

Interner Bericht  
DESY F33-77/03  
Dezember 1977

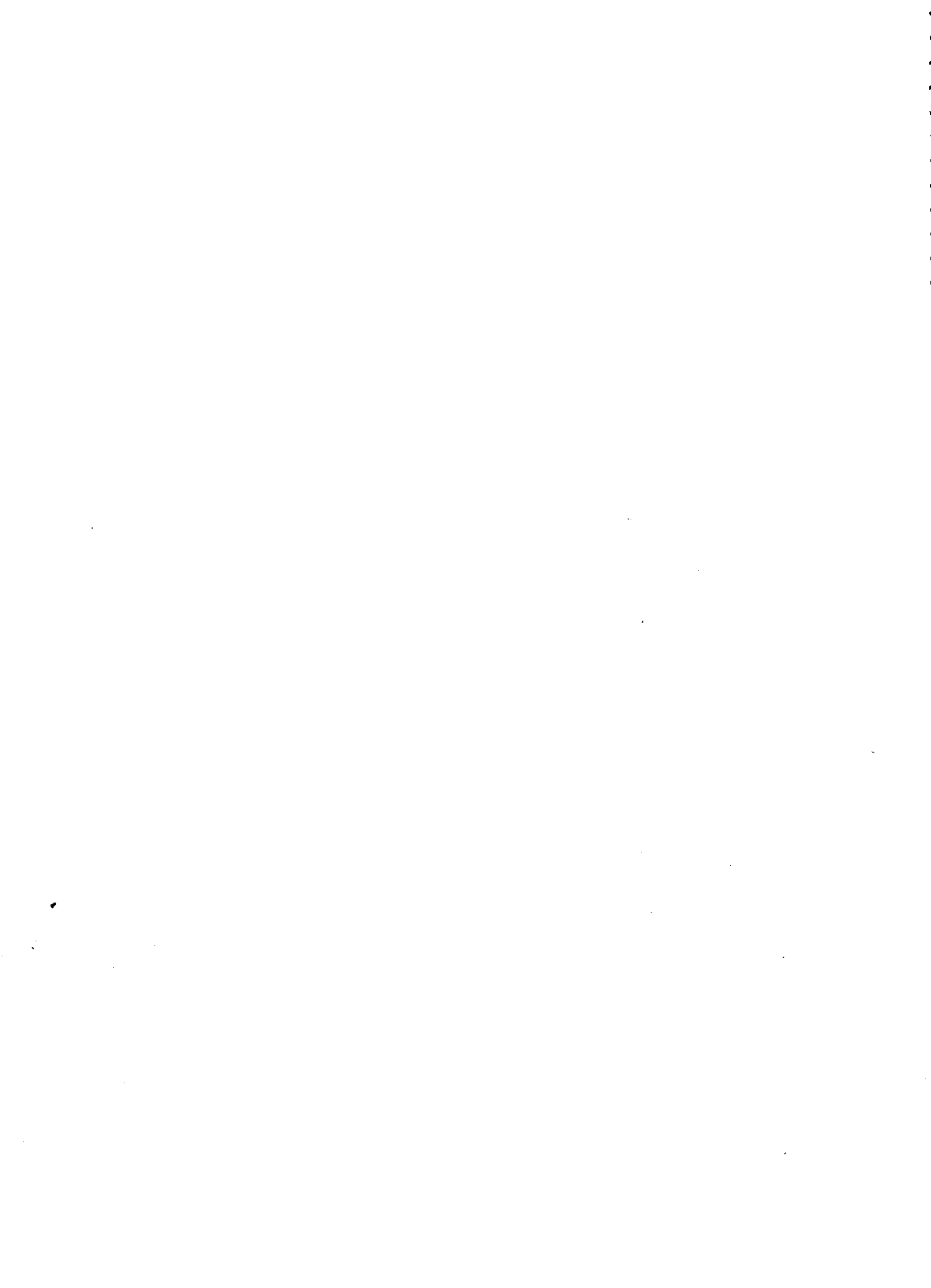
DESY-Bibliothek

16. JAN. 1978

Der totale hadronische Wirkungsquerschnitt  
in der  $e^+e^-$ -Annihilation  
im Energiebereich von 3,0 GeV bis 5,0 GeV

von

Andreas Bäcker



Der totale hadronische Wirkungsquerschnitt  
in der  $e^+e^-$  - Annihilation  
im Energiebereich von 3,0 GeV bis 5,0 GeV

D i s s e r t a t i o n  
zur Erlangung des Doktorgrades  
des Fachbereiches Physik  
der Gesamthochschule Siegen

vorgelegt von  
Andreas Bäcker  
Siegen 1977

Diese Arbeit entstand im Rahmen eines Experiments der  
PLUTO-Kollaboration am Speicherring DORIS

Inhaltsverzeichnis

	Seite
Einleitung	1
1. Der Speicherring DORIS	3
2. Die elektromagnetische Wechselwirkung	8
2.1 Prozesse in der $e^+e^-$ -Annihilation	8
2.2 Das Quarkmodell	10
2.2.1 Colour	12
2.2.2 Charm	13
2.3 Skaleninvarianz und Winkelkorrelation	18
2.4 Der totale hadronische Wirkungsquerschnitt	21
2.5 Das schwere Lepton	23
3. Der Detektor	25
3.1 Die PLUTO-Koordinatensysteme	27
3.2 Der Detektormagnet (Spule)	28
3.3 Der Ortsdetektor	31
3.3.1 Aufbau der zylindrischen Kammern	31
3.3.2 Absorber/Konverter	33
3.3.3 Der Außendetektor	34
3.3.4 Die geometrische Anordnung der Kammern	37
3.3.5 Cluster und Kammereffizienzen	42
4. Der Trigger	44
4.1 Die Konzeption des Triggers	44
4.2 Die Organisation des Triggers	47
4.2.1 Der parallele Trigger	48
4.2.2 Der sequentielle Trigger	50
4.3 Die Akzeptanz des Triggers	53
4.3.1 Das berechnete Ansprechvermögen	53
4.3.2 Das reale Ansprechvermögen	55
4.4 Erkennung kosmischer Strahlung	56

	Seite		Seite
5.	Der Luminositätsmonitor		
	57	9.	Ergebnisse der Modellrechnungen 109
5.1	Aufbau	9.1	Gerechnete Modelle und Endzustände 109
5.2	Berechnung der Luminosität	9.2	Verluste durch Untergrundsubtraktion 111
5.3	Fehlerquellen	9.3	Akzeptanzmatrix 113
	62	9.4	Akzeptanzen des PLUTO-Detektors 115
6.	Der Datenfluß		
	65	10.	Strahlungskorrektur 121
7.	Auswahl der Daten	10.1	Monitorstrahlungskorrekturen 123
7.1	Spurenerkennung	10.2	Strahlungskorrekturen ohne starke Resonanzen 123
7.2	Untergrundereignisse	10.3	Strahlungskorrekturen im Bereich schmaler Resonanzen 127
7.2.1	Strahl-Gas-Wechselwirkungen		
	71	11.	Meßergebnisse 130
7.2.2	Ereignisse der kosmischen Strahlung	11.1	Inklusive Verteilungen 130
	72	11.1.1	Das inklusive hadronische Spektrum 131
7.2.3	Nicht-hadronische $e^+e^-$ -Wechselwirkungen	11.1.2	Die Energieverteilung geladener Teilchen 136
	73	11.1.3	Die Winkelverteilung der erzeugten Teilchen 142
7.3	Untergrundsubtraktion (ereignisweise)	11.1.4	Auswahl des Simulationsmodells 148
	75	11.2	Wirkungsquerschnitte 149
7.4	Seitenbandkorrektur und Ladungsvarianz	11.3	Die Resonanzen $\Psi/J(3,1)$ und $\Psi'(3,7)$ 157
7.5	Untergrundsubtrahierte Raten		
	82	12.	Diskussion der Ergebnisse 162
7.6	Elektron-Positron-Streuereignisse	12.1	Die inklusiven Verteilungen 162
	83	12.1.1	Die Energieverteilung 162
8.	Das Monte-Carlo-Programm	12.1.2	Die inklusiven hadronischen Spektren 164
8.1	Flußdiagramm der Monte-Carlo-Rechnungen	12.1.3	Winkelverteilungen 167
	85	12.2	Hadronische Wirkungsquerschnitte 168
8.2	Modelle der Eventgenerierung	12.2.1	Der totale Wirkungsquerschnitt 169
8.2.1	Das Phasenraumprogramm	12.2.2	Topologische Wirkungsquerschnitte 174
	88		
8.2.2	Der Jetgenerator	13.	Zusammenfassung 177
	95		
8.3	Behandlung der Teilchen im Detektor		
8.3.1	Der Kreuzungswinkel der $e^+e^-$ -Strahlen		
	95		
8.3.2	Geladene Teilchen im Magnetfeld		
	96		
8.3.3	Energieverlust und Vielfachstreuung		
	98		
8.3.4	Elektromagnetische Schauer		
	101		
8.3.5	Simulation der Cluster und Kammereffizienzen		
	102		
8.3.6	Teilchenzerfälle		
	104		
8.3.7	Trigger		
	104		
8.4	Das Impulsaufklärungsvermögen		
	106		

## E i n l e i t u n g

Messungen der Hadron-Produktion in der Elektron-Positron-Vernichtung haben in den letzten Jahren zu einer Anzahl wichtiger Entdeckungen geführt. Das Bild, daß die hadronische Materie aus sogenannten Quarks, Teilchen mit halbzahligen Spin und gebrochenzahliger Ladung, besteht, konnte in überraschender Weise bestätigt werden. Große Erfolge dabei waren die Entdeckungen der  $\Upsilon$ - und  $\Upsilon'$ -Resonanzen und einer Serie von charmanten Mesonen, die ohne Schwierigkeiten in das vorhandene Schema eingefügt werden konnten.

Trotzdem existiert noch eine Reihe offener Fragen, die zu einem großen Teil auf das Fehlen exakter Messungen zurückzuführen sind: so sind die Wechselwirkungen der Quarks untereinander und die Mechanismen, die bei der Bildung freier Hadronen aus Quarks ablaufen, weitgehend ungeklärt.

Fundamentale Aussagen zu diesen Fragestellungen können aus den Endzuständen hadronischer Ereignisse gewonnen werden.

Bislang wurde nur eine kleine Zahl von Experimenten durchgeführt, die sich mit diesem Themengebiet beschäftigten, so daß die erzielten Ergebnisse noch nicht endgültig gefestigt sind und eine weitere genaue Untersuchung der inklusiven hadronischen Ereignisse von Interesse ist.

Der PLUTO-Detektor wurde für solche Messungen aufgebaut; mit ihm konnten am Elektron-Positron-Speicherring DORIS bei DESY ca. 10000 inklusive hadronische Ereignisse registriert werden.

In dieser Arbeit sollen die Ergebnisse dieser Messungen hinsichtlich der angesprochenen Fragen ausgewertet werden.

Zunächst wird der PLUTO-Detektor beschrieben, anschließend sollen ausführlich die Kriterien aufgezeichnet und untersucht werden, mit deren Hilfe die gesuchten Ereignisse aus der großen Menge der Daten herausgefiltert werden.

In einem weiteren Teil wird die Absoluteichung des Detektors, die mit Hilfe von Simulationen mit einem Monte-Carlo-Programm erfolgt, und die Korrektur der Ergebnisse dargestellt.

Die Hauptziele dieser Arbeit schließlich liegen in einer exakten Bestimmung des totalen hadronischen Wirkungsquerschnittes und der Impuls- und Winkelverteilungen der erzeugten Teilchen im Bereich der Schwerpunktsenergien von 5,6 GeV bis 5,0 GeV.

Im Laufe der Untersuchungen wird sich herausstellen, daß die Ergebnisse mit höherer Zuverlässigkeit angegeben werden können als bereits vorhandene Daten und daß daher ein interessanter Beitrag zur Beantwortung der gegebenen Fragestellung geliefert werden kann.

1 Der Speicherring DORIS

In dem Doppelspeicherring DORIS werden Strahlen von Elektronen und Positronen in getrennten Umlaufbahnen gespeichert und zur Kollision gebracht. Die Maschine besteht aus zwei übereinanderliegenden Vakuumrohren von je 288 m Länge, die je ein Oval bilden. Beide Rohre durchdringen sich an zwei Punkten, die in der Mitte der beiden Geraden liegen (Abb. 1.0.1). Die Vakuumrohre befinden sich in Magnetfeldern, die so beschaffen sind, daß ein Strahl von Elektronen bzw. Positronen mit einer gegebenen Energie eine geschlossene Bahn beschreibt, die stets innerhalb des Vakuumrohres verläuft. Mit dieser Anordnung ist es möglich, Elektronen- bzw. Positronenstrahlen für längere Zeiten im Vakuumsystem zu halten. Da die Teilchen auf der gekrümmten Bahn durch Synchrotronstrahlung Energie verlieren, muß stets Energie nachgeführt werden. Dieses erfolgt innerhalb der Vakuumkammer in sogenannten Kavitäten, das sind speziell geformte Antennen, mit denen ein elektromagnetisches Wechselfeld von 500 MHz aufgebaut wird, dessen Phase so mit dem Umlauf der Teilchen synchronisiert ist, daß es die Teilchen beschleunigt. Da nur je eine Halbwelle dieses Wechselfeldes beschleunigend auf die Teilchen wirkt, besteht der Strahl aus Teilchenpaketen, deren Anzahl sich aus der Frequenz der Sender, die die Kavitäten speisen, und der Länge der Bahn ergibt. Die Länge der Umlaufbahn beträgt genau 480 Wellenlängen, so daß maximal 480 Teilchenpakete, sogenannte Bunche, in jedem Ring vorhanden sein können. Aus Gründen der Unterdrückung von Untergrundquellen für die Messungen wurde jedoch während des größten Teils der Meßzeit nur jede vierte Welle mit einem Teilchenpaket besetzt.

