies verdeutlichen:

1. Wahrscheinlichkeit für ein Pion in der Lichtklasse "100" Licht zu erzeugen:

$$\begin{aligned}
 W_{\pi,100}^{Lichtj} &= [\varepsilon'_{aer,\pi} \cdot (1 - \varepsilon_{fr,\pi}) \cdot (1 - \varepsilon_{co,\pi}) \\
 &+ (1 - \varepsilon'_{aer,\pi}) \cdot U_{100}^j \cdot (1 - \varepsilon_{fr,\pi}) \cdot (1 - \varepsilon_{co,\pi})] \\
 &- [\varepsilon'_{aer,\pi} \cdot (1 - \varepsilon_{fr,\pi}) \cdot U_{X10}^j \cdot (1 - \varepsilon_{co,\pi}) \\
 &+ \varepsilon'_{aer,\pi} \cdot (1 - \varepsilon_{fr,\pi}) \cdot (1 - \varepsilon_{co,\pi}) \cdot U_{X01}^j \\
 &+ \varepsilon'_{aer,\pi} \cdot (1 - \varepsilon_{fr,\pi}) \cdot (1 - \varepsilon_{co,\pi}) \cdot U_{X11}^j]
 \end{aligned} \tag{8.1}$$

$$\begin{aligned}
 j &= 1, 2, 3 \\
 \varepsilon_{aer,\pi} &= \text{Wahrscheinlichkeit für ein Pion Licht im Aerogelzähler zu erzeugen.} \\
 (1 - \varepsilon_{fr,\pi}) &= \text{Wahrscheinlichkeit für ein Pion kein Licht im Freonzähler zu erzeugen.} \\
 (1 - \varepsilon_{co,\pi}) &= \text{Wahrscheinlichkeit für ein Pion kein Licht im CO}_2\text{-Zähler zu erzeugen.} \\
 (1 - \varepsilon_{aer,\pi})U_{100}^j &= \text{Wahrscheinlichkeit für Licht durch Untergrund im Aerogelzähler} \\
 \varepsilon'_{aer,\pi} &= \varepsilon_{aer,\pi} \cdot (1 - W_\delta) + W_\delta \\
 W_\delta &= \delta - \text{Elektronenwahrscheinlichkeit}
 \end{aligned}$$

2. Wahrscheinlichkeit für ein Pion in der Lichtklasse "X1X" Licht zu erzeugen.

$$W_{\pi,X1X}^{Lichtj} = [\varepsilon_{fr,\pi} + (1 - \varepsilon_{fr,\pi}) \cdot U_{X1X}^j] \tag{8.2}$$

Eine Abhängigkeit aller Größen vom Impuls ist offensichtlich und ist deshalb zur Vereinfachung der Schreibweise weggelassen worden.

Entsprechende Gleichungen gelten für die anderen Lichtklassen und für Kaonen bzw. Protonen.

8.1.2 Akzeptanzwahrscheinlichkeiten

Im folgenden wird nun die Wahrscheinlichkeit ausgerechnet, mit welcher ein Teilchen in einer bestimmten Lichtklasse akzeptiert wird. Zu diesem Zweck muß die Akzeptanz des Zweispurchnittes A_{2SP}^j , die Akzeptanz des 6-Photoelektronen-Schnittes $A_{\delta PE}^j$ und die Akzeptanz

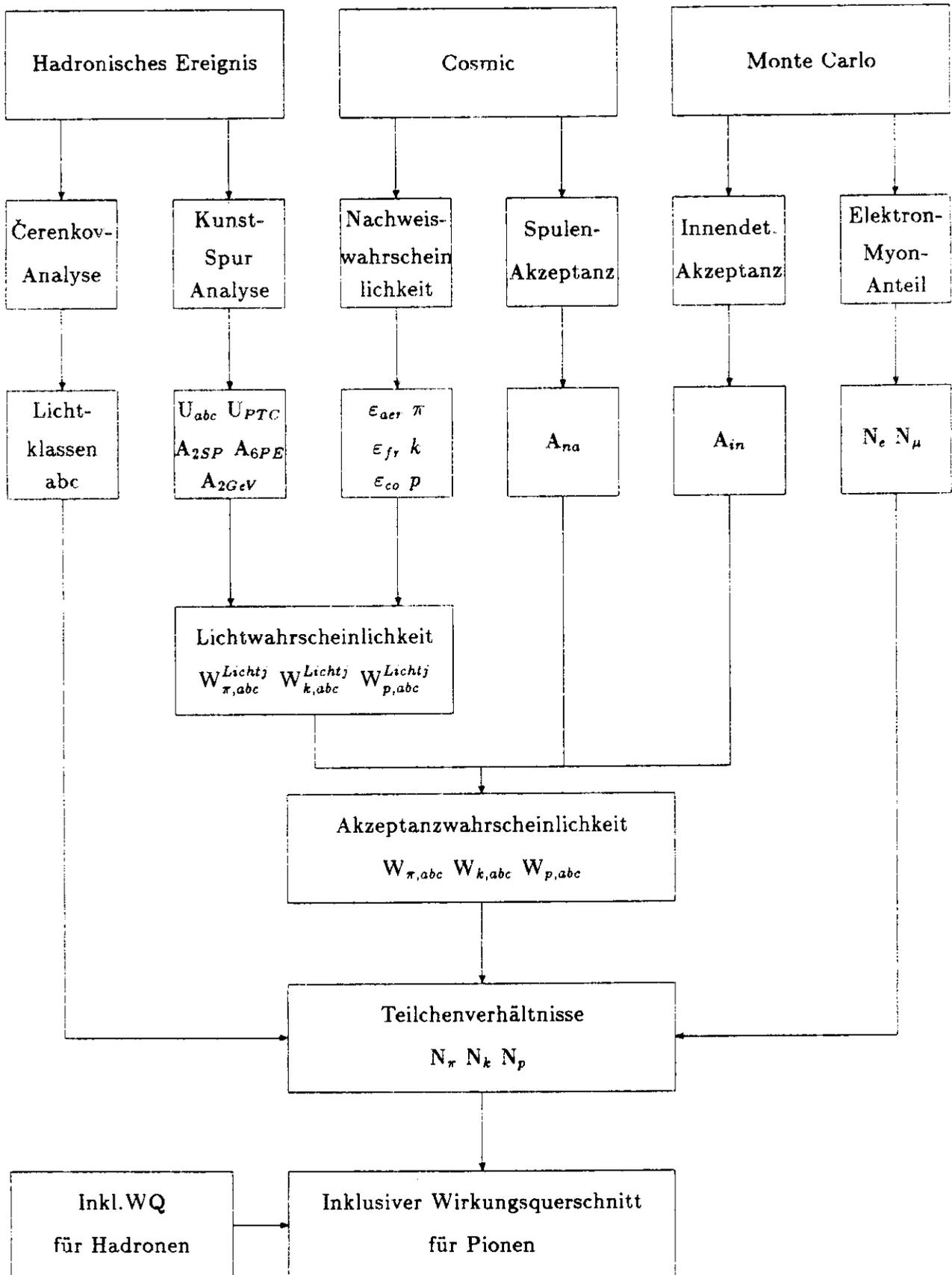


Abbildung 8.1: Blockdiagramm der gesamten Analyse

des 2GeV- Schauer- Schnittes A_{2GeV}^j für jede Teilchenhypothese ermittelt werden. Die Akzeptanzen wurden mit Hilfe der Kunstspuren ermittelt. Ferner muß die Akzeptanz der Spule berücksichtigt werden, die über die PTC- Nachweiswahrscheinlichkeit für kosmische Myonen bestimmt wurde. Mögliche Teilchenzerfälle und Wechselwirkungen innerhalb des Strahlrohres sind in der Innendetektorakzeptanz mit eingeschlossen, welche durch Simulationsrechnungen ermittelt wurde.

Die Wahrscheinlichkeit z.B. für ein Pion in der "100"- Lichtklasse den Kriterien der Čerenkovanalyse zu genügen, wird dann durch die folgende Gleichung beschrieben, wobei sich jeder Summand auf ein der drei in Abschnitt 8.1.1 beschriebenen Fälle bezieht:

$$\begin{aligned}
 W_{\pi,100} = & [A_{\pi,na} \cdot (1 - U_{PTC}) \cdot A_{2SP}^1 \cdot A_{\pi,6PE}^1 \cdot A_{2GeV}^1 \cdot W_{\pi,100}^{Licht1} \\
 & + A_{\pi,na} \cdot U_{PTC} \cdot A_{2SP}^2 \cdot A_{\pi,6PE}^2 \cdot A_{2GeV}^2 \cdot W_{\pi,100}^{Licht2} \\
 & + (1 - A_{\pi,na}) \cdot U_{PTC} \cdot A_{2SP}^3 \cdot A_{\pi,6PE}^3 \cdot A_{2GeV}^3 \cdot W_{\pi,100}^{Licht3}] \cdot A_{in}
 \end{aligned} \quad (8.3)$$

Die Wahrscheinlichkeiten für die anderen Lichtklassen lassen sich nach derselben Struktur erstellen.

8.1.3 Gleichungssysteme zur Bestimmung der Teilchenverhältnisse

Mit Hilfe der in Abbildung 6.4 beschriebenen Lichtklassen bzw. der in Tabelle 6.5 aufgeführten Lichtklasseneinträge N_{abc} und den im vorigen Abschnitt diskutierten Akzeptanzwahrscheinlichkeiten $W_{Teil,abc}$ lassen sich nun für verschiedene Impulsbereiche lineare Gleichungssysteme aufstellen, deren Lösungsvektoren die Teilchenverhältnisse N_{π} , N_k und N_p darstellen.

Unterhalb eines Impulses von 2.6 GeV/c erhält man ein unterbestimmtes Gleichungssystem.

$$\begin{aligned}
 N_{100} &= W_{\pi,100} \cdot N_{\pi} + W_{k,100} \cdot N_k + W_{p,100} \cdot N_p \\
 N_{000} &= W_{\pi,000} \cdot N_{\pi} + W_{k,000} \cdot N_k + W_{p,000} \cdot N_p
 \end{aligned} \quad (8.4)$$

Der Lösungsvektor liefert den Pionanteil und den Gesamtanteil, bestehend aus Kaonen und Protonen.

Zwischen 2.6 und 3.0 GeV/c ist wegen der sich schnell ändernden Nachweiswahrscheinlichkeit für Pionen im Freonzähler kein zuverlässiges Resultat zu erhalten.

Im Impulsbereich zwischen 3.0 und 6.0 GeV/c erhält man ein linear unabhängiges Gleichungssystem:

$$\begin{aligned}
 N_{X1X} &= W_{\pi,X1X} \cdot N_{\pi} + W_{k,X1X} \cdot N_k + W_{p,X1X} \cdot N_p \\
 N_{100} &= W_{\pi,100} \cdot N_{\pi} + W_{k,100} \cdot N_k + W_{p,100} \cdot N_p \\
 N_{000} &= W_{\pi,000} \cdot N_{\pi} + W_{k,000} \cdot N_k + W_{p,000} \cdot N_p
 \end{aligned} \quad (8.5)$$

Der Lösungsvektor liefert die Anteile von Pionen, Kaonen und Protonen in dem betrachteten Impulsintervall.

Für Impulse zwischen 6.0 und 10.0 GeV/c erhält man wiederum keine vollständige Lösung:

$$\begin{aligned} N_{X1X} &= W_{\pi,X1X} \cdot N_{\pi} + W_{k,X1X} \cdot N_k + W_{p,X1X} \cdot N_p \\ N_{X00} &= W_{\pi,X00} \cdot N_{\pi} + W_{k,X00} \cdot N_k + W_{p,X00} \cdot N_p \end{aligned} \quad (8.6)$$

Oberhalb von 10 GeV/c ist eine vollständige Lösung möglich, da das Gleichungssystem linear unabhängig ist:

$$\begin{aligned} N_{X11} &= W_{\pi,X11} \cdot N_{\pi} + W_{k,X11} \cdot N_k + W_{p,X11} \cdot N_p \\ N_{X10} &= W_{\pi,X10} \cdot N_{\pi} + W_{k,X10} \cdot N_k + W_{p,X10} \cdot N_p \\ N_{X00} &= W_{\pi,X00} \cdot N_{\pi} + W_{k,X00} \cdot N_k + W_{p,X00} \cdot N_p \end{aligned} \quad (8.7)$$

Durch Subtraktion des mit Hilfe von Simulationsrechnungen bestimmten Elektron- und Myonanteiles, erhält man die im nächsten Abschnitt angegebenen Teilchenverhältnisse.

8.2 Teilchenverhältnisse für Pionen, Kaonen und Protonen

Die relativen Teilchenverhältnisse für Pionen, Kaonen und Protonen sind in Tabelle 8.1 zusammengefaßt. Der statistische Fehler und der systematische Fehler ist jeweils getrennt angegeben. Der Gesamtfehler setzt sich aus der quadratischen Addition des statistischen und systematischen Fehlers zusammen. Der Kaon- und Protonanteil konnte aufgrund der geringen Datenmenge nur in einem einzigen Impulsintervall (3.0- 6.0 GeV/c) bestimmt werden. Die systematischen Fehlerquellen [24] sind in Tabelle 8.2 aufgeführt. Wesentliche Beiträge stammen im mittleren Impulsbereich aus der Bestimmung des unkorrelierten Untergrundes und bei höheren Impulsen aus Unsicherheiten in der Nachweiswahrscheinlichkeit, die wiederum eine Folge der Impulsauflösung sind.

Impuls [GeV/c]	Pion			
	Anteil	stat.Fehler	sys.Fehler	ges.Fehler
0.8-1.2	0.815	0.076	0.057	0.095
1.2-1.6	0.713	0.070	0.030	0.076
1.6-2.0	0.615	0.088	0.026	0.092
2.0-2.6	0.635	0.095	0.025	0.098
3.0-3.8	0.610	0.085	0.038	0.093
3.8-6.0	0.629	0.043	0.018	0.047
6.0-10.0	0.645	0.066	0.019	0.069
10.0-22.0	0.588	0.107	0.066	0.126

Impuls [GeV/c]	Kaon			
	Anteil	stat.Fehler	sys.Fehler	ges.Fehler
3.0-6.0	0.296	0.083	0.038	0.091

Impuls [GeV/c]	Proton			
	Anteil	stat.Fehler	sys.Fehler	ges.Fehler
3.0-6.0	0.079	0.075	0.016	0.077

Tabelle 8.1: Relative Teilchenverhältnisse für Pionen, Kaonen und Protonen

Ursache	Impuls [GeV/c]	systematische Fehler		
		Pionanteil	Kaonanteil	Protonanteil
Kenntnis der Nachweiswahrscheinlichkeit	0.8-1.2	6%		
	1.2-2.6	2%		
	3.0-3.8	6%	6%	6%
	3.8-10.0	2%		
	10.0-22.0	10%		
Unkorrelierter Untergrund	0.8-2.6	3%		
	3.0-10.0	1%	10%	10%
	10.0-22.0	5%		
δ - Elektronen	0.8-22.0	0.5%	1%	1%
Elektronsubtraktion	0.8-2.0	1-2%		
Myonsubtraktion	0.8-22.0	1%	2%	2%
Absorption	0.8-22.0	1%	3%	3%
Korrekturen	0.8-3.0	1%		
	3.0-3.8	1%	5%	5%
	3.8-6.0	1%	3%	3%

Tabelle 8.2: Systematische Fehlerquellen

In Abbildung 8.2 sieht man recht deutlich, daß der Pionanteil von über 80% bei niedrigen Impulsen bis auf unter 60% bei hohen Impulsen abfällt. Der nach dem Hoyer- Fragmentationsmodell (siehe Kapitel 2.3) erwartete Pionanteil an den geladenen Hadronen ist in Abbildung 8.2 als durchgezogene Kurve über die Daten gelegt. Die Übereinstimmung kann im Rahmen der Fehler als recht gut bezeichnet werden. Das Lund- Modell und das Webber- Modell (Parton- Schauermodell) liefern für den Pionanteil keine signifikanten Abweichungen vom Hoyer- Modell. Bei nur einem Meßpunkt für den Kaon- bzw. Protonanteil ist ein Vergleich mit den Fragmentationsmodellen nicht sinnvoll.