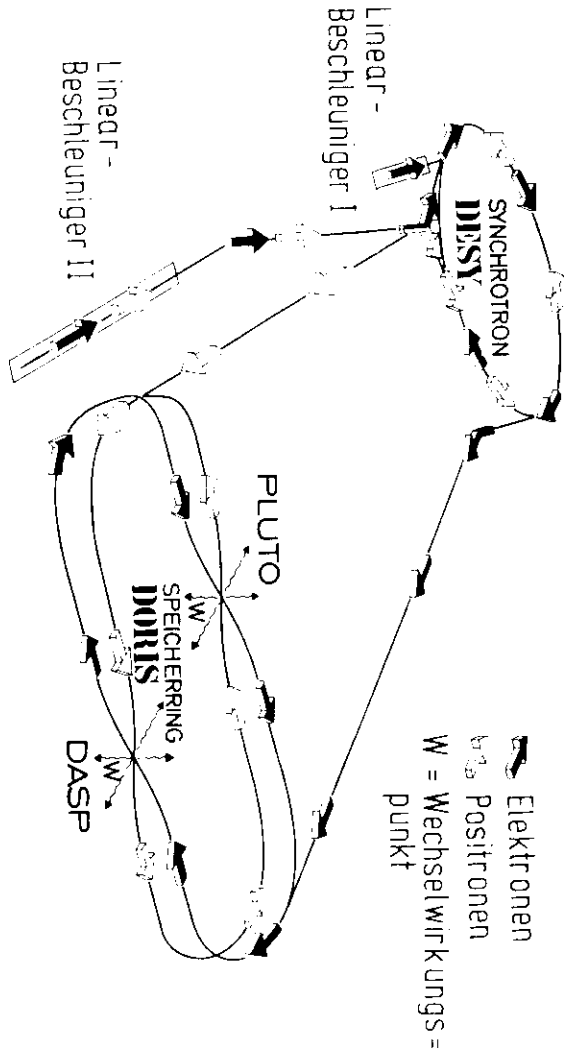
Jeder der Ringe wird vom Synchrotron mit Positronen oder Elektronen gefüllt, die in entgegengesetztem Sinne umlaufen. Die Positronen werden in einem Linearbeschleuniger erzeugt, indem man einen Elektronenstrahl auf ein Target schießt, in dem durch Bremsstrahlung und Konversion neue Elektronen und Positronen entstehen. Letztere werden durch spezielle elektrische und magnetische Felder (Horn) von den Elektronen abgetrennt und in das Synchrotron gegeben, von wo sie nach einer Beschleunigung in den Speicherring

laufen. Dieses Verfahren hat einen kleinen Wirkungsgrad, so daß die Füllung des Speicherringes mit Positronen größenordnungsmäßig 10 Minuten dauert, während die Füllung mit Elektronen nach einer Minute abgeschlossen ist. Obwohl auch andere Kombinationen möglich sind, wurde der Speicherring bislang nur als Elektron-Positron-Ring betrieben.

An den Kreuzungspunkten durchdringen sich die beiden Strahlen, so daß die Teilchen nahezu frontal kollidieren. Da jedoch die Dichte in den Teilchenpaketen sehr gering ist, ereignen sich Stöße mit kleinem Stoßparameter, die zu den gewünschten Wechselwirkungen führen, selten (ca. 1/min). Die genaue Anzahl der Elektron-Positron-Wechselwirkungen wird durch die Luminosität, die ausschließlich eine Funktion der Speicherringparameter ist, bestimmt. Diese Größe wird mit einem Monitor gemessen.

Die Systeme sind stets so abgestimmt, daß der Elektron- und Positronstrahl die gleiche Energie haben. In dieser Anordnung ist das Schwerpunktsystem der kollidierenden Teilchen bis auf eine kleine Komponente, die durch die geometrische Kreuzung der Strahlen hervorgerufen wird, mit dem Laborsystem identisch.

Eine Aufstellung der wichtigsten Größen des Speicherringes DORIS gibt die Tabelle 1.0.1 an.



Gesamtlänge der Umlaufbahn	288,00 m
Krümmungsradius der Teilchenbahn in den Ablenkmagneten	12,19 m
Radius der Halbkreise	28,32 m
Länge der geraden Strecken	55,00 m
Kreuzungswinkel der Strahlen im Wechselwirkungspunkt (Sollbahn)	24 mrad
Maximale Anzahl der Bunche im Ring	480
Frequenz der Beschleunigungssender	499,666 MHz
Länge eines Bunches	ca. 3 cm
Strahlstrom	100 - 200 nA
Maximale Strahlenergie	4,2 GeV
Luminosität	ca. $10^{30}$ (cm <sup>-2</sup> ·sec <sup>-1</sup> )
Lebensdauer der Strahlen	6 Stunden (davon 2-4 Stunden ausgenutzt)
Vakuum in der Nähe der Wechselwirkungszone	$10^{-9}$ - $10^{-10}$ Torr

Tab. 1.0.1 Parameter des Speicherringes DORIS

Die Strahlenergie wird aus der Stärke der Felder in den Ablenkmagneten berechnet, deren magnetische Induktion mit der Kernresonanzmethode bestimmt wird. Zur Messung dient ein Referenzmagnet, der identisch mit den im Speicherring stehenden Magneten ist und mit ihnen in Reihe geschaltet ist. Diese Art der Feldmessung ist sehr genau, nicht so gut sind dagegen die Randfelder und die geometrischen Abmessungen der Magnetjoche bekannt, so daß für die Genauigkeit der Strahlenergiemessung aus der Feldmessung ein systematischer Fehler von 0,1 % angenommen werden muß.

Die für die physikalischen Untersuchungen wichtigen Größen sind

$F_{\text{Strahl}}$  Energie der Strahlteilchen  
 $\sqrt{s} = 2 \cdot F_{\text{Strahl}}$  in der  $e^+e^-$ -Reaktion zur Verfügung stehende Schwerpunktsenergie

In der momentanen Ausbaustufe beträgt der überdeckte Meßbereich das Intervall

$$3 \text{ GeV} \leq \sqrt{s} \leq 5 \text{ GeV} .$$

2 Die elektromagnetische Wechselwirkung

2.1 Prozesse in der  $e^+e^-$ -Annihilation

Die mit dem PLUTO-Detektor untersuchten physikalischen Prozesse sind Wechselwirkungen des Typs

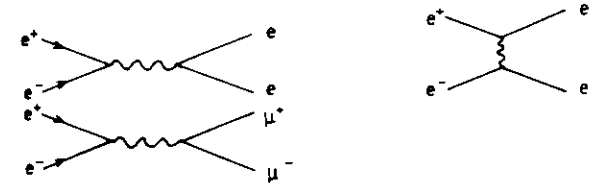
$$e^+ + e^- \rightarrow X$$

Die Prozesse spalten sich auf in die folgenden Klassen:

1) Leptonproduktion und Streuung von Elektronen

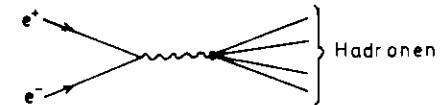
$$\begin{aligned} e^+e^- &\rightarrow e^+e^- \\ e^+e^- &\rightarrow \mu^+\mu^- \end{aligned}$$

Die Diagramme in niedrigster Ordnung sind:

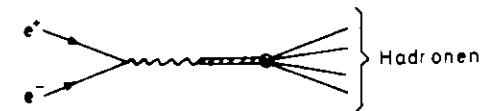


2) Hadronproduktion

a) Direkte Kopplung an das Photon



b) Bildung einer Resonanz

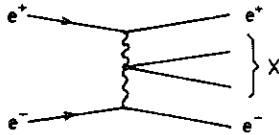


3) Prozesse des Typs 1 oder 2 mit Abstrahlung im Anfangszustand





## 4) Zwei-Photon-Austausch-Prozesse



Die Prozesse der Graphen unter (1) sind durch die Quantenelektrodynamik beschreibbar, deren Ergebnisse ausgezeichnet mit den Messungen übereinstimmen. Die Wirkungsquerschnitte dieser Prozesse sind von der Größenordnung  $\alpha^2$  gegenüber der starken Wechselwirkung, wobei  $\alpha$  die Sommerfeld'sche Feinstrukturkonstante ( $\alpha = 1/137.04$ ) ist.

Mit den Prozessen des Typs (2) beschäftigt sich diese Arbeit. Sie beschreiben die Hadronproduktion bei der  $e^+e^-$ -Annihilation. Der Wirkungsquerschnitt des Anteiles unter (a) ist von der Größenordnung  $\alpha^2$ , während die Prozesse unter (b) Wirkungsquerschnitte zeigen, die sich um mehrere Zehnerpotenzen unterscheiden.

Neben diesen Prozessen treten weitere Wechselwirkungen auf, bei denen mehrere Photonen ausgetauscht oder abgestrahlt werden, deren Wirkungsquerschnitte jedoch in höherer Ordnung von  $\alpha$  liegen. Besonders wichtig sind dabei Prozesse mit der Abstrahlung eines Photons im Anfangszustand (3), da sie den größten Beitrag zu den sogenannten Strahlungskorrekturen bilden, und der Zwei-Photon-Austausch (4). Der Wirkungsquerschnitt des zuletzt genannten Prozesses liegt in der Größenordnung von  $\alpha^4$ , wobei allerdings über das Photonspektrum zu integrieren ist und eine Potenz von  $\alpha$  nahezu weggekürzt wird. Der Wirkungsquerschnitt dieses Prozesses steigt mit zunehmender Schwerpunktsenergie und dominiert in den Energiebereichen der neuen Speicherringe PEP und PETRA ( $\sqrt{s} = 30$  GeV) die Prozesse des Ein-Photon-Austausches, während er in den bislang behandelten Energiebereichen unter 10 GeV nur einen kleinen Beitrag liefert.

2.2 Das Quarkmodell

Eine vollständige Liste aller Elementarteilchen umfaßt zur Zeit 200 bis 300 Teilchen, die sich in die folgenden drei Klassen aufteilen:

Die erste Klasse besteht aus den Teilchen, die die Wechselwirkungen vermitteln, zu ihnen gehören das Photon (Elektromagnetische WW.), das W-Boson (schwache WW.), das Gluon (starke WW.) und das Graviton (Gravitation).

Die in dieser Liste zuletzt genannten Teilchen werden postuliert, konnten aber bislang nicht experimentell nachgewiesen werden.

Eine zweite Klasse enthält die Leptonen, diese Klasse besteht aus dem Elektron (e), dem Myon ( $\mu$ ), dem Triton ( $\tau$ ) und den ihnen zugeordneten Neutrinos ( $\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$ ).

Die Existenz des Tritons //2.1// konnte in den letzten Monaten mit einiger Sicherheit bestätigt werden //2.2//, nachdem in der SLAC-LBL-Gruppe am Speicherring SPEAR //2.3// und bei DESY längere Zeit danach gesucht wurde. Die Ergebnisse deuten an, daß es sich dabei um ein sequentielles Lepton mit einer eigenen Leptonenzahl handelt, demzufolge es auch ein Triton-Neutrino geben muß.

Die dritte Klasse der Elementarteilchen bilden die Hadronen, die wiederum eingeteilt werden in Mesonen und Baryonen. Diese Klasse enthält 200 bis 300 Mitglieder, unter denen eine Vielzahl von Gesetzmäßigkeiten bestehen.

Ein Modell, das diese Vielzahl von Hadronen ordnet, bildet das Quarkmodell. Es führt zu einer Reihe von Aussagen, die von den Messungen so gut bestätigt werden, daß es heute allgemein als Aufbauprinzip der hadronischen Materie anerkannt ist.

Das Quarkmodell wurde von Gell-Man //2.4// und G. Zweig //2.5// entworfen, wobei eine ältere Idee von Sakata //2.6// zugrunde lag.

Dieses Modell beinhaltete zunächst drei Quarks, die sich in der Flavour-Quantenzahl, nach der sie auch benannt werden, unterscheiden: UP (u), DOWN (d) und STRANGE (s). Es zeigte sich jedoch bald, daß das Modell nicht in der Lage war, alle Effekte richtig zu beschreiben. Daher hat es bislang zwei wesentliche Änderungen erfahren. Die erste Ergänzung ist die Einführung einer Colour-Quantenzahl //2.7//; dieses Konzept fordert, daß jede Quark-Flavour in drei Colour-Zuständen auftritt, so daß neun unterschiedliche Quarks existieren. Die zweite Änderung in dem Modell ist das Auftreten einer weiteren Flavour, die CHARM (c) genannt wird //2.8// und wiederum in drei Colourzuständen auftritt .

Man nimmt an, daß es 12 Quarks gibt, die in vier Flavours und drei Colours auftreten, die Quantenzahlen der Quarks sind in der Tabelle 2.2.1 aufgeführt.

Typ	Q	B	S	Y	I <sub>3</sub>	C
u	2/3	1/3	0	1/3	1/2	0
d	-1/3	1/3	0	1/3	-1/2	0
s	-1/3	1/3	-1	-2/3	0	0
c	2/3	1/3	0	-2/3	0	1

Tabelle 2.2.1 Die Quantenzahlen der Quarks  
 Def: Q Ladung B Baryonenzahl  
 S Strangeness Y Hyperladung  
 C Charmladung I<sub>3</sub> 3. Komp. d. Isospins

Hadronen sind gebundene Zustände von zwei oder drei Quarks, wobei einige Auswahlregeln gelten; so sind bislang keine Teilchen mit gebrochenezahliger Baryonenzahl oder Ladung gefunden worden.

Die Zusammensetzungen einiger wichtiger Elementarteilchen sind in der Tabelle 2.2.2 angegeben.

Teilchen	Quarkinhalte
$\pi^+$	$u\bar{d}$
$\pi^-$	$\bar{u}d$
$\pi^0$	$\frac{u\bar{u}-d\bar{d}}{\sqrt{2}}$
$K^+$	$u\bar{s}$
$K^0$	$d\bar{s}$
$K^-$	$\bar{u}s$

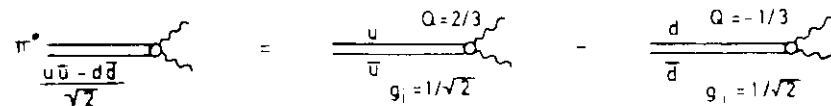
Tabelle 2.2.2 Quarkinhalte einiger wichtiger Elementarteilchen

2.2.1 Colour

Die Colour stellt eine verborgene Quantenzahl dar. Alle Wechselwirkungen sind offenbar 'farbenblind'. Um dieses Konzept zu erreichen, muß postuliert werden, daß alle Quarkzustände aus Mischungen gleicher Anteile jeder Colour existieren. Dieses wird experimentell besonders gut durch die Rate des Zerfalls  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$  bestätigt. Die Breite A dieses Zerfalls ist proportional dem Faktor

$$A \sim \sum_{\text{Colour}} \sum_{i=u,d,s,c} g_i Q_i^2$$

wobei die  $g_i$  und  $Q_i$  aus den folgenden Diagrammen abgelesen werden können:



Damit erhält man für den Faktor

$$A \sim 3 \left[ \frac{1}{\sqrt{2}} \left( \frac{2}{3} \right)^2 - \frac{1}{\sqrt{2}} \left( -\frac{1}{3} \right)^2 \right] = 3 \cdot \frac{1}{3\sqrt{2}}$$

Die anderen Faktoren können aus den PCAC-Theorem (Partially Conserved Axial-Vector Currents) abgeleitet werden //2.9//. Die Rechnung ergibt ein mit der Messung konsistentes Ergebnis. In dieser Betrachtung ist der Faktor 3 im Zähler von A wichtig, der durch die Summation über die drei Colour-Zustände

kommt. Ohne diesen Faktor ergibt sich ein um den Faktor 3 zu kleiner Wert für die Zerfallsbreite.

Diese Diskrepanz bestand vor der Einführung der Colourquantenzahl und stellt ein wichtiges Argument für diese neue Quantenzahl dar.

Ein weiteres wichtiges Indiz für diese Quantenzahl ist der erwartete Wert für den totalen hadronischen Wirkungsquerschnitt, der sich um einen Faktor 3 vergrößert und so zu mit den Messungen konsistenten Ergebnissen führt.

### 2.2.2 Charm

Einen weiteren großen Erfolg des Quark-Modells zeigen die Betrachtungen der schwachen Wechselwirkung.

Der schwache leptonische Strom läßt sich schreiben in der Form

$$J_{\mu}^l = \bar{l} \cdot C_1 \cdot \gamma_{\mu} (1 + \gamma_5) \cdot l$$

Dabei ist  $l$  der Spaltenvektor der vier Leptonenfelder ( $\nu_e, \nu_{\mu}, e^-, \mu^-$ ) und die Matrix  $C_1$  gegeben durch

$$C_1 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

Dementsprechend kann man für den hadronischen Strom angeben

$$J_{\mu}^H = \bar{q} \cdot C_H \cdot \gamma_{\mu} (1 + \gamma_5) \cdot q$$

wobei jetzt  $q$  der Spaltenvektor der Quarkfelder ( $c, u, d, s$ ) ist.

Damit  $J_{\mu}^H$  die Einheitsladung austauscht, muß  $C_H$  von der Form

$$C_H = \begin{pmatrix} 0 & 0 & U & \\ 0 & 0 & & \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

sein, wobei  $U$  eine unitäre Matrix ist, die in der Form einer Drehtransformationsmatrix angegeben werden kann: //2.8//

$$U = \begin{pmatrix} -\sin\theta_c & \cos\theta_c \\ \cos\theta_c & \sin\theta_c \end{pmatrix}$$

Mit der Notation

$$\bar{q} \cdot \gamma_{\mu} (1 + \gamma_5) q = \bar{q} q$$

ist die explizite Form dieses Stromes gegeben durch

$$J_{\mu}^H = \cos(\theta_c) \{ \bar{c}s + \bar{u}d \} + \sin(\theta_c) \{ -\bar{c}d + \bar{u}s \}$$

wobei  $\theta$  der Cabbibo-Winkel ( $\cos\theta_c = 0.98$ ;  $\sin\theta_c = 0.22$ ) ist.

Die Drehmatrix  $U$  läßt sich abspalten, indem man statt der  $d$ - und  $s$ -Quarkfelder die transformierten Felder

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \end{pmatrix} = U \begin{pmatrix} d \\ s \end{pmatrix}$$

benutzt. Dann ist der Spaltenvektor  $q$  zu ersetzen durch  $q' = (c, u, d', s')$ , und der hadronische Strom bekommt genau die Form des leptonischen Stromes:

$$J_{\mu}^H = \bar{q}' \cdot C_1 \cdot \gamma_{\mu} (1 + \gamma_5) \cdot q'$$

bzw. mit der oben definierten Abkürzung

$$J_{\mu}^H = \bar{c}s' + \bar{u}d'$$

Damit kann man entsprechend den Leptonendoublets Quarkdoublets aufstellen:

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

und erhält eine Lepton-Hadron-Symmetrie. Durch die Entdeckung eines weiteren Leptons ist diese Symmetrie zerstört worden. Zu ihrer Wiederherstellung, die aus theoretischen Aspekten notwendig erscheint //2.10//, sind weitere Quarks erforderlich, für die es bereits experimentelle Hinweise gibt.

Die zuletzt aufgestellte Form des hadronischen Stromes enthält das Ergebnis, daß der schwache Zerfall charmanter Teilchen ohne Änderung der Strangeness um den Cabibbo-Faktor  $\tan^2(\theta_c)$  unterdrückt ist, so daß beim Zerfall solcher Teilchen nahezu immer Strangeness entsteht.

Der neutrale schwache Strom kann aus der Matrix  $C_H$  durch die Bildung des Kommutators  $[C_H, C_H^+]$  gewonnen werden //2.8//

$$[C_H, C_H^+] = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix},$$

so daß man mit der definierten Abkürzung für  $q\bar{q}$  folgende explizite Form für den hadronischen Anteil erhält

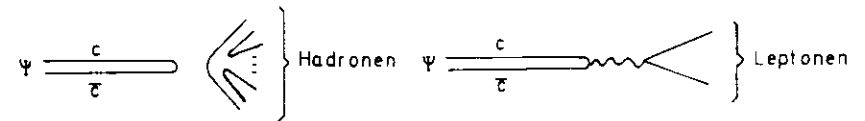
$$J_{\mu}^H = c\bar{c} + u\bar{u} - d\bar{d} - s\bar{s}.$$

Diese Form enthält keinen die Flavour ändernden Term, insbesondere fehlt in Übereinstimmung mit den Meßergebnissen ein neutraler, Strangeness tragender Strom. Die Unterdrückung dieses Stromes ist im Quark-Modell ohne Einführung der Charm-Flavour nicht möglich und stellte daher ein wichtiges Argument für Arbeiten dar, in denen die Existenz dieser Quantenzahl gefordert wird.

Einen ersten direkten experimentellen Hinweis für die Existenz des c-Quarks lieferten die Entdeckungen der schmalen Resonanzen  $\Upsilon/J$  am MIT //2.11// und bei SLAC/LBL //2.12// sowie des  $\Upsilon(3,7)$  am SLAC //2.13//. Beide Resonanzen konnten wenige Tage später bei DESY bestätigt werden //2.14//.

Die Resonanzen zeichnen sich durch einen großen Wirkungsquerschnitt und eine extrem schmale Zerfallsbreite aus. In dem Quark-Modell sind die  $\Upsilon/J$ - und  $\Upsilon(3,7)$ - Resonanzen gebundene Charm-Anticharm-Zustände ( $c\bar{c}$ ).

Würden diese Zustände in charmante Mesonen zerfallen, so müßten letztere schwach zerfallen und Strangeness erzeugen. Im Bereich dieser Resonanzen wurde jedoch kein erhöhter Anteil an Kaonen gefunden, so daß der Zerfall offenbar nur in den folgenden Kanälen auftreten kann:



Die Zweig-Regel //2.15//, die bislang ein phänomenologisches Gesetz darstellt, verbietet Graphen, bei denen Quarks innerhalb von Teilchen erzeugt oder vernichtet werden, so daß auch dieser  $c\bar{c}$ -Zerfall unterdrückt ist. Die Unterdrückung ist offenbar so stark, daß die Lebensdauer um einen Faktor  $10^4$  erhöht wird und die beobachtete geringe Zerfallsbreite zustande kommt.

Ein erster Nachweis der charmanten Mesonen erfolgte am SPEAR-Detektor //2.16, 2.17//. Dort fand man in den Spektren der invarianten Massen der neutralen  $K\pi$ - und  $K\pi\pi\pi$ -Kombinationen ein Signal bei  $1865 \pm 15 \text{ MeV}/c^2$  und in den exotischen  $K\pi\pi$ -Kombinationen ein Signal in der invarianten Masse bei  $1876 \pm 15 \text{ MeV}/c^2$ . In diesen Kanälen konnten die geladenen und ungeladenen D-Mesonen, die Charmladung tragen, identifiziert werden; die Diagramme der beobachteten Zerfälle sind in Abb. 2.2.1 dargestellt. In der gleichen Zeit wurde von PLETO //2.18// ein Anwachsen des korrelierten  $K_s^0$ -e-Wirkungsquerschnittes bei der Schwerpunktsenergie  $4,03 \text{ GeV}$  gemessen, das ebenfalls einen Beweis für die Existenz eines charmanten Teilchens lieferte (Abb. 2.2.2).

Die Graphen in den Abbildungen zeigen, daß es sich bei allen beobachteten Übergängen um Prozesse handelt, an denen ein W-Boson teilnimmt, für die die Auswahlregel

$$\Delta s = \Delta q = \Delta c,$$

(s = Strangeness, q = Ladung, c = Charmladung) erfüllt ist.

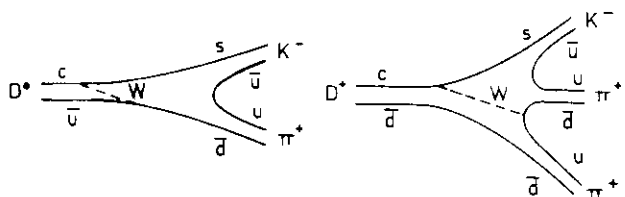
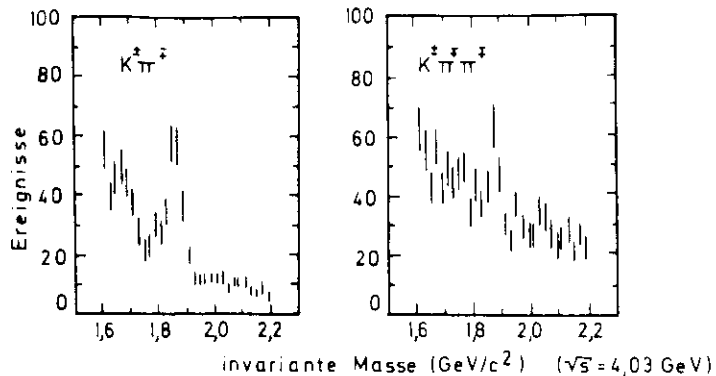


Abb. 2.2.1 Nichtleptonische Zerfälle der D-Mesonen

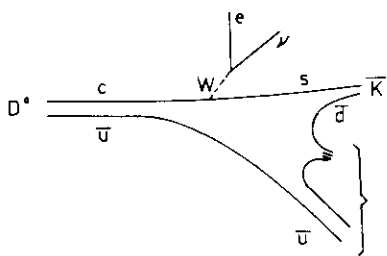
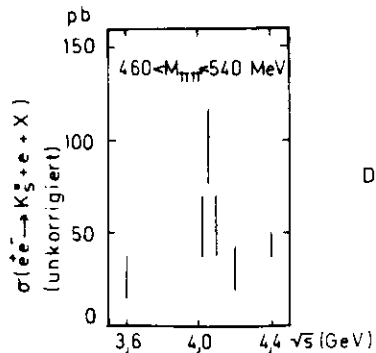
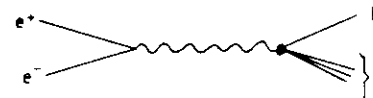


Abb. 2.2.2 Leptonische Zerfälle der D-Mesonen

Inzwischen konnten weitere charmante Mesonen identifiziert werden, so daß der Beweis für eine Existenz des aus dem Quarkmodell postulierten charman-ten Quarks als erbracht betrachtet werden kann.