Man kann jedoch feststellen, daß der Pionanteil deutlich höher ist als der Kaon- und Protonanteil. Für den Fragmentationsprozeß bedeutet eine bevorzugte Erzeugung von Pionen, daß $u\bar{u}$ - bzw. $d\bar{d}$ - Paare entsprechend ihrer kleinen Masse mit größerer Wahrscheinlichkeit aus dem Vakuum erzeugt werden als $s\bar{s}$ - Paare.

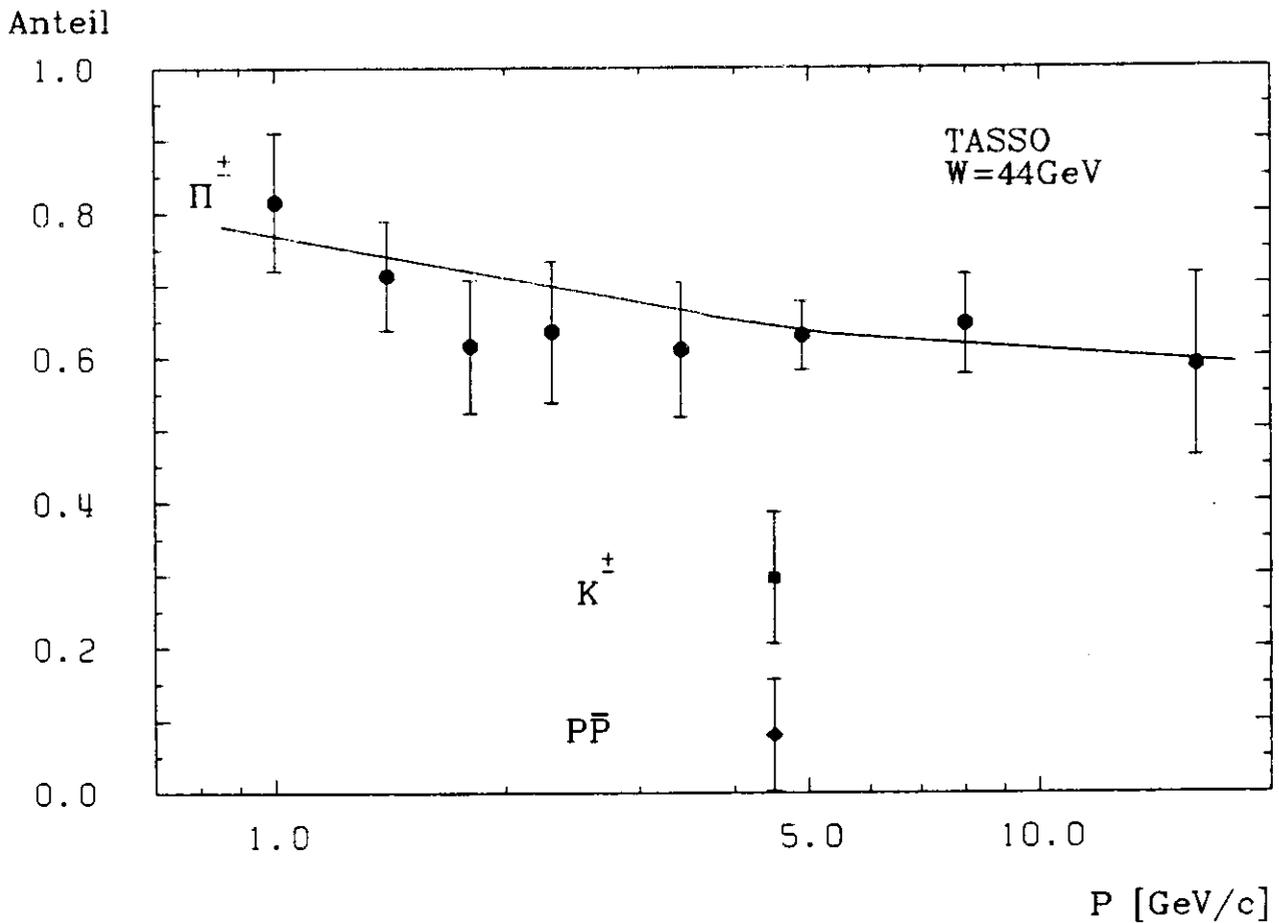


Abbildung 8.2: Teilchenverhältnisse

Nach dem Quark-Parton-Modell erwartet man, daß die inklusive Hadronerzeugung nur sehr schwach von der Schwerpunktsenergie abhängt. Um diese Modellvoraussage zu prüfen, sind in Abbildung 8.3 die Teilchenverhältnisse für eine Schwerpunktsenergie von 34 GeV [24] und 44 GeV zum Vergleich dargestellt. Im Rahmen der Fehler kann keine signifikante Änderung der Teilchenverhältnisse mit der Schwerpunktsenergie festgestellt werden.

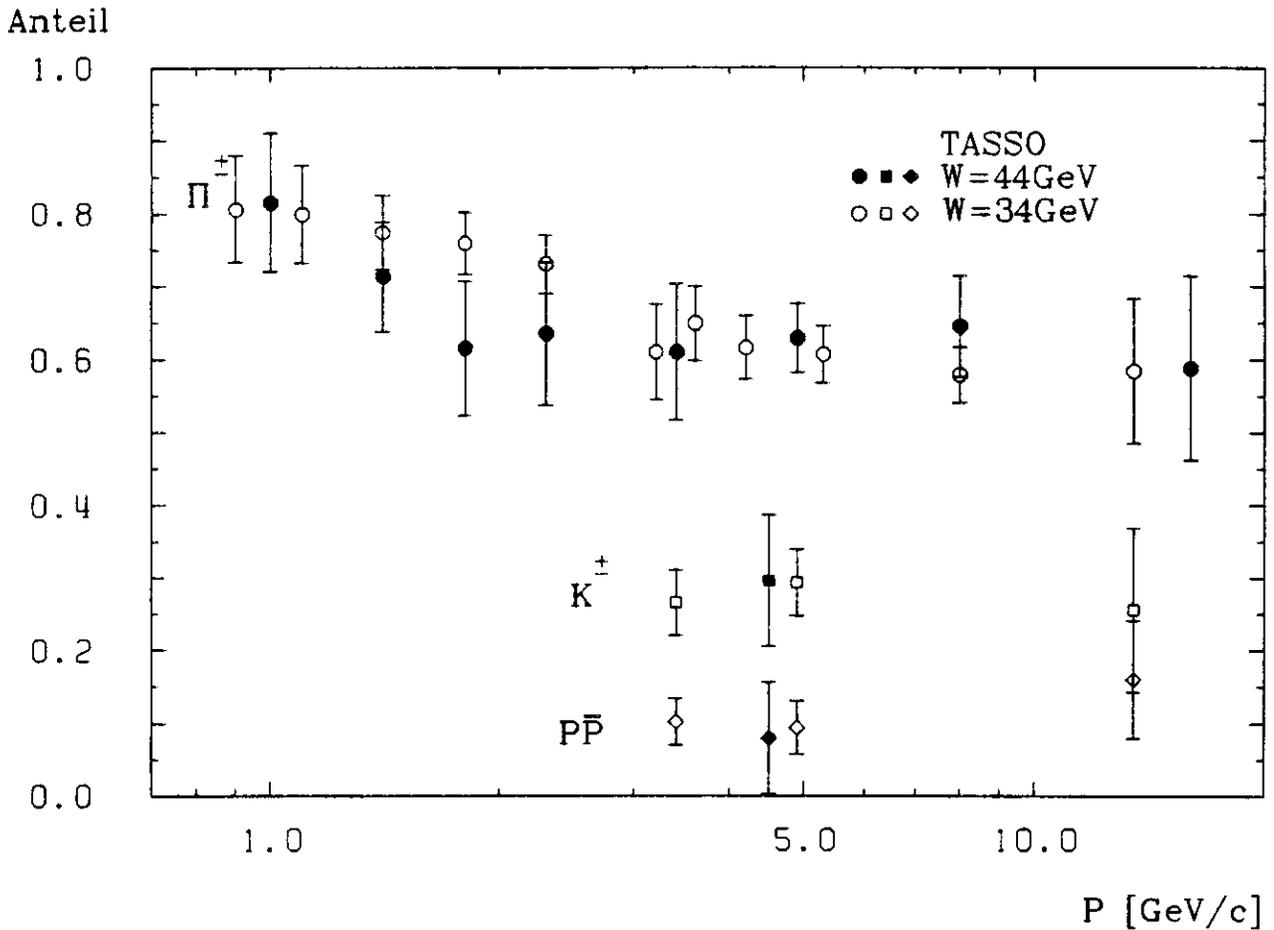


Abbildung 8.3: Teilchenverhältnisse für 34 GeV und 44 GeV Schwerpunktsenergie

Kapitel 9

Inklusive Wirkungsquerschnitte für Pionen

Die inklusiven Wirkungsquerschnitte für Pionen werden in zwei Schritten bestimmt. Zuerst werden die inklusiven Wirkungsquerschnitte für die Erzeugung aller Hadronen aus den Daten des Innendetektors ermittelt. Deren Multiplikation mit dem relativen Anteil der Pionen ergibt dann die Pionwirkungsquerschnitte der inklusiven ¹ Reaktion