### 2.3 Skaleninvarianz und Winkelkorrelation

In der inklusiven Reaktion  $e^+e^- \rightarrow H, X$



hat das Photon im Ruhesystem des Hadrons H eine Komponente longitudinal (L) und transversal (T) zu H. Mit der Notation

- s Energie des Photons im Schwerpunktsystem
- m Masse des Teilchens H
- E Energie des Teilchens H
- $\nu = E/m \cdot \sqrt{s}$  Energie des Photons im H-Ruhesystem
- $x = 2 \cdot E / \sqrt{s}$  Energieanteil des Hadrons
- $\hat{\Omega}$  Raumwinkel
- $\theta$  Winkel der Teilchenbahn H gegen die  $e^+e^-$ -Richtung

kann der Wirkungsquerschnitt durch zwei unabhängige Strukturfunktionen  $W_T$  ( $s, \nu$ ) und  $W_L$  ( $s, \nu$ ) beschrieben werden //2.19//:

$$\frac{d^2\sigma}{dx d\Omega} = \frac{\alpha^2}{s} \frac{|\hat{p}|}{\sqrt{s}} \cdot m [W_T (1+\cos^2\theta) + W_L (1-\sin^2\theta)]$$

Mit den Linearkombinationen

$$W_1(s, \nu) = W_T(s, \nu)$$

$$W_2(s, \nu) = m^2/|\hat{p}|^2 [W_L(s, \nu) - W_T(s, \nu)]$$

schreibt man den differentiellen Wirkungsquerschnitt in der Form:

$$\frac{d^2\sigma}{dx d\Omega} = \frac{\alpha^2}{s} \beta \cdot x \left[ m \cdot W_1 + \frac{1}{4} \beta^2 \cdot x \cdot \nu \cdot W_2 \cdot \sin^2\theta \right]$$

wobei  $\beta$  die Teilchengeschwindigkeit in Einheiten der Lichtgeschwindigkeit ist.

Skaleninvarianz im Bjorken'schen Sinne bedeutet, daß der Übergang

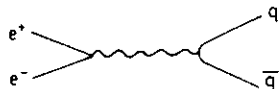
$$\begin{aligned} -m W_1(s, \nu) &\longrightarrow F_1(x) \\ W_2(s, \nu) &\longrightarrow F_2(x) \\ \nu \rightarrow \infty, s \rightarrow \infty \\ x = \text{konst.} \end{aligned}$$

gemacht werden kann, so daß mit der Vereinfachung  $\beta = 1$  der Wirkungsquerschnitt die Form

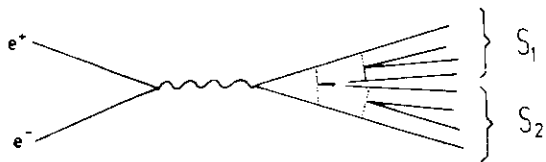
$$\frac{d^2\sigma}{dx d\Omega} = \frac{\alpha^2}{s} x \left[ -F_1(x) + \frac{1}{4} x F_2(x) \sin^2\theta \right]$$

annimmt und somit nach der Integration über den Raumwinkel nur noch Funktion der Skalenvariablen  $x$  ist.

Einen Ansatz für den Verlauf des Spektrums liefert das Quarkmodell. Die Primärreaktion ist von der Form  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ , wobei  $q$  eines der existierenden Quarks ist.



Diese Reaktion ist ein Zwei-Körper-Prozeß, so daß im Schwerpunktsystem, das im Falle des Speicherringes nahezu identisch mit dem Laborsystem ist, die beiden Teilchen  $q\bar{q}$  gleiche Impulsbeträge haben. Im Endzustand können diese Teilchen durch Austausch von Gluonen wechselwirken, dabei werden neue Quarklinien gebildet, die schließlich den hadronischen Endzustand bilden.



Man kann die Prozesse im Endzustand als Zerfall der Primärquarks auffassen, die zu Zwei-Teilchensystemen  $S_1$  und  $S_2$  führen. Die vektorielle Summe der Impulse dieser Systeme zeigt in die Flugrichtung der Primärquarks. Jedes dieser Systeme bezeichnet man als Jet, den man als ein Vielteilchensystem definiert, bei dem die Teilchenimpulse parallel zur Jetachse größer sind als die Komponenten senkrecht zu dieser Achse.

Eine mögliche Form des Impulsspektrums erhält man unter der Annahme, daß die Wahrscheinlichkeit für die Quarks, eine Wechselwirkung unter Erzeugung eines Quarkpaares auszuführen, von der Energie  $E_q$  der Quarks abhängt:

$$\frac{d N(E_q)}{d E_q} = - a \cdot N(E_q)$$

Aus dieser Annahme folgt ein exponentielles Spektrum, das unter Annahme der Skaleninvarianz übergeht in die Form

$$N(x) = N_0 \cdot e^{-fx}$$

Die Impulse  $p_T$ , die die Teilchen dabei transversal zur Jetachse erhalten, sind nach diesem Bild nur noch sehr indirekt von der Schwerpunktsenergie abhängig, so daß das Spektrum der Transversalimpulse ein energieunabhängiges Verhalten zeigt. Einen Ansatz für den Verlauf des Spektrums stellt ein exponentieller Verlauf dar. Da der Impuls jedoch ein Vektor ist, scheidet ein einfacher  $\exp(-cp_T)$ -Ansatz aus, so daß man übergeht zu der Form //2.20//:

$$\frac{d\sigma}{dp_T} \sim e^{-R \cdot p_T^2}$$

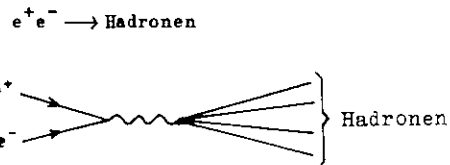
In dieser Form ist  $R$  ein Parameter, der so zu wählen ist, daß der mittlere Transversalimpuls zwischen 300 MeV/c und 350 MeV/c beträgt //2.21//.

Eine Aussage über die Jetachsen schließlich liefert die Tatsache, daß die Quarks Fermionen mit halbzahligen Spin sind. Das bedeutet, daß der Wirkungsquerschnitt der Quarkpaarbildung in der  $e^+e^-$ -Annihilation wie der der  $\mu$ -Paarbildung verlaufen muß. Im asymptotischen Bereich der Energie ist die Winkelverteilung der Jetachsen gegeben durch

$$\frac{d\sigma(e^+e^- \rightarrow q\bar{q})}{d \cos\theta} \sim 1 + \cos^2\theta$$

## 2.4 Der totale hadronische Wirkungsquerschnitt

Der totale hadronische Wirkungsquerschnitt in der  $e^+e^-$ -Annihilation ist definiert als der Wirkungsquerschnitt der inklusiven Reaktion



Bei der Messung des Wirkungsquerschnittes sind die Vorgänge im rechten Vertex unbekannt, so daß hier verschiedene Vorgänge ablaufen können, die nicht hadronischer Natur sein müssen.

Als Ausgangspunkt der Betrachtungen dient wieder das Quark-Bild mit den bekannten vier Flavours und drei Colours; damit ist der hadronische Wirkungsquerschnitt bestimmt aus der Reaktion

$$e^+e^- \rightarrow q \bar{q} \quad q \in (u, d, s, c) .$$

Da die Quarks punktförmige Teilchen mit halbzahligen Spin sind, gilt für diesen Prozeß der allgemeine Satz, daß, wenn  $q$  ein Lepton oder Fermion mit dem Spin  $1/2$  ist und die Ladung  $Q$  in Einheiten von  $|e|$  gemessen wird, der Wirkungsquerschnitt im asymptotischen Bereich gegeben ist durch //2.29//

$$\sigma_q = \frac{4}{3} \frac{\pi \alpha^2}{s} Q^2 .$$

Das Photon koppelt bis auf einen ladungsabhängigen Faktor in gleicher Stärke an alle Quarks, so daß die Summation über alle Quarks zu folgender Form führt

$$\sigma_{\text{had}} = \frac{4}{3} \frac{\pi \alpha^2}{s} \sum_{\text{Colour}} \sum_{i=\text{Flavour}} Q_i^2$$

Eine sehr anschauliche Größe ist der Wert  $R$ , der definiert ist durch

$$R = \frac{(\sigma_{e^+e^- \rightarrow \text{Hadronen}})}{(\sigma_{e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-})}$$

Unter Berücksichtigung des Wirkungsquerschnittes der  $\mu$ -Paarproduktion folgt

$$R = \sum_{\text{Colour}} \sum_{i=\text{Flavour}} Q_i^2$$

Die Größe  $R$  ist ein direktes Maß für die Quarkladungen, aus deren Messung man unter Zugrundelegung des dargestellten Quarkmodells wichtige Schlüsse über die beteiligten Quarks ziehen kann.

Unter der Voraussetzung, daß Quarks der vier genannten Flavours ( $u, d, s, c$ ) in den drei Colourzuständen an den Wechselwirkungen beteiligt sind, ergibt sich für  $R$  der Wert

$$R = 3 \cdot (4/9 + 1/9 + 1/9 + 4/9) = 10/3$$

## 2.5. Das schwere Lepton

Eine weitere Klasse punktförmiger Teilchen bilden die Leptonen, die ebenfalls Fermionen sind und wie die Quarks an das virtuelle Photon koppeln. Diese Klasse enthält zunächst die Elektronen und Myonen mit ihren Neutrinos und das schwere Lepton (Triton,  $\tau$ ) //2.2//, dessen Existenz allerdings noch nicht endgültig gesichert ist, das aber, wenn die Hypothese zutrifft, offensichtlich auch ein eigenes Neutrino besitzt.

Das Elektron ist ein stabiles Teilchen, während das Myon eine Lebensdauer von  $2,2 \times 10^{-6}$  sec hat, die bei einem Impuls von 0,1 GeV/c einer Reichweite von  $6,6 \cdot 10^4$  cm entspricht, und in ein Elektron und Neutrinos zerfällt. Das Triton ist das erste Lepton mit einer Ruhemasse, die größer als die der meisten Mesonen ist, und daher auch in Mesonen zerfallen kann. Seine Lebensdauer ist mit maximal  $10^{-11}$  sec //2.22// so gering, daß es keinen im PLUTO-Detektor meßbaren Weg zurücklegen kann und nur seine Zerfallsprodukte registriert werden. Aus diesen jedoch läßt sich nur unter ganz bestimmten Voraussetzungen auf die primäre Erzeugung des Tritons zurückschließen, so daß diese Ereignisse allgemein nicht von Ereignissen hadronischer Natur, bei denen im Anfangszustand ein Quarkpaar an das Photon koppelt, unterschieden werden können.

Der zu messende totale Wirkungsquerschnitt enthält demnach auch einen Anteil, der durch dieses Lepton hervorgerufen wird, so daß der erwartete Wert für das Verhältnis R im asymptotischen Bereich folgende Komponenten enthält

$$\begin{aligned}
 R &= R(e^+e^- \rightarrow u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}, c\bar{c}) + R(e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-) \\
 &= \frac{10}{3} + 1 \\
 &= \frac{13}{3}
 \end{aligned}$$

Seit der Entdeckung des schweren Leptons konnte bereits eine Reihe seiner Eigenschaften bestimmt werden, die in //2.25// zusammengefaßt sind.

Die Ruhemasse des Tritons beträgt  $(1,9 \pm 0,4) \text{ GeV}/c^2$ , so daß der totale Wirkungsquerschnitt bei der Schwerpunktsenergie von 3,8 GeV eine Variation erfahren muß, die unter der Annahme, daß das Triton den Spin 1/2 hat, der Form  $(3\beta - \beta^3)/2$  folgt, wobei  $\beta$  die Geschwindigkeit des Leptons ist.

Eine weitere wichtige Zahl ist das Verzweigungsverhältnis, mit dem das Triton in ein geladenes und neutrale Teilchen zerfällt. Diese Zahl wird mit  $0,70 \pm 0,10$  angegeben, demzufolge 50 %  $\pm$  14 % der Ereignisse mit einem  $\tau^+\tau^-$ -Zwischenzustand Ereignisse mit zwei geladenen Spuren im Endzustand sind.



### 3 Der Detektor

Der Detektor PLUTO ist für die Untersuchung der Prozesse konzipiert, die bei der Annihilation von Elektronen und Positronen im Bereich der DORIS-Schwerpunktenergien von 3 GeV bis 5 GeV auftreten.