$$e^+e^- \rightarrow \pi X. \quad (9.1)$$

Durch diese Methode gibt es keine zusätzlichen Normierungsfehler in den verschiedenen Bereichen der Teilchenidentifikation.

9.1 Totaler multihadronischer Wirkungsquerschnitt

Die Selektionskriterien für multihadronische Ereignisse wurden bereits in Abschnitt 4.3.3 vorgestellt. Nach Anwenden der dort aufgeführten Schnitte verbleibt noch ein kleiner Untergrund von insgesamt 3% aus Ereignissen der Zwei-Photon-Wechselwirkung und τ -Paar-Produktion. Aus der Anzahl der akzeptierten multihadronischen Ereignisse N_{EVT} ergibt sich der totale hadronische Wirkungsquerschnitt aus:

$$\sigma_{tot} = \frac{N_{EVT}}{L \cdot A} \quad (9.2)$$

L : integrierte Luminosität
 A : Akzeptanz für multihadronische Ereignisse

Bei bekanntem totalen Wirkungsquerschnitt läßt sich der differentielle inklusive Wirkungsquerschnitt für alle Hadronen wie folgt definieren:

$$\frac{d\sigma_h}{dp} = \sigma_{tot} \cdot \frac{N_{SPUR}}{A_{SPUR}} \cdot \frac{1}{P_2 - P_1} \quad (9.3)$$

¹Unter einer inklusiven Reaktion versteht man die Produktion des betrachteten Teilchens zusätzlich zu einer Anzahl beliebig vieler anderer Teilchen (X). Im Gegensatz dazu steht z.B. die exklusive Reaktion $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$.

- P_1, P_2 : Impulsintervallgrenzen
 N_{SPUR} : Mittlere Anzahl von Spuren pro
 Ereignis für diesen Impulsbereich
 A_{SPUR} : Detektorakzeptanz für die
 betreffenden Spuren

Der Korrekturfaktor A_{SPUR} hängt von der Schwerpunktsenergie und vom Impuls ab, und wird wie auch der Akzeptanzfaktor für das Gesamtereignis durch Simulationsrechnungen bestimmt [37]. In die Wirkungsquerschnitte werden auch Teilchen aus Zerfällen mit einer Lebensdauer kleiner $3 \cdot 10^{-10}$ s aufgenommen, also Pionen aus K^0 - und Λ - Zerfällen, sowie Leptonen aus den Zerfällen schwerer Quarks.

Die differentiellen inklusiven Wirkungsquerschnitte für alle Hadronen sind in Tabelle 9.1 enthalten [38].

Impuls [GeV/c]	$d\sigma_h/dp$ [(GeV/c) ⁻¹]	stat. Fehler	sys.Fehler	ges.Fehler
0.8-1.2	5.25	0.18	0.10	0.20
1.2-1.6	3.61	0.10	0.07	0.12
1.6-2.0	2.52	0.07	0.02	0.08
2.0-2.6	1.77	0.05	0.03	0.06
3.0-3.8	0.909	0.024	0.018	0.03
3.8-6.0	0.410	0.008	0.010	0.013
6.0-10.0	0.114	0.004	0.008	0.009
10.0-22.0	0.010	0.002	0.002	0.003

Tabelle 9.1: Inklusive Wirkungsquerschnitte für alle Hadronen

9.2 Inklusive Pionwirkungsquerschnitte

Die Wirkungsquerschnitte für geladene Hadronen werden im folgenden auf den totalen Wirkungsquerschnitt normiert angegeben ($1/\sigma_{tot} \cdot d\sigma/dp$). Sie sind korrigiert auf Elektronenanteile durch Photonkonversion, Zwei-Photon-Streuung oder τ -Paarproduktion und Einflüsse der Impulsauflösung bei hohen Impulsen ($p > 8$ GeV/c). Multipliziert man nun gemäß Gleichung 9.4 den differentiellen Wirkungsquerschnitt für alle Hadronen mit dem relativen Pionanteil, so erhält man die inklusiven Pionwirkungsquerschnitte (Tabelle 9.2, Abbildung 9.1).

$$\frac{1}{\sigma_{tot}} \cdot \frac{d\sigma_{\pi}}{dp} = N_{\pi} \cdot \frac{1}{\sigma_{tot}} \cdot \frac{d\sigma_h}{dp} \quad (9.4)$$

In Abbildung 9.1 sieht man deutlich das abfallende Pionspektrum, wobei der Abfall bei kleinen Impulsen stärker ist als bei hohen Impulsen. Es ist zu beachten, daß das Pionspektrum nicht über den gesamten Impulsbereich bestimmt wurde. Der maximale Pionwirkungsquerschnitt liegt bei Impulsen, die kleiner als 0.8 GeV/c sind.