Die Lösung dieser Fragestellung erfordert folgende Eigenschaften des Detektors:

- 1) möglichst vollständiger Nachweis der Reaktionsprodukte, d.h. gute Raumwinkelüberdeckung;
- 2) Bestimmung der Impulse erzeugter Teilchen;
- 3) Messung von Ladung und Masse der Teilchen (Teilchenidentifikation).

Besondere Probleme bilden dabei neutrale Teilchen, da ihr Nachweis schwerer als der geladener Teilchen ist.

Bei der Konstruktion des PLUTO-Detektors lag die Priorität im Nachweis und der Impulsmessung geladener Teilchen, so daß das Gerät folgendermaßen aufgebaut wurde //3.1//:

Der Kollisionspunkt des Speicherringes liegt im Zentrum eines axialen, homogenen Magnetfeldes von 2 Tesla, das von einer supraleitenden Spule mit einem Durchmesser von 140 cm und einer Länge von 115 cm erzeugt wird. In dem Feld befinden sich 14 zylindrische Proportionalkammern zur Bestimmung der Teilcentrajektorien und zwei Bleizylinder, in denen Elektronen und Photonen elektromagnetische Kaskaden bilden können. Eine weitere Lage von Kammern befindet sich außerhalb des Rückflußjoches und dient ausschließlich zur Identifikation von Myonen (Abb. 3.0.1).

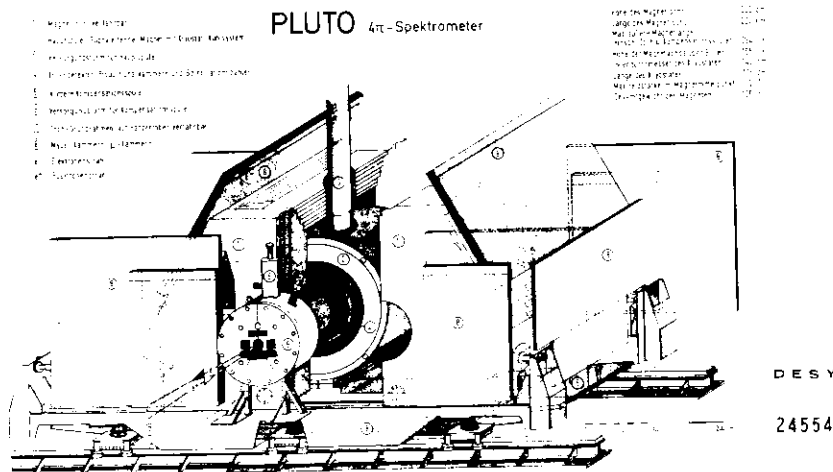
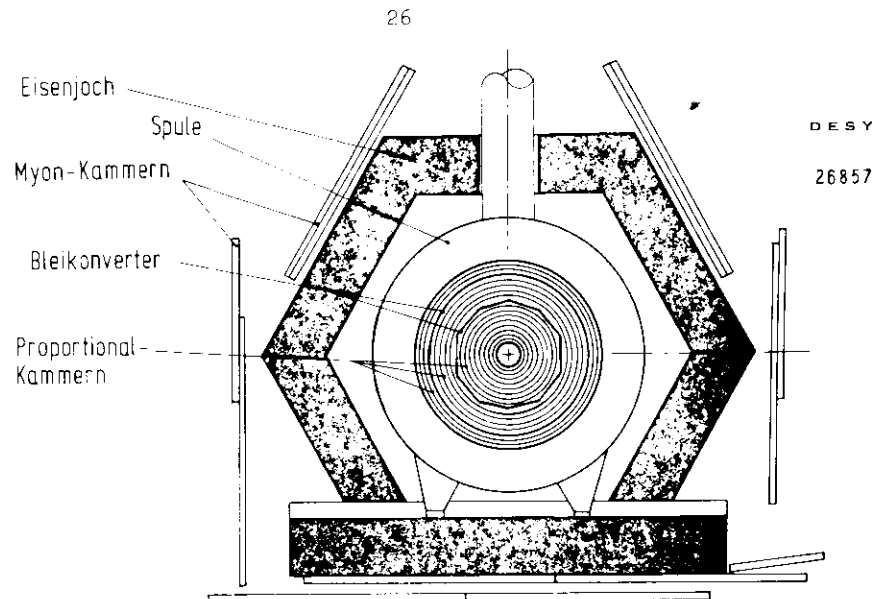


Abb. 3.0.1 Der Detektor PLUTO

### 3.1 Die PLUTO-Koordinatensysteme

Die Basis für die Beschreibung eines Punktes im zylindrischen Teil des Detektors ist ein Zylinderkoordinatensystem  $R = (r, \varphi, z)$ . Sein Ursprung  $(0, 0, 0)$  wird durch den Mittelpunkt des von der Spule dargestellten Zylinders, in dem sich auch die Sollstelle für den Wechselwirkungspunkt befindet, gebildet. Die positive  $z$ -Koordinate zeigt in Richtung der Projektion der positiven Strahlachse auf eine horizontale Ebene. Für  $(r, 0, 0)$  zeigt der Vektor zum Zentrum des Speicherringes und für  $(r, \pi/2, 0)$  senkrecht nach oben.

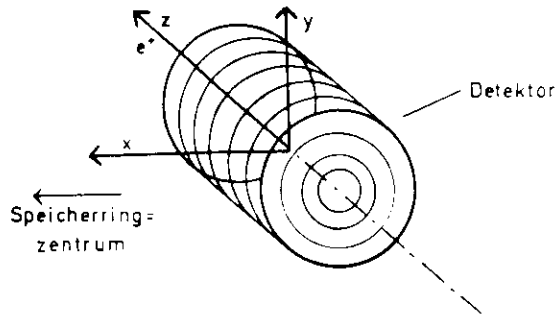


Abb 3.11 Koordinatensysteme

Häufig wird der Ausdruck  $r$ - $\varphi$ - Projektion oder  $r$ - $\varphi$ -Darstellung gebraucht. Darunter ist die Projektion auf eine zu  $z$  senkrechte Ebene zu verstehen.

Für die kinematischen Rechnungen wird statt des zylindrischen ein kartesisches Koordinatensystem  $(x, y, z)$  verwendet:

$$\begin{aligned}x &= r \cdot \cos \varphi \\y &= r \cdot \sin \varphi \\z &= z\end{aligned}$$

Die  $x$ -Koordinate zeigt in Richtung des Speicherringzentrums und die  $y$ -Koordinate senkrecht nach oben.

### 3.2 Der Detektormagnet (Spule)

Das Magnetfeld des Detektors wird durch eine supraleitende Spule erzeugt, die mit flüssigem Helium auf einer Temperatur von 4,4 Kelvin gehalten wird. Das Heliumgefäß ist von einem stickstoffgekühlten Wärmestrahlungsschild und einem Vakuumbehälter umgeben, der das Innenvolumen des Detektors begrenzt.

Das erzeugte Feld hat eine Stärke von 2 Tesla. Die Feldinhomogenitäten betragen an den Rändern maximal 10 %, während sie in dem für die Messung benutzten zentralen Bereich kleiner als 5 % sind, so daß für die Rechnungen das Feld als konstant angesehen werden kann (Abb. 3.2.1).

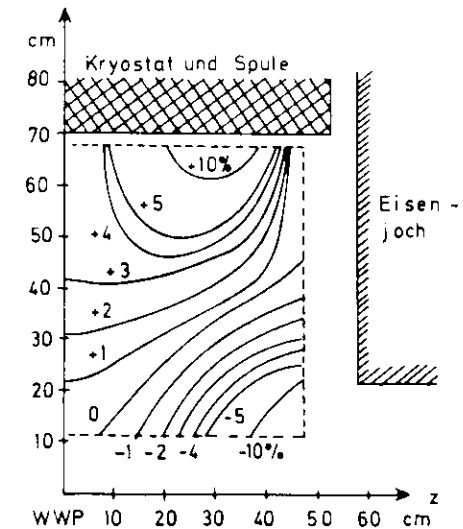


Abb. 3.2.1 Abweichungen der Feldstärke vom Sollwert ( $\Delta B_z / B_z$  in %)

Die z-Komponente des Feldgradienten ist außerhalb der Spulenachse ungleich Null, so daß dort zur Achse senkrechte Feldkomponenten entstehen. Da die Speicherringstrahlen einen Winkel von ca. 12 mrad gegen die Horizontale haben, laufen sie an den Rändern des Magnetfeldes durch Gebiete mit einer starken Feldkomponente senkrecht zur Achse und erfahren eine Lorentzkraft, so daß sie aus der Sollbahn abgelenkt werden. Als zweiter Effekt tritt durch die Inhomogenität des Feldes in den Randbereichen des Solenoiden eine Defokussierung der Speicherringstrahlen auf. Die durch diese Effekte bewirkten Verschiebungen der Speicherring-Arbeitspunkte sind so stark, daß die Eigenfokussierung des Speicherringes sie nicht auffangen kann. Testmessungen ergaben, daß bereits bei einer Erregung des Plutofeldes von ca. 25 % des Maximalwertes die Strahlen verloren gehen.

Die Störeffekte werden weitgehend durch ein Gegenfeld ausgeglichen, das von zwei Kompensationsspulen erzeugt wird. Diese Spulen, die auch supra-leitend betrieben werden, befinden sich an den Deckflächen des Hauptspulenzylinders konzentrisch zu der Hauptspule.

Der Strom der Kompensationsspulen wird in Abhängigkeit von dem Hauptspulenstrom geregelt, so daß die Bedingung

$$N_p \cdot I_p + 2 N_k \cdot I_k = 0$$

erfüllt ist, wobei  $N_p \cdot I_p$  und  $N_k \cdot I_k$  die Amperewindungszahlen der PLUTO- bzw. Kompensationsspule sind. Unter dieser Bedingung verschwindet das Linienintegral  $\int H \cdot ds$  längs der Strahlachse.

Resteffekte können durch Korrekturen an den Komponenten des Speicherringes kompensiert werden.

Die wichtigsten technischen Daten der Spulen sind in der Tabelle 3.2.1 zusammengestellt.

### PLUTO - Hauptspule

Freier Innendurchmesser des Kryostaten	1400 mm
Abstand zwischen den Stirnplatten des Jochs (= Länge des Feldraumes)	1150 mm
Windungszahl	1524
Nennstrom	1265,9 A
Feldstärke bei Nennstrom im Zentrum	2 T
Material	Legierung Nb-Ti je 50 %
Temperatur	4,4 Kelvin

### PLUTO - Kompensationsspule

Innendurchmesser des Kryostaten	420 mm
Außendurchmesser des aus der PLUTO-Stirnwand herausragenden Eisenstopfens	1200 mm
Nennstrom bei $B = 2$ T in der Hauptspule	211,2 A
Maximale Feldstärke auf der Achse	2,5 T
Windungszahl	4560
Material	Nb-Ti
Temperatur	4,4 Kelvin

Tab. 3.2.1 Technische Daten der PLUTO-Spulen

### 3.3 Der Ortsdetektor

Spuren geladener Teilchen werden in einem zylindrischen Detektor im Innenraum der Spule, der aus 14 Proportionalkammern besteht, und einem äußeren Detektor, bestehend aus ebenen Röhrenkammern, registriert (Abb. 3.3.1).

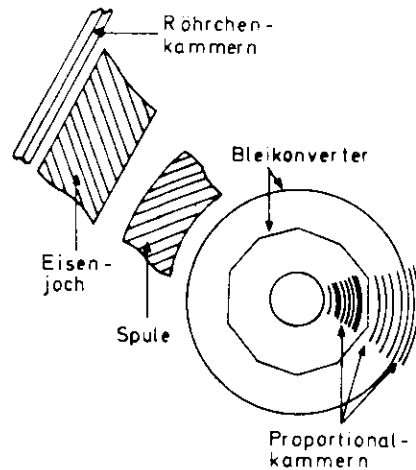


Abb. 3.31 PLUTO-Ortsdetektoren

#### 3.3.1 Aufbau der zylindrischen Kammern

Der innere Detektor dient zur Bestimmung von Spuren geladener Teilchen. Da diese im Magnetfeld des Solenoiden eine Lorentzkraft erfahren, beschreibt ihre Flugbahn eine Schraubenlinie, aus deren Krümmung der Teilchenimpuls bestimmt werden kann. Auf indirektem Wege eignet sich dieser Detektor auch zum Nachweis neutraler Teilchen wie Photonen oder kurzlebiger neutraler Kaonen.

Der Innendetektor besteht aus 14 Drahtkammern, die im Proportionalbereich betrieben werden. Diese Kammern benötigen keine äußere Auslösesteuerung und haben so kurze Erholzeiten, daß sie mit einer Frequenz bis zu 5 MHz arbeiten.

Eine schematische Darstellung der Kammern zeigt Abb. 3.3.2. Die Drähte sind äquidistant längs der Mantellinien eines Zylinders um die Strahlachse gespannt. Die beiden zylindrischen Wände, die das Kammervolumen einschließen, sind mit streifenförmigen Elektroden versehen, die den Zylinder auf Schraubenlinien umlaufen. Um Ambiguitäten zu vermeiden, sind die Steigungswinkel so gewählt, daß die vom gesamten Streifen beschriebene Schraube keine volle Drehung beschreibt. Die Streifen und Drähte sind an eine Gleichspannungsquelle angeschlossen, wobei die Drähte als Anode und die Streifen als Kathode geschaltet sind. Die Spannung, mit denen die Kammern betrieben werden, liegen zwischen 1600 und 2100 Volt.