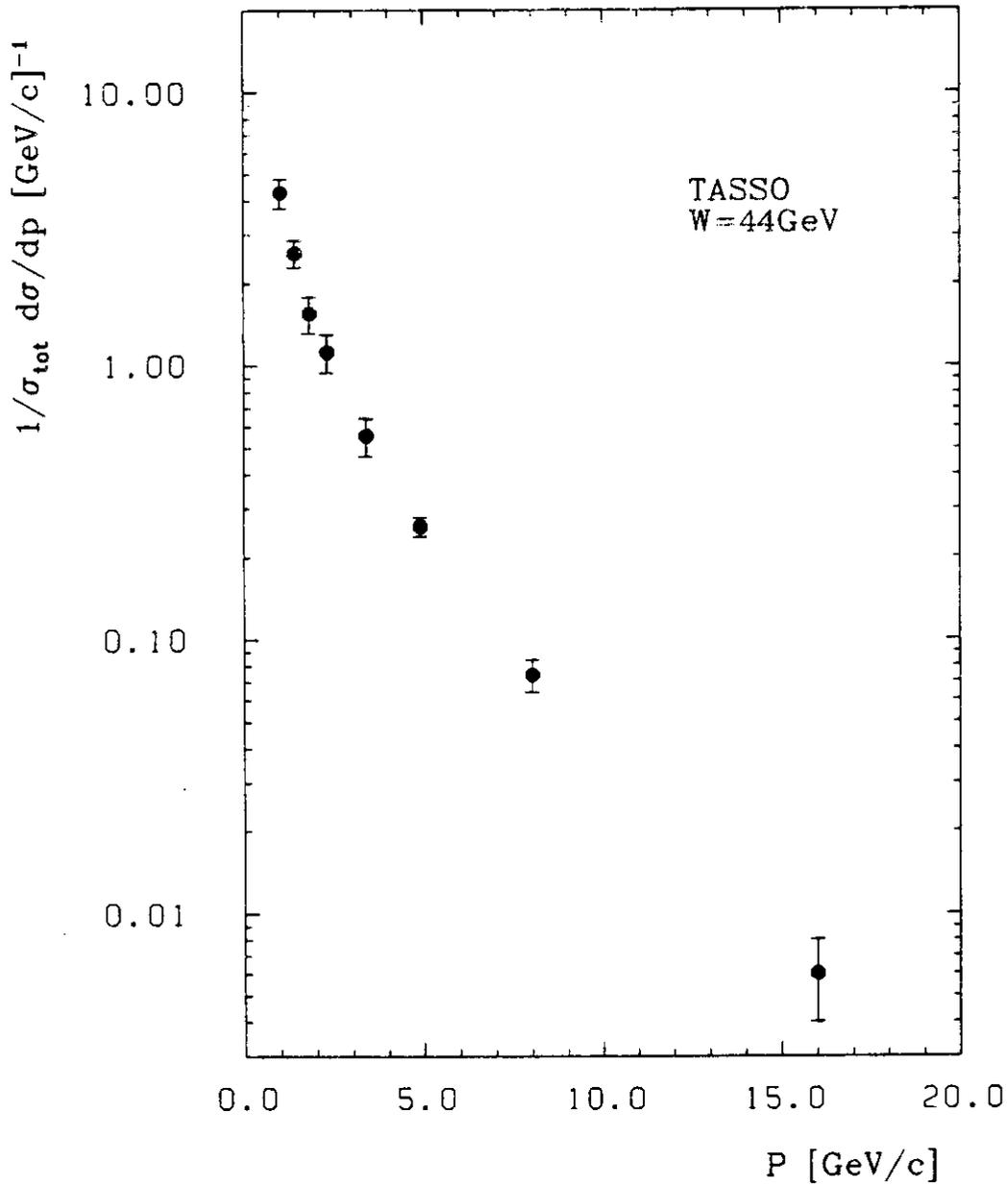


Abbildung 9.1: Normierter inklusiver Wirkungsquerschnitt für Pionen

P [GeV/c]	$1/\sigma_{tot} \cdot d\sigma_{\pi}/dp$ [(GeV/c) ⁻¹]
0.8-1.2	4.28 ± 0.53
1.2-1.6	2.58 ± 0.29
1.6-2.0	1.55 ± 0.24
2.0-2.6	1.12 ± 0.18
3.0-3.8	0.555 ± 0.087
3.8-6.0	0.258 ± 0.021
6.0-10.0	0.074 ± 0.010
10.0-22.0	0.006 ± 0.002

Tabelle 9.2: Normierte inklusive Pionwirkungsquerschnitte

9.3 Skalierte Pionwirkungsquerschnitte

Um die ermittelten Pionwirkungsquerschnitte für verschiedene Schwerpunktsenergien vergleichen zu können, muß der Einfluß der Schwerpunktsenergie herausgefaltet werden. Dies geschieht in der Darstellung der skalierten bzw. skaleninvarianten Wirkungsquerschnitte, die im folgenden kurz dargestellt werden.

Im einfachen Quark-Parton Modell wird die inklusive Erzeugung von Hadronen durch zwei Strukturfunktionen $\overline{W}_1, \overline{W}_2$ beschrieben, die nur von x abhängen [39]:

$$\frac{d\sigma_{\pi}}{dx} = \frac{4\pi\alpha^2}{s} \cdot \beta x \cdot (m\overline{W}_1 + \frac{1}{6}\beta^2\nu\overline{W}_2) \quad (9.5)$$

- \sqrt{s} : Schwerpunktsenergie
- α : Feinstrukturkonstante
- $\beta = P_{had}/E_{had}$
- $x = 2E_{had}/W$ (reduzierte Energie)
- $\nu = E_{had} \cdot W/m_{had}$ (Energie des virtuellen Photons)

Es läßt sich somit ein skaleninvarianter differentieller Wirkungsquerschnitt formulieren, der invariant gegenüber einer Schwerpunktsenergieänderung ist:

$$\frac{s}{\beta} \cdot \frac{d\sigma_{\pi}}{dx} \quad (9.6)$$

Die skaleninvarianten Wirkungsquerschnitte für Pionen sind in Tabelle 9.3 für eine Schwerpunktsenergie von 44 GeV angegeben. Ein Vergleich dieser Werte mit den skalierten Pionwirkungsquerschnitten für eine Schwerpunktsenergie von 34 GeV sind in Abbildung 9.2 dargestellt. Die Übereinstimmung ist im Rahmen der Fehler recht gut.

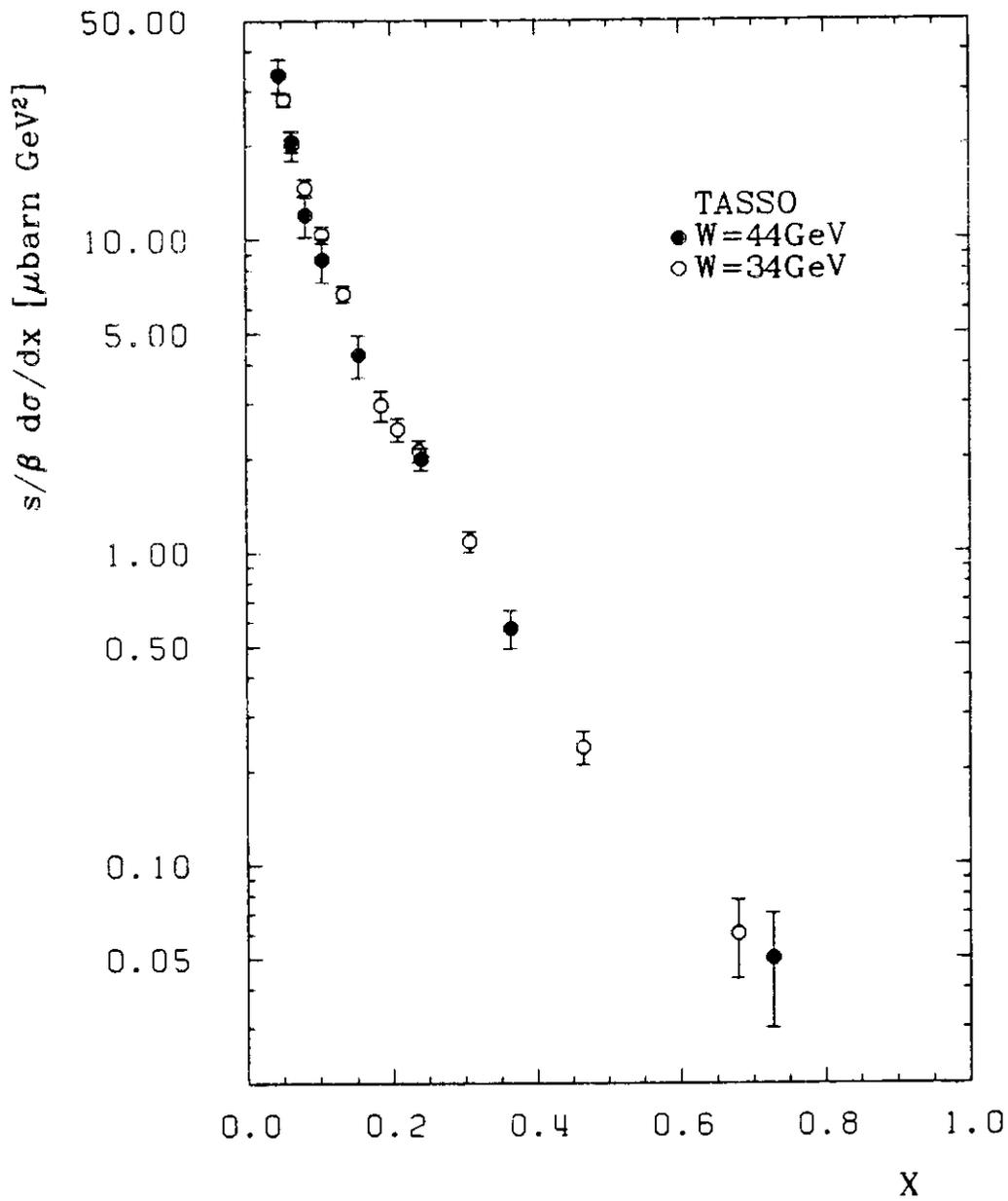


Abbildung 9.2: Skalierte inklusive Wirkungsquerschnitte für Pionen

P [GeV/c]	$\langle x \rangle$	$s/\beta \cdot d\sigma_\pi/dx$ [$\mu\text{barnGeV}^2$]
0.8-1.2	0.046	33.6 ± 4.1
1.2-1.6	0.064	20.1 ± 2.2
1.6-2.0	0.082	12.0 ± 1.8
2.0-2.6	0.105	8.67 ± 1.37
3.0-3.8	0.155	4.28 ± 0.67
3.8-6.0	0.241	1.99 ± 0.16
6.0-10.0	0.364	0.57 ± 0.08
10.0-22.0	0.727	0.05 ± 0.02

Tabelle 9.3: Skalierte Pionwirkungsquerschnitte

Kapitel 10

Zusammenfassung

Die inklusive Erzeugung von geladenen Pionen, Kaonen und Protonen in multihadronischen Ereignissen aus der e^+e^- -Annihilation wurde bei einer Schwerpunktsenergie von 44 GeV mit dem Čerenkovzählersystem des TASSO-Detektors untersucht.

Der Pionanteil wurde im Impulsbereich zwischen 0.8 GeV/c und 22 GeV/c bestimmt. Er beträgt bei kleinen Impulsen über 80% und sinkt bei hohen Impulsen bis auf unter 60% ab. Der Kaon- und Protonanteil wurde zwischen 3.0 GeV/c und 6.0 GeV/c ermittelt. In diesem Impulsbereich liegt der Pionanteil bei 0.625 ± 0.042 , der Kaonanteil bei 0.296 ± 0.091 und der Protonanteil bei 0.079 ± 0.077 .

Ein Vergleich des Pionanteils mit den Voraussagen des Hoyer-Fragmentationsmodells ergibt eine gute Übereinstimmung. Eine Änderung der Teilchenverhältnisse konnte zwischen den Schwerpunktsenergien von 34 GeV und 44 GeV nicht festgestellt werden.

Es wurden die inklusiven und skaleninvarianten Wirkungsquerschnitte für Pionen unter Verwendung des multihadronischen Wirkungsquerschnittes für alle geladenen Hadronen ermittelt. Die skalierten Wirkungsquerschnitte wurden mit den Wirkungsquerschnitten einer Schwerpunktsenergie von 34 GeV verglichen. Es wurde eine gute Übereinstimmung beobachtet.

Anhang A

Der Čerenkoeffekt

Durchquert ein geladenes Teilchen ein Medium mit einer Geschwindigkeit, welche größer ist als die Lichtgeschwindigkeit in diesem Medium, so emittiert es elektromagnetische Strahlung, die sich kegelförmig in Flugrichtung ausbreitet.

Dieser als Čerenkoeffekt bezeichnete Vorgang wurde 1934 von S.I.Vasilov und P.A. Čerenkov entdeckt und durch I.M.Frank und I.E.Tamm 1937 theoretisch motiviert.

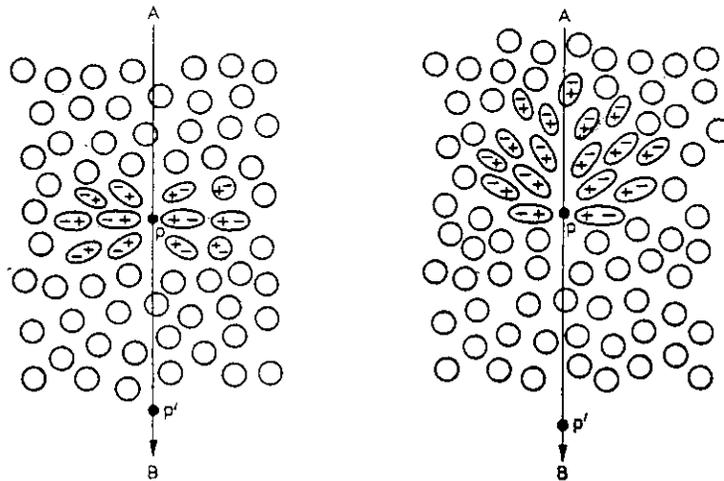


Abbildung A.1: *Entstehungsmechanismus der Čerenkov-Strahlung; Polarisation des Dielektrikums beim Durchgang eines geladenen Teilchens mit geringer Geschwindigkeit (links) und mit hoher Geschwindigkeit (rechts).*

Der Entstehungsmechanismus der Čerenkovstrahlung ist in Abbildung A.1 schematisch dargestellt [40]. Durchquert z.B. ein Elektron ein homogenes festes Medium von A nach B, so wird das Medium durch die elektrische Ladung polarisiert. Damit erhalten die Moleküle (Kreise) die Eigenschaften eines elementaren Dipolos und richten sich als Ganzes in Bezug auf P aus. Ist das Elektron zum Punkt P' weitergeflogen, so verschwindet die Polarisation in P wieder, und es entsteht ein kurzer elektromagnetischer Impuls. Wegen der Symmetrie der Polarisation in Bezug sowohl auf die Achse PP' als auch auf die Ebene durch P senkrecht zu PP' tritt dabei in größeren Entfernungen kein Feld und damit auch keine Strahlung auf.

Der Abbau des Polarisationszustandes erfolgt aber nicht sofort, sondern mit einer gewissen Relaxationszeit. Wenn sich das Elektron mit nahezu Lichtgeschwindigkeit im Medium bewegt, kann deshalb die Symmetrie des Polarisationszustandes im Medium gestört werden (siehe Abbildung A.1 rechts). Der Polarisationszustand des Bereiches, den das Elektron eben durchlaufen hat, ist noch nicht abgebaut, wenn sich der Polarisationszustand im Gebiet um P bereits ausgebildet hat. Diese Symmetriestörung führt dazu, daß in jedem Punkt der Elektronenbahn momentan ein elektromagnetischer Impuls entsteht, der jetzt auch in größeren Abständen ein Feld hervorruft. Damit sich aus den einzelnen nichtkompensierenden momentanen Impulsen eine im Raum fortschreitende Welle bildet, müssen die in den verschiedenen Bahnpunkten entstehenden Impulse noch einer Kohärenzbedingung genügen, die sich mit Hilfe des Huygenschen Prinzips angeben läßt.

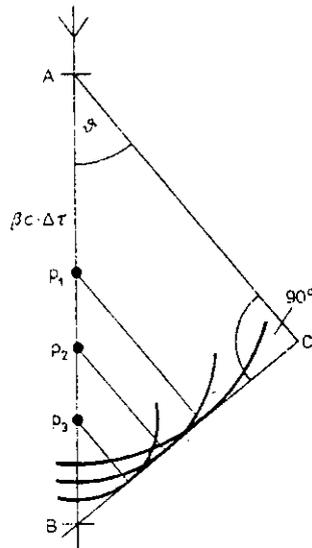


Abbildung A.2: Entstehung der kohärenten Wellenfront

Das Elektron bewege sich in einem Medium mit dem Brechungsindex n mit der Geschwindigkeit $v > c/n$ von A nach B (Abbildung A.2). Die von den Punkten P_1, P_2, \dots der Elektronenbahn ausgehenden Kugelwellen (elektromagnetische Impulse) erreichen die Ebene BC mit der gleichen Phase, wenn sie sich unter einem Winkel ϑ zur Flugrichtung des Elektrons ausbreiten, unter dem die von A ausgehende Welle die Strecke $\overline{AC} = (c/n)\Delta t$ in einer Zeit zurücklegt, in der das Elektron nach B gelangt. Diese Zeit ist gleich $v\Delta t$. Eine konstruktive Interferenz erhält man dann, wenn $(c/n)\Delta t = v\Delta t \cos\vartheta$ gilt. Daraus erhält man die Čerenkovbeziehung:

$$\cos\vartheta_c = \frac{1}{\beta n} \quad (A.1)$$

Aus dieser Gleichung ergibt sich, daß die Čerenkov-Strahlung nur bei $\beta n \geq 1$, d.h. $v \geq c/n$ möglich ist. Die Schwelle ist dann durch $\beta n = 1$ definiert. Mit $p = \gamma m \beta c$ und $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$ ergibt sich damit für den Schwellenimpuls des geladenen Teilchens:

$$p_s = \frac{m}{\sqrt{n^2 - 1}} \quad (A.2)$$

Wie Gleichung A.2 zu entnehmen ist, hängt der Schwellenimpuls nur von der Masse des Teilchens und dem Brechungsindex des Mediums ab.