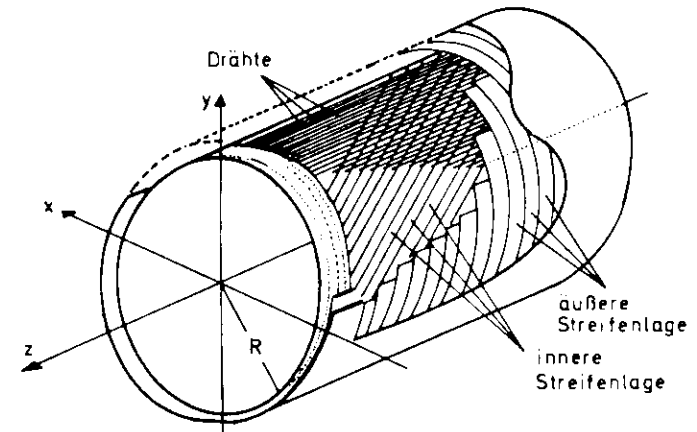


Abb. 3.3.2 PLUTO-Proportionalkammer (Schnitt)

Beim Durchgang eines geladenen Teilchens durch eine Kammer ionisiert es entlang seiner Flugbahn die Moleküle des Kammergases. Die dabei erzeugten freien Elektronen werden vom elektrischen Feld beschleunigt und erzeugen eine Elektronenlawine, deren Stärke dem Energieverlust des Teilchens proportional ist. Die Elektronenlawinen werden von den Drähten aufgenommen,

wobei ein meßbarer elektrischer Impuls auftritt. An den gegenüberliegenden Streifen wird ein Impuls durch Influenz erzeugt, der ebenfalls zu einem meßbaren Signal führt. Die Adressen der angesprochenen Drähte und Streifen werden über Vor- und Hauptverstärker sowie einen Schwellwertdiskriminator in eine logische Schaltung, den Trigger, gegeben, der eine Selektion der Daten durchführt und diese gegebenenfalls direkt an einen Computer weitergibt. Die Höhe der Spannungsimpulse wird nicht ausgewertet.

Aus den drei Koordinaten, die von den beiden Streifenlagen und der Drahtebene stammen, kann der Ort des Teilchendurchganges eindeutig bestimmt werden. Der Durchgang mehrerer Teilchen durch eine Kammer kann dennoch zu Mehrdeutigkeiten in der Koordinatenbestimmung führen, die jedoch in vielen Fällen durch Hinzunahme der Informationen aus anderen Kammern aufgelöst werden können.

### 3.3.2 Absorber/Konverter

Die in dem Detektor befindliche Materie führt beim Durchgang von Photonen und Elektronen zur Ausbildung elektromagnetischer Schauer. Die Auswertung dieser Effekte erlaubt eine Identifikation von Elektronen und einen Nachweis von Photonen. Um die Wirksamkeit der Teilchenidentifikation zu erhöhen, sind in den Detektor zwei zusätzliche Bleikonverter mit einer Stärke entsprechend 0,44 RL (1 RL = 1 Strahlungslänge) bei einem Radius von 375 mm und 1,72 RL bei R = 593 mm eingebaut.

Beim Durchgang durch diese Schichten erfahren jedoch auch andere nachzuweisende Teilchen wie Pionen oder Kaonen Verlust an Energie und Vielfachstreuungen. Dadurch wird eine Störung ihrer schraubenförmigen Flugbahn erzeugt, die beim Anpassen von Schraubenlinien an die gemessenen Koordinaten in den einzelnen Kammern innerhalb und außerhalb der Absorber zu verschiedenen Bahnparametern führt. Da eine Messung des Impulses nur unter Berücksichtigung der Kammern innerhalb des inneren

Bleiringes zu ungenau ist, müssen die Meßpunkte in allen Kammern bis zum äußeren Bleiring ausgewertet werden. Die Rekonstruktion einer Spur erfolgt daher mit einer gestörten Bahn, so daß man besonders durch den inneren Bleiring eine Verringerung der Impulsauflösung in Kauf nimmt. Für eine Spur mit einem Impuls von 1,5 GeV/c, die durch alle Kammern läuft, beträgt die Impulsauflösung unter Berücksichtigung der Vielfachstreuung und des Energieverlustes 6 %, während sie ohne Vielfachstreuungen 3 % betragen würde.

### 3.3.3 Der Außendetektor

Das PLUTO-Eisenjoch bildet mit einer Materialstärke von im Mittel 70 cm einen starken Absorber für die meisten Elementarteilchen. Elektronen und Photonen erzeugen elektromagnetische Schauer, sind also nach dem Durchgang einiger Strahlungslängen ( $\lambda$ ) nicht mehr nachweisbar. Hadronen bilden hadronische Kaskaden und sind nach einigen Wechselwirkungslängen ( $L$ ) absorbiert. Da beide Größen für Eisen wesentlich kleiner als 70 cm sind ( $\lambda = 1,76$  cm,  $L = 10,2$  cm), sind diese Teilchen nicht in der Lage, das Joch in größerer Zahl zu durchdringen. Lediglich Myonen mit einem Impuls von größer als 1 GeV/c durchlaufen die Eisenstärke, da sie nur durch Ionisation Energie verlieren und bei einem Impuls von 1 GeV/c eine mittlere Reichweite von 74 cm haben.

Der Nachweis der Teilchen, die das Eisenjoch durchdrungen haben, erfolgt in ebenen Rohrkammern, die außen am Eisenjoch befestigt sind.

Die Rohrkammern bestehen aus je zwei parallelen lagen Rohren mit 20 mm Durchmesser und 0,3 mm Wandstärke, in denen längs ihrer Achse ein Wolframdraht von 30  $\mu$ m Stärke gespannt ist (Abb. 3.5.3). Sie werden wie die Proportionalkammern im Proportionalbereich betrieben, aber nur digital ausgelesen. Da alle Drähte in einer Kammer parallel zueinander sind, erlaubt jede der Kammern die Messung von nur einer Koordinate des Orts des Teilchendurchganges.

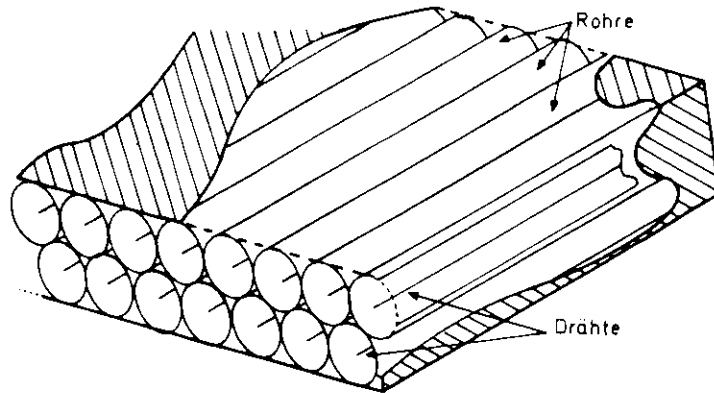


Abb. 3.33 Schnitt durch eine Rohrkammer

Gekreuzte Kammerlagen existieren in einem kleinen Raumwinkel, so daß die Auswertung der Daten des Außendetektors nur in Verbindung mit einer guten Auswertung der Daten des Innendetektors erfolgen kann. Man extrapoliert dabei die innen bestimmten Teilchenbahnen unter Berücksichtigung eines Vielfachstreu kegels im Joch nach außen fort und untersucht, ob die in dem so bestimmten Bereich liegenden Röhrrchen der Kammern einen Teilchendurchgang detektiert haben.

Die Außenkammern überdecken 49 % des gesamten Raumwinkels, so daß die Akzeptanz für eine gute Myon-Separation maximal diesen Wert erreichen kann (Abb. 3.3.4).

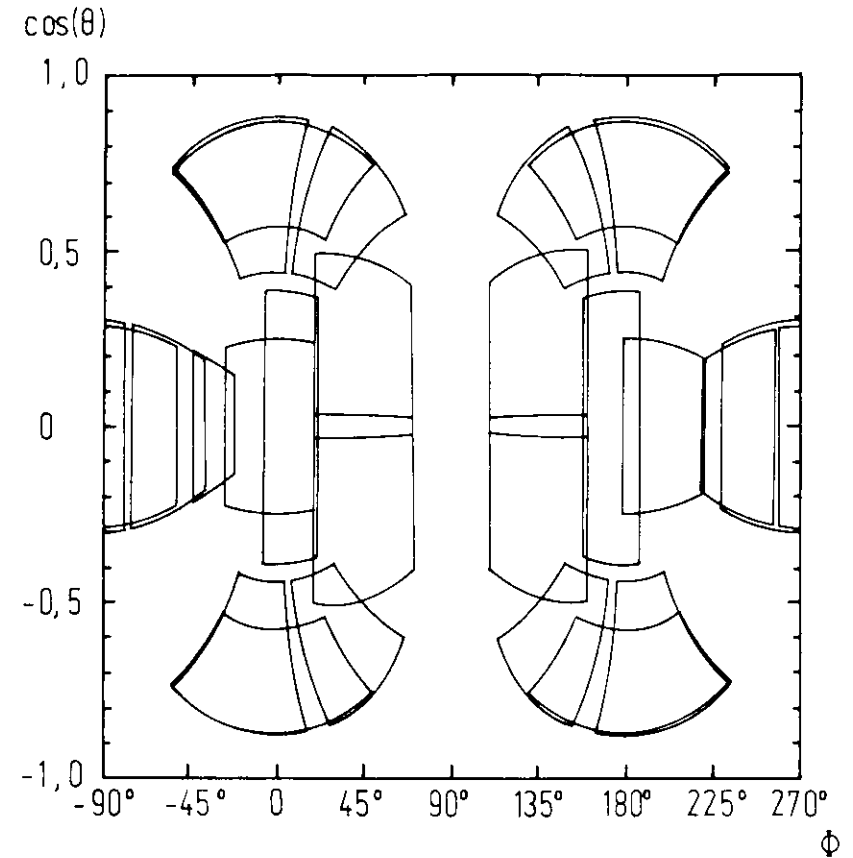


Abb. 3.34 Anordnung der Kammern im Außendetektor (Myonenkammern)  
 $\theta$  = Polarwinkel  
 $\Phi$  = Azimut

### 3.3.4 Die geometrische Anordnung der Kammern

Einen zusammenfassenden Überblick über die Geometrie des Detektors geben die nachfolgenden Tabellen.

Einen besonderen Aufbau hat die innerste Kammer (Kammer 1); sie kann erst eingebaut werden, nachdem das Strahlrohr installiert ist, und besteht daher aus zwei Schalenhälften. Aufgrund der Konstruktion der Kammer können ihre Drahtinformationen nicht ausgelesen werden, so daß sie nur als Ortsdetektor in der Koordinate der Strahlachse arbeitet.

Kammer	Radius	Länge	Drähte	Kammer/Absorber
-	90.0			Strahlrohr
1	112.5	315	60	Prop-Kammer
4	142.5	470	180	Prop-Kammer
5	170.0	470	480	Prop-Kammer
6	197.5	470	480	Prop-Kammer
7	225.0	470	300	Prop-Kammer
8	262.5	470	600	Prop-Kammer
9	300.0	470	450	Prop-Kammer
10	337.5	470	450	Prop-Kammer
-	375.0	470	-	Konverter
11	412.5	470	600	Prop-Kammer
12	450.0	470	600	Prop-Kammer
13	525.0	470	750	Prop-Kammer
14	562.5	470	750	Prop-Kammer
-	593.5	470	-	Konverter
15	637.5	470	900	Prop-Kammer
16	675.0	470	900	Prop-Kammer

Tabelle 3.3.1 Geometrie der  $R-\varphi$ -Detektoren

Def.:	Radius	Kammerradius (mm)
	Drähte	Anzahl der Drähte
	Länge	Halbe Kammerlänge (mm)

Nummer	Str(i)	Str(a)	$\alpha(i)$	$\alpha(a)$
1	240	240	24.09	90.00
4	120	108	41.01	90.00
5	90	90	-45.86	90.00
6	90	78	45.73	90.00
7	60	60	45.64	-44.37
8	60	60	45.55	90.00
9	90	90	45.48	-44.53
10	90	90	45.43	90.00
11	120	120	45.35	-44.66
12	120	120	45.32	90.00
13	150	150	45.27	-44.73
14	150	150	45.26	-44.75
15	180	180	45.23	-44.78
16	180	180	45.21	-44.79

Tab. 3.3.2 Geometrie der r-z-Detektoren

Def.: Str Anzahl der Streifen  
 $\alpha$  Winkel der Streifen gegen die Drähte  
(i) innerer Zylinder  
(a) äußerer Zylinder

Nummer	Stärke ( $\text{g/cm}^2$ )	Stärke (Strahlungsl.)
Strahlrohr	0.63	0.045
1	1.46	0.044
4	0.53	0.023
5	0.46	0.020
6	0.46	0.020
7	0.43	0.019
8	0.46	0.020
9	0.43	0.019
10	0.46	0.020
Absorber	3.61	0.440
11	0.43	0.019
12	0.43	0.019
13	0.43	0.019
14	0.43	0.019
Absorber	19.99	1.720
15	0.43	0.019
16	0.43	0.019

Tab. 3.3.3 Materialstärken der Zylinderkammern/Absorber



Nummer	XA	XF	YA	YE	ZA	ZE	Typ
61	699	1777	-951	839	-1260	-1260	-1
62	-1777	-699	-951	839	-1260	-1260	-1
63	-2432	-642	-894	184	-1187	-1187	0
64	-2432	-642	346	1424	-1187	-1187	0
65	642	2432	-894	184	-1187	-1187	0
66	642	2432	346	1424	-1187	-1187	0
67	1702	807	605	2155	-59	1019	1
68	1657	762	585	2135	-1019	59	1
69	-755	-1650	2146	596	-59	1019	1
70	-798	-1693	2171	621	-1019	59	1
71	-2052	-2052	57	-1753	-539	539	1
72	-2102	-2102	-269	809	-895	895	0
73	2102	2102	-269	809	-895	895	0
74	-1430	360	-1702	-1702	-539	539	1
75	-2200	-410	-1809	-1809	-539	539	1
76	410	2200	-1702	-1702	-539	539	1
77	-365	1425	-1809	-1809	-539	539	1
78	2052	2052	-1071	711	-539	539	1
79	699	1777	-951	839	1237	1237	-1
80	-1777	-699	-951	839	1237	1237	-1
81	-2432	-642	-894	184	1187	1187	0
82	-2432	-642	364	1424	1187	1187	0
83	642	2432	-894	184	1187	1187	0
84	642	2432	346	1424	1187	1187	0
85	3506	1724	-1487	-1648	-539	539	1

Tab. 3.3.4 Geometrie der Myonenkammern

Def.: XA, XF, YA, YE, ZA, ZE      Eckkoordinaten der Kammern  
 Typ = -1                      Drähte parallel zur x-Achse  
 Typ = 0                      Drähte parallel zur y-Achse  
 Typ = 1                      Drähte parallel zur z-Achse

## 3.3.5 Cluster und Kammereffizienzen

Messungen mit Myonen der kosmischen Strahlung zeigen, daß bei einem Teilchendurchgang in jeder Kammer mehrere nebeneinanderliegende Drähte ansprechen, so daß Gruppen von Drähten (Cluster) entstehen. Dieser Effekt ist erklärbar durch sehr weiche Anstoßelektronen, die in den Kammerwänden erzeugt werden und durch das Magnetfeld lokal gestreut werden, sowie durch Erzeugung niederenergetischer Photonen in den Materieschichten der Kammern.

Die Verteilung der Anzahl angesprochener Drähte in einem Cluster gibt Tabelle 3.3.5 an. Die Werte beinhalten einen Fehler von ca. 10 %.

Drähte	Häufigkeit (%)
1	10
2	55
3	30
> 3	5

Tab. 3.3.5 Anzahl der Drähte im Cluster

Ein der Clusterbildung gegenläufiger Effekt ist das Nichtansprechen der Kammern, das auf eine Vielzahl von Effekten technischer und physikalischer Natur zurückzuführen ist, die hier nicht besprochen werden können.

Dieser Effekt kann qualitativ bestimmt werden, indem man nach sauberen Teilchenspuren sucht, die so durch den Detektor laufen, daß sie alle Kammern durchdringen. Entlang dieser Spuren zählt man für jede Kammer die Fälle, in denen kein Cluster gesehen wird, und erhält direkt das Ansprechvermögen. Die Effizienzen sind für die einzelnen Kammern unterschiedlich. Die Werte der Detektoren aus einer Messung während der Datennahme sind in Tab. 3.3.6 zusammengefaßt.

Kammer	<u>Effizienz</u>		Kammer	<u>Effizienz</u>	
	Drähte	Streifen		Drähte	Streifen
1	--	85.8 %	10	98.8 %	95.1 %
4	99.0 %	95.7 %	11	99.5 %	96.8 %
5	95.9 %	88.5 %	12	97.5 %	93.1 %
6	98.8 %	97.0 %	13	99.5 %	98.1 %
7	99.2 %	91.8 %	14	99.2 %	98.2 %
8	99.1 %	96.2 %	15	98.7 %	94.2 %
9	99.2 %	96.7 %	16	98.4 %	92.1 %

Tab. 3.3.6 Effizienzen der PLUTO-Proportionalkammern

4 Der Trigger

Die Ortskammern des Detektors werden von zahlreichen Elementarteilchen durchdrungen, die von verschiedenen Quellen stammen. Sind diese Teilchen geladen, so sprechen die Zylinderkammern an und registrieren ein Ereignis. Der Anteil der Ereignisse, die von den zu messenden  $e^+e^-$ -Reaktionen stammen, ist um mehrere Größenordnungen kleiner als die Gesamtzahl der im Detektor registrierten Teilchendurchgänge. Aus diesem Grund ist eine sehr schnelle Vorauswertung notwendig, die die Ereignisse des gesuchten Typs herausfiltert und verhindert, daß jedes Ansprechen irgendeiner Kammer den gesamten elektronischen Aufbau auslöst und zu einer Blockierung der Datenkanäle führt. Diese Selektion geschieht wie bei fast allen Meßgeräten in der Elementarteilchenphysik mit einem Trigger, der eine logische Schaltung darstellt, in der im Falle des PLUTO-Aufbaus Spurmuster vorgegeben sind, mit denen die Topologie des jeweiligen Ereignisses verglichen wird. Erkennt die Schaltung eine bestimmte Kombination von solchen Mustern im Ereignis, so wird es akzeptiert, und die Daten können zur Verarbeitung weitergeleitet werden; andernfalls werden alle Speicherplätze gelöscht, so daß der Detektor sehr schnell wieder in der Lage ist, ein neues Ereignis zu registrieren.

4.1 Die Konzeption des Triggers

Neben den Elektron-Positron Reaktionen existieren folgende Quellen für Ereignisse, die im Detektor registriert werden und einen störenden Untergrund bilden:

- a) Ereignisse der kosmischen Strahlung
- b) Wechselwirkungen der Speicherringstrahlen mit dem Restgas im Strahlrohr

Ereignisse dieser Klassen führen im Detektor zu typischen Topologien: Spuren, die von Teilchen kosmischer Strahlung stammen, laufen durch den gesamten Detektor und gehen im allgemeinen nicht durch sein Zentrum, während Strahl-Gas-Wechselwirkungen zu Teilchen mit niedrigem Impuls führen, deren Bahnen im Magnetfeld stark gekrümmt werden.

Demgegenüber haben Spuren der Teilchen, die von  $e^+e^-$ -Reaktionen stammen, ihren Ursprung fast immer am Wechselwirkungspunkt im Zentrum des Detektors und wegen ihres härteren Impulsspektrums eine schwächere Krümmung. Außerdem sind in einem großen Teil dieser Ereignisse mehr als zwei Spuren vorhanden, die oft von Photonen begleitet werden.

Diese Strukturen lassen sich bereits in der  $r\varphi$ -Projektion erkennen, so daß für die Auswertung des Ereignisses im Trigger nur die Information aus den Drahtebenen der Kammern berücksichtigt wird.

Die folgenden Skizzen zeigen die  $r\varphi$ -Projektionen für Beispiele der genannten Topologien.

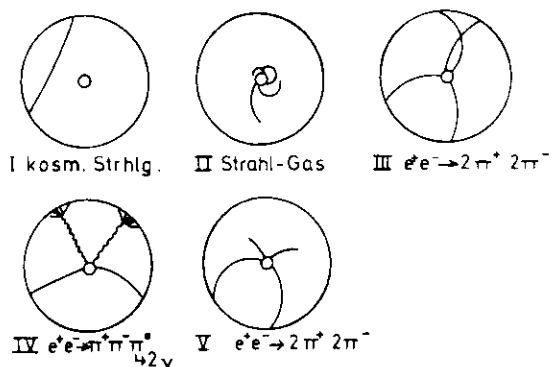


Abb. 4.11 Charakteristika spezieller Ereignisklassen

Eine erste sehr offensichtliche Bedingung, mittels derer die Ereignisse des Typs (III) oder (IV) von Untergrundereignissen (Typ I oder II) unterschieden werden können, ist die Forderung, in den äußeren Kammern den Durchgang von mehr als zwei Teilchen zu registrieren.

Diese Bedingung ist allerdings sehr einschränkend, so würde mit ihr allein das Ereignis (V) nicht erkannt werden, da zwei der vier Teilchen eine große Impulskomponente in z-Richtung haben und die äußeren Kammern nicht treffen. Daher ist eine alternative Bedingung erforderlich, die Teilchendurchgänge durch die inneren Kammern berücksichtigt. Diese Bedingung muß impulsabhängig sein, um Ereignisse des Typs (II) zurückzuweisen. Man definiert dazu in den Kammern Muster von Winkelsektoren, die über vier Kammern gelegt werden, und verlangt, daß in mindestens drei der Kammern innerhalb eines Sektors ein Teilchendurchgang registriert wird.

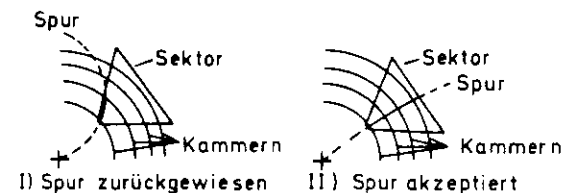


Abb. 4.12 Die Wirkungsweise des sequentiellen Triggers

Die Öffnung der Sektoren bestimmt eine Minimalkrümmung, die Teilchenbahnen überschreiten müssen, um die Bedingung, innerhalb eines Sektors drei Kammern zu treffen, zu erfüllen. Da sich zeigte, daß dieser Bedingung sehr viele Strahl-Gas-Ereignisse genügen, ist die alternative Triggerbedingung, daß in mindestens zwei der Sektoren ein so definierter Teilchendurchgang registriert wird.

Das Triggersystem besteht aus zwei Stufen, die zeitlich hintereinander folgen; einem schnellen parallelen Trigger, der für die Bearbeitung eines Ereignisses 250 nsec benötigt, und einem langsameren sequentiellen Teil, der nur für solche Ereignisse initialisiert wird, die im schnellen Trigger erfolgreich waren, und ca. 40  $\mu$ sec für jedes Ereignis braucht.

Da der Trigger einen sehr speziellen Aufbau hat, dessen genaue Kenntnis grundlegend für die richtige Interpretation der Daten ist, soll er im folgenden Kapitel genauer diskutiert werden, indem sein logischer Aufbau dargestellt wird.

#### 4.2 Die Organisation des Triggers

Für den Trigger wird jede Kammer unterteilt in 120 Sektoren von ca. 3 Grad. Aus Gründen der Organisation der Drähte für die Kammern, die in Gruppen von 30 Drähten zusammengefaßt sind, konnten diese Sektoren nicht überall gleich groß gewählt werden. Spezialeinteilung gibt es in den Kammern 9 und 10. Hier sind die Sektoren alternierend 7 und 8 Drähte groß, und in den Kammern 13 und 14 mit der Periode der Sektorweiten zu

15, 15, 10, 10, 10, 15, 15, 10, 10, 10, 15, 15 Drähten.

Um diese 3-Grad Einteilung durchzuführen, sind je zwei Kammern in einem Elektronik-Einschub (Box) kombiniert, der gleichzeitig den Speicher für die sequentielle Logik enthält.

Die folgende Tabelle gibt die Zuordnung der Kammern zu den Boxen an:

Box	Kammern	Box	Kammern
1	4 7	4	11 12
2	5 8	5	12 14
3	6 9	6	15 16

Tab. 4.2.1 Zuordnung der Kammern zu Boxen

Für jede Kammer, die an eine Box angeschlossen ist, besteht ein Schieberegister von 120 Speichern, die gefüllt werden, während die parallele Logik arbeitet. Die Information aus diesen Registern wird anschließend für die sequentielle Logik verwendet.

Der sequentielle Trigger ist organisiert in Form sogenannter Ringe, deren Zuordnung zu den Kammern in Tab. 4.2.2 angegeben ist.

Ring	Kammern
1A	4 6 8 9
1B	5 7 9 10
2	- - 15 16
3	- - 11 12
4	- - 12 14

Tab. 4.2.2  
Zuordnung der Kammern  
zu Ringen

#### 4.2.1 Der parallele Trigger

Der parallele Trigger, auch Pretrigger genannt, besitzt für jede der Boxen 120 Teleskope.

Das Teleskop  $J$  aus jeder der Boxen bildet die Und-Funktion aus dem Sektor  $J$  der inneren in der betrachteten Box definierten Kammer und der Oder-Funktion der Sektoren  $(J-3)$  bis  $(J+3)$  der äußeren Kammer, verlangt also folgende Kombination:

...XXXXXX...  
.....X.....

Abb. 4.2.1 Ein Teleskop aus der parallelen Logik

Wegen der zeitlichen Streuung der eintreffenden elektrischen Impulse müssen alle Signale auf etwa 200 nsec verbreitert werden. Man erreicht damit eine ausreichende Sicherheit für die Überlappung der Signale, so daß die Bildung der Teleskop-Und-Funktion gewährleistet ist. Der verbleibende Teleskop-Verlust liegt in der Größenordnung von 1%.