Anhang B

Messung der Brechungsindizes

B.1 Aerogelzähler

Die 12 Aerogelzellen sind mit insgesamt 416 Aerogelstücken gefüllt. Die Brechungsindizes sind von der herstellenden Firma in Lund (Schweden) gemessen worden (siehe Tabelle B.1). Eine stichprobenhafte Überprüfung fand nochmals bei DESY statt.

Da die Zuordnung der einzelnen Stücke zu den Aerogelzellen unbekannt ist, wurde ein mittlerer Brechungsindex angenommen. Gemittelt über alle 416 Stücke ergibt sich folgender Wert:

$$\langle n_{AER} \rangle = 1.021 \pm 0.0008, \quad (B.1)$$

wobei der Fehler mit 4% abgeschätzt wurde.

n	Anzahl der Stücke
1.019	12
1.020	138
1.021	163
1.022	103

Tabelle B.1: *Brechungsindizes der Aerogelzähler*

B.2 Gaszähler

Der Brechungsindex jedes einzelnen Gaszählers wurde zum Ende der Meßperiode 1985 ermittelt. Die Meßapparatur ist in Abbildung B.1 skizziert.

Über fest installierte Schläuche wird das Radiatorgas aus den Zählern heraus in einen pyramidenförmigen Gasraum gepumpt, der sich außerhalb des Experimentiergebietes befindet. Der Gasraum wird von einem Helium- Neon- Laser- Strahl, welcher auf einen vier Meter entfernten Schirm fokussiert ist, über Umlenkprismen dreimal durchquert.

Gegenüber dem mit Luft ($n=1.00028$) gefüllten Gasraum betragen die Ablenkwerte für reines Freon 114 ($n=1.0014$) und reines CO_2 ($n=1.00043$) 28 bzw. 4 mm. Der Strahldurchmesser d_{Strahl} beträgt 1 mm. Gemäß Formel B.2 ergibt sich damit eine systematische Unsicherheit in der Bestimmung des Brechungsindizes von $\Delta n=0.00004$ für Freon und $\Delta n=0.00007$ für CO_2 .

$$\Delta n = \frac{(n_{\text{Gas}} - n_{\text{Luft}}) \cdot d_{\text{Strahl}}}{X_{\text{Ablenkung}}} \quad (\text{B.2})$$

In Abbildung B.2 ist die Brechungsindexverteilung für alle Freon- bzw. in Abbildung B.3 für alle CO_2 - Zähler dargestellt. In der Brechungsindexverteilung der CO_2 - Zähler sieht man sehr deutlich die sechs mit Freon gefüllten Zellen und die sechs verunreinigten Zellen.

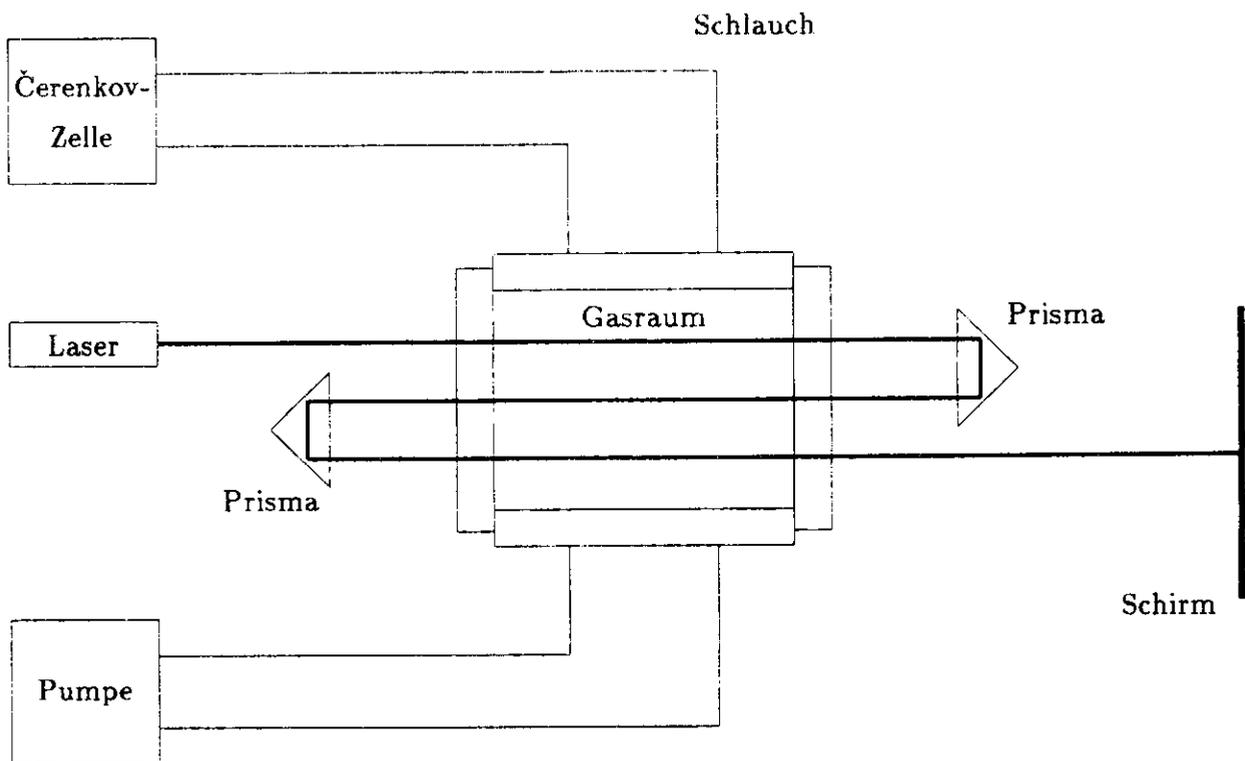


Abbildung B.1: Meßapparatur zur Bestimmung der Brechungsindizes der Gaszellen

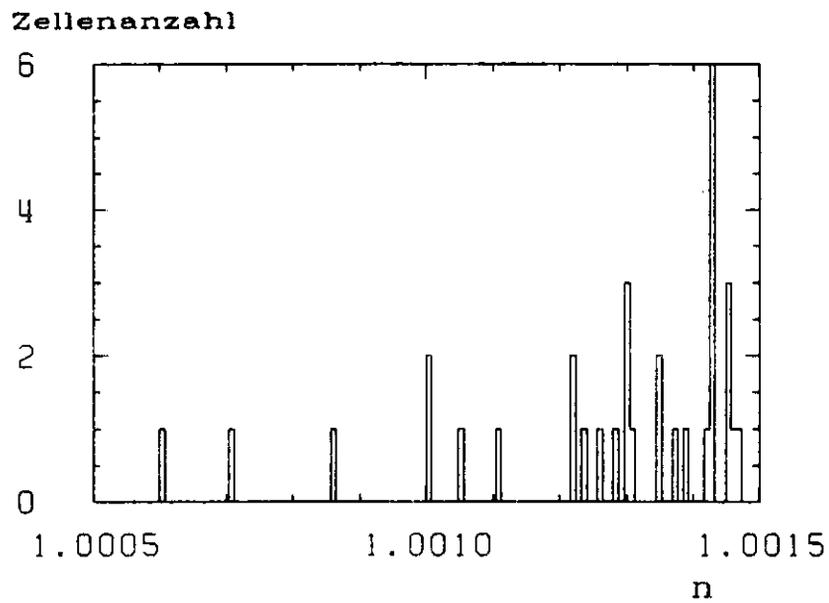
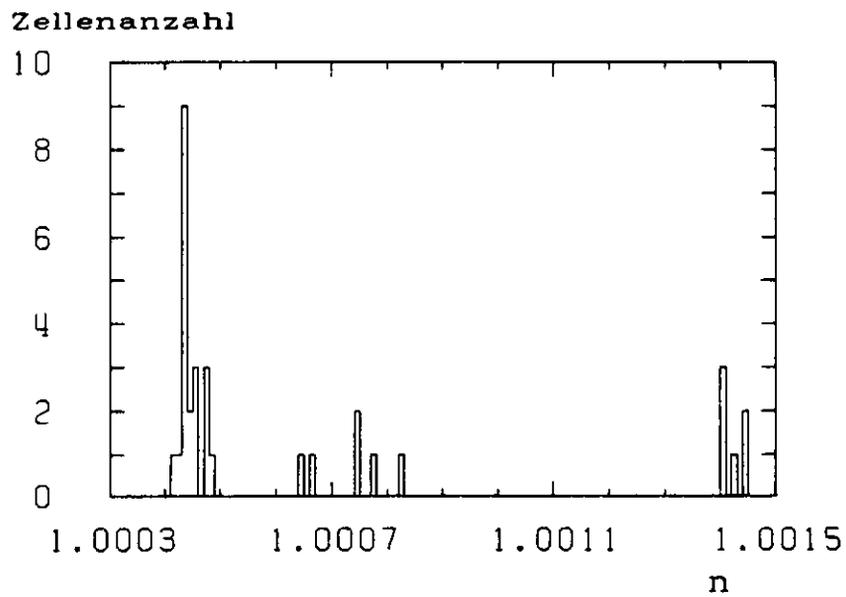


Abbildung B.2: Brechungsindexverteilung der Freon- Zellen

Abbildung B.3: Brechungsindexverteilung der CO₂- Zellen

Literatur

- [1] TASSO- Kollaboration, M.Althoff et al., Z.Phys. **C17**(1983)5
- [2] TASSO- Kollaboration, R.Brandelik et al., Phys.Lett. **86B**(1979)243
 MARK J- Kollaboration, D.P.Barber et al., Phys.Rev.Lett. **43**(1979)830
 PLUTO- Kollaboration, C.Berger et al., Phys.Lett. **86B**(1979)418
 JADE- Kollaboration, W.Bartel et al., Phys.Lett. **91B**(1980)142
- [3] J.D.Bjorken u. E.A.Paschos, Phys.Rev. **185**(1969)1975
- [4] G.Wolf, *Jets in e^+e^- - Annihilation at High Energies*, DESY 80-85 (1980)
- [5] R.D.Field u. R.P.Feynman, Nucl.Phys. **B136**(1978)1
- [6] A.Ali, DESY-Report 81-016(1981)
- [7] V.M.Budnev et al., Phys.Rep. **15C**(1975)181
- [8] H.Maxeiner, *Fragmentationseigenschaften hadronischer Ereignisse der e^+e^- -Vernichtung und Messung von α , bei Schwerpunktsenergien von 34.6 GeV und 35.0 GeV*, Dissertation, Universität Wuppertal, DESY interner Bericht PLUTO-85-02
- [9] P.Hoyer et al., Nucl.Phys. **B161**(1979)349
- [10] A.Ali et al., DESY T80-01(1980)
- [11] T.Sjöstrand, Lund Report LU-TP82-3 (1982)
- [12] R.D.Field, Phys.Lett. **B135**(1984)203
- [13] A.Febel u. G.Hemmi, IEEE Trans., Vol NS-26, No 3, 3244(1979)
- [14] PETRA, ein Vorschlag zur Erweiterung der Speicherringanlagen bei DESY(1974)
 PETRA, updated proposal, DESY(1976)
- [15] E.Lohrmann, *Hochenergiephysik*, Teubner (1981)16
- [16] D.Binnie et al., *The TASSO-Vertex-Detector*, DESY 84-060 (1984)
- [17] H.Börner, Dissertation, Universität Bonn (1981) BN-IR-81
- [18] D.Heyland, Dissertation, DESY interner Bericht F1-81-01 (1981)
- [19] C.Youngman, Dissertation, Imperial College London (1980)
- [20] A.Jocksch,T.Kracht, interne TASSO-Notiz 311(1984) unveröffentlicht

- [21] K.W.Bell et al., Nucl.Instr.Meth. **179**(1981)27
- [22] T.Wyatt, Dissertation, Oxford University
- [23] H.Siebke, W.Braunschweig, *Track Finding with the Planar Tube Chamber*, interne TASSO-Notiz 277(1983) unveröffentlicht
- [24] H.L.Krasemann, *Teilchenverhältnisse und Protonenkorrelationen in Positron-Elektron Annihilationsereignissen*, Dissertation, Universität Hamburg, DESY interner Bericht F35-85-02 (1985)
- [25] K.Gather, *Bestimmung der inklusiven Spektren und Teilchenverhältnisse für Pionen, Kaonen und Protonen/Antiprotonen in der e^+e^- -Annihilation mit dem TASSO-Detektor am Speicherring PETRA*, Dissertation, RWTH Aachen, PHITA 83/12 (1983)
- [26] G.Poelz, R.Riethmüller, *Preparation of silica Aerogel for Čerenkov Counters*, DESY 81-055 (1981)
- [27] G.Poelz, *Aerogel in High Energy Physics*, Proceedings in Physics 6, Springer(1985)176
- [28] Airglas AB, Sjøbo, Schweden
- [29] K.Gather, persönliche Mitteilung(1986)
- [30] D.G.Cassel, H.Kowalski, *Pattern Recognition in Layered Track Chambers Using Tree Algorithm*, Nucl.Instr.Meth. **185**(1981)235
- [31] R.Fohrmann, H.L.Krasemann, E.Wicklund, *Run Time Cosmics*, interne TASSO-Notiz (1981), unveröffentlicht
- [32] W.Zeuner, persönliche Mitteilung(1986)
- [33] TASSO Kollaboration, R.Brandelik et al., Phys.Lett. **113B**(1982)98
- [34] H.L.Krasemann, *Teilchenerkennung in den TASSO-Čerenkovzählern und Eichung der Zähler mit kosmischer Strahlung*, Diplomarbeit, Universität Hamburg (1981)
- [35] R.Riethmüller, *Inklusive Erzeugung geladener Pionen in der e^+e^- -Annihilation*, Dissertation, Universität Hamburg (1982), DESY interner Bericht F35-82-01
- [36] S.L.Lloyd, B.Foster, *A General Detector Simulation Program for Large e^+e^- -Experiments*, Version 3.4
- [37] TASSO- Kollaboration, M.Althoff et al., Z.Phys. **C26**(1984)157
- [38] P.Mättig, *Properties of Hadronic Events at $W > 40$ GeV*, interne TASSO-Notiz 336(1985) unveröffentlicht
- [39] S.D.Drell, D.J.Levy, T.M.Yan, Phys.Rev **187**(1969)2159 und Phys.Rev. **D1**(1970)1617
- [40] E.W.Schpolski, *Atomphysik I*, VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften Berlin (1979) 245f

Danksagung

Diese Arbeit entstand im Rahmen der Beteiligung der Gruppe F35 am TASSO- Experiment. Allen Mitgliedern der TASSO- Kollaboration, der Gruppen F35 und F1, welche direkt oder indirekt zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben, sei hiermit mein herzlichster Dank ausgesprochen.

Besonders hervorheben möchte ich

- Herrn Prof.Dr.E.Lohrmann, der die Themenstellung zu dieser Arbeit vergab. Trotz vielfältiger Belastungen hatte er stets Zeit für mich und war sehr am schnellen Fortgang der Arbeit interessiert.
- Herrn Dr.H.L.Krasemann, der diese Arbeit betreute. Ohne sein Engagement wäre die schnelle Einarbeitung in die doch recht umfangreiche Analyse nicht möglich gewesen. Auch nach seinem Wechsel zum GKSS- Forschungszentrum war er stets am Fortgang der Arbeit interessiert und gab viele Impulse zur Lösung von auftretenden Problemen. Ihm gilt mein besonderer Dank.
- Herrn Dr.K.Gather, der mir viele Tips, besonders für den Vortrag für die DPG- Tagung in Heidelberg, gab.
- Herrn W.Zeuner, der mich in der Myon- Selektion unterstützte und auch sonst immer mit Rat und Tat zur Seite stand.
- Herrn K.-U.Pösnecker, mit dem ich viele fruchtbare Diskussionen führte und der nicht nur auf fachlichem Sektor viele Ratschläge und Hinweise gab.

Abschließend möchte ich noch den Diplomanden der Gruppe F35/F1 für die hervorragende Arbeitsatmosphäre danken: Karsten Dierks, Gabriele Dähn, Reiner Gläser, Wolf-Michael Henssler, Andreas Hinsch, Andrea Löffler, Peter Rehders, Karl-Stefan Weißenrieder, Jörn Tengeler.