Der Azimut ist weiterhin unterteilt in 8 Sektoren von 45 Grad. Die Logik markiert für jede Box alle 45-Grad-Sektoren, in denen ein Spurelement gefunden wurde. Die Oder-Funktion aller angesprochenen Teleskope einer Box bildet ihr DOR-Signal, das sich nach Durchlaufen weiterer logischer Bedingungen bereits als für spezielle Zwecke geeigneter Pretrigger erweist.

Die Oder-Funktion aller DOR's bildet den Strobe, der die Triggerlogik und die Ausleseelektronik startet. Für diese Funktion ist eine kleine Zeitstreuung des Signals wichtig, da nur die Drahtsignale gespeichert werden, die innerhalb einer definierten Zeitspanne ankommen. Der "Strobe"-Verlust beträgt wieder ca. 1 %.

Das Strobe-Signal ist jedoch nicht selektiv genug, um als Start für die sequentielle Logik zu dienen, so daß in dem schnellen Triggerteil eine weitere Bedingung definiert werden muß. Diese sogenannte DUL-Bedingung verlangt, daß in mindestens einer der Boxen in zwei sich nicht berührenden 45-Grad-Sektoren Teleskope gesetzt werden. Die Oder-Funktion aller DUL-Bedingungen bildet einen guten Zwei-Spur-Trigger, der definiert ist als

$$YES_{DUL} = DUL(1) \text{ ODER } DUL(2) \text{ ODER } DUL(3) \text{ ODER } DUL(5) \text{ ODER } DUL(6) ,$$

wobei die DUL(N) die jeweils logischen Größen der Box N sind.

Dieser Trigger eignet sich besonders für die Untersuchung hadronischer Ereignisse, da er eine gute Unterdrückung der Strahl-Gas-Ereignisse bringt.

Da die DUL-Bedingung eine kleine Akzeptanz für inelastische Zweikörperereignisse ohne konvertierte Photonen hat, eignet sie sich schlecht zur Untersuchung einiger spezieller Fragestellungen, z.B. zur Suche nach erwarteten neuen Leptonen, die man in genau dieser Signatur sucht. Es wurde für diesen Zweck eine Pretriggerlogik verwendet, die sowohl auf den DUL- als auch auf den DOR-Informationen beruht und einen Einspurtrigger darstellt:

$$YES_{DOR} = ((DOR(1) \text{ ODER } DOR(2) \text{ ODER } DOR(3)) \text{ UND } (DOR(4) \text{ ODER } DOR(5))) \text{ ODER } YES_{DUL} ,$$

wobei die DUL(N) bzw. DOR(N) die jeweiligen logischen Größen der Box N (siehe Tab. 4.2.1) sind.

Erfüllt ein Ereignis die Bedingungen des parallelen Triggers nicht, müssen alle Speicher auf Null gesetzt werden. Diese Vorgänge dauern insgesamt 1  $\mu$ sec, die somit die Totzeit für jedes Strobe-Signal ist.

#### 4.2.2 Der sequentielle Trigger

Hat ein Ereignis den parallelen Trigger passiert, so wird der sequentielle Trigger initialisiert. Das Ereignis wird in den Schieberegistern zyklisch durch das Register geschoben und läuft dabei an einer Beobachtungsstation vorbei, die aus verschiedenen Masken besteht und vorgegebene Spurmuster erkennt (Abb. 4.2.1).

Die Ringe 1A und 1B bestehen aus je 4 Kammern und eignen sich besonders gut zur Erkennung von Spuren geladener Teilchen, die einen gewissen transversalen Impuls überschreiten.

In die Akzeptanz der Ringe 1A und 1B geht das Nichtansprechvermögen der jeweils innersten Kammer K1, also der PLUTO-Kammern 4 bzw. 5, voll ein. Stark abgeschwächt dagegen pflanzt sich ein Nichtansprechvermögen der drei äußeren Kammern fort, da das Signal einer von ihnen fehlen darf.

In der Abbildung 4.2.1 ist jeweils ein Ausschnitt von neun  $3^\circ$  - Sektoren der Ringe 1A und 1B dargestellt. Jedes Feld definiert ein mögliches Spurmuster, das als erkannt bezeichnet wird, wenn in jeder Zeile mindestens einer der durch ein Kreuz gekennzeichneten Sektoren angesprochen hat.

<b>Kammer</b>			
K4	.....	...XX....	...XX....
K3	...XX....	.....	...XX....
K2	...XX....	...XX....	.....
K1	...X....	...X....	...X....
<b>Kammer</b>			
K4	.....	...XX....	...XX....
K3	...XX....	.....	...XX....
K2	...XX....	...XX....	.....
K1	...X....	...X....	...X....
<b>Kammer</b>			
K4	.....	.XXX.....	.XXX.....
K3	..XX.....	.....	..XX.....
K2	...X.....	...X.....	.....
K1	...X.....	...X.....	...X.....
<b>Kammer</b>			
K4	.....	....XXX.	....XXX.
K3	....XX..	.....	....XX..
K2	....X..	....X..	.....
K1	...X....	...X....	...X....
<b>Kammer</b>			
K4	.....	XX.....	XX.....
K3	..XX.....	.....	..XX.....
K2	..XX.....	..XX.....	.....
K1	...X.....	...X.....	...X.....
<b>Kammer</b>			
K4	.....	.....XX	.....XX
K3	.....XX.	.....	.....XX.
K2	.....XX..	.....XX..	.....
K1	....X....	....X....	....X....

Abb. 4.2.1 Spurmuster der sequentiellen Logik

Die Ringe 2, 3 und 4 bestehen aus nur je zwei Kammern. Hier ist die Definition eines Spurelementes wie oben für die Auswahl K1 und K2 (siehe Abb. 4.2.1), die in diesem Falle beide fest verlangt werden. Dieses Muster ist äquivalent dem Bild:

```
..XXXXX..
....X....
```

Abb. 4.2.2 Spurmuster der Ringe 2, 3 und 4

In mindestens einem der Ringe wird schließlich eine Mindestzahl gefundener Spurelemente verlangt. Diese Mindestzahlen gibt für die laufende Version des Triggers die Tab. 4.2.2 an.

Ring	Spurelemente
1A	2
1B	2
2	3
3	3
4	3

Tab. 4.2.2 Anzahl der verlangten Spurelemente

Die Ringe 1A und 1B bilden einen reinen Spurtrigger, der mindestens zwei Spuren mit einem auf die  $\pi\phi$ -Ebene projizierten Impuls  $p_T$  von mehr als 170 MeV/c verlangt. Voll wirksam wird diese Bedingung aber erst bei Spuren mit einem Transversalimpuls von 240 MeV/c.

Die Muster der Ringe 2, 3 und 4 entsprechen ebenfalls Spurelementen. Sie werden aber insbesondere durch kleine Anhäufungen angesprochener Drähte, die durch elektromagnetische Schauer hervorgerufen werden können, gebildet. Da sich die Kammern der Ringe 2 und 3 direkt hinter den Bleikonvertern befinden, in denen Photonen und Elektronen bevorzugt Kaskaden bilden,

stellen diese Ringe einen auf Photonen empfindlichen Trigger dar. In diesen Ringen werden mindestens drei gefundene Spurelemente verlangt, um zu vermeiden, daß Höhenstrahlungsteilchen der Bedingung genügen.

#### 4.3 Die Akzeptanz des Triggers

Auf Grund seiner Konzeption ist der Trigger nicht in der Lage, alle Spuren zu erkennen. Da für die Bestimmung des totalen Wirkungsquerschnittes nur Daten des Zweispur-Triggers berücksichtigt wurden, wurden alle Abschätzungen des folgenden Kapitels für den Trigger in DUL-Logik ausgeführt.

##### 4.3.1 Das berechnete Ansprechvermögen

###### (I) Zweispurereignisse

Die erste Bedingung, die jede Spur erfüllen muß, ist, daß sie mindestens Kammer 8 trifft, da sie sonst keine Bedingung des sequentiellen Triggers erfüllt. Das bedeutet aber, ihr Winkel  $\theta$  zur Strahlachse muß größer als 29 Grad sein. Damit ist ein Raumwinkel von  $87\% \cdot 4\pi$  definiert, so daß eine Spur mit einer Wahrscheinlichkeit von 87 % erkannt wird, wenn alle Kammern voll effizient und die Verteilung der Spuren isotrop ist; diese Bedingung gilt auch für die zweite Spur. Hinzu kommt die Bedingung der DUL-Logik, daß die Spuren im Azimut zu zwei sich nicht berührenden 45 Grad-Sektoren gehören müssen, die zu einem weiteren Faktor  $5/8$  führt. Für ein Zwei-Spur-Ereignis, dessen Spuren nicht korreliert sind, beträgt somit die Wahrscheinlichkeit, im Trigger akzeptiert zu werden, 47 %.

###### (II) Ereignisse mit mehr als zwei Spuren

Weit weniger groß sind durch den Trigger hervorgerufene Akzeptanzverluste bei Ereignissen mit mehr als zwei Spuren geladener Teilchen. Für ein Ereignis mit vier geladenen Pionen im Endzustand beträgt die Triggerakzeptanz 92 %, während sie durch die Anwesenheit von vier Photonen auf 49 % steigt.

###### (III) Neutrale Pionen

Diese Ergebnisse bedeuten insbesondere, daß der Anteil neutraler Pionen, die Photonen erzeugen, Einfluß auf die Akzeptanz des Triggers hat und somit bei der Korrektur des totalen Wirkungsquerschnittes zu berücksichtigen ist.

Für spezielle Endzustände der Elektron-Positron-Reaktion ist das Verhalten des Triggers studiert worden. Folgende Tabelle gibt die Triggerwahrscheinlichkeit für einige Endzustände an:

E (GeV)	Endzustand	Modell	Logik	Akzeptanz %
5.0	$\pi^+, \pi^-$	Isotrop	DUL	85 +-5
5.0	$\pi^+, \pi^-, 2\pi^0$	Isotrop	DUL	87 +-2
5.0	$\pi^+, \pi^-, 3\pi^0$	Isotrop	DUL	96 +-1
5.0	$2\pi^+, 2\pi^-$	Isotrop	DUL	92 +-3
5.0	$2\pi^+, 2\pi^-, \pi^0$	Isotrop	DUL	99 +-1
5.0	$3\pi^+, 3\pi^-$	Isotrop	DUL	99 +-1

Tab. 4.3.1 Triggerakzeptanzen für ausgewählte Endzustände

#### 4.3.2 Das reale Ansprechvermögen

Nicht alle Ereignisse, die den Trigger im Idealfall auslösen, passieren den realen Trigger. Diese Effekte sind, solange keine Schäden in der Elektronik auftreten, klein.

Die Quelle für den größten dieser Effekte ist die zeitliche Streuung der Signale, so daß diese an den UND-Gattern nicht überlappen. Dabei ist der kritischste Punkt, daß die 'UND'-Funktion, die das Einspeichern der Signale in die Schieberegister auslöst, nicht erfüllt wird.

Diese Effekte konnten durch das nachträgliche Bestimmen der Triggerantwort abgeschätzt werden. Bei dieser Methode bedient man sich der Tatsache, daß fast alle Ereignisse mehrere Triggerbedingungen erfüllen und die Informationen der einzelnen Bedingungen in der Logik abgespeichert sind.

Die Triggerbedingungen können aus den Daten der Proportionalkammern nachvollzogen und mit den tatsächlich erhaltenen verglichen werden, wobei sich für die einzelnen Bedingungen ein Nichtansprechvermögen von weniger als 4 % ergibt.

Um eine obere Grenze für den dadurch bewirkten summarischen Effekt zu erhalten, wurde ein Nichtansprechvermögen der einzelnen Bedingungen von 5 % auf simulierte Ereignisse angewandt. Dabei ergibt sich, daß von einem Gemisch aus Pionereignissen mit im Mittel 4 geladenen und 2 ungeladenen Teilchen nur maximal 1 % der Ereignisse verloren geht.

Bei Ereignissen mit mehr als zwei Spuren ist der Anteil kleiner als 0,5 %, während er bei Ereignissen mit nur zwei Spuren geladener Teilchen ca. 2 % beträgt.

Es zeigt sich insbesondere, daß die hohe Redundanz des Triggers ein sehr geeignetes Mittel zur Unterdrückung großer systematischer Fehler darstellt.

#### 4.4 Erkennung kosmischer Strahlung

Eine weitere Triggerstufe stellt ein Programm dar, das bei der Online-Auswertung des Experimentes in der PDP 11/45 ausgeführt wird //4.1//.

In diesem Programm werden die Koordinaten der  $r\varphi$ - und  $rz$ -Projektionen vorausgewertet. In schnell arbeitenden Routinen wird nach Ereignissen gesucht, die aus einer durchgehenden Spur bestehen, die symmetrisch zu einem Radius ist und einen Mindestabstand vom Wechselwirkungspunkt hat (Abb. 4.4.1). Solche Ereignisse werden als Untergrundereignisse der kosmischen Strahlung interpretiert und verworfen. Der Bruchteil der in dieser Stufe zurückgewiesenen Ereignisse beträgt ca. 50 %. Der durch diese Programme hervorgerufene Verlust echter  $e^+e^-$ -Reaktionen ist mit simulierten Ereignissen auf weniger als 0.1 % abgeschätzt worden.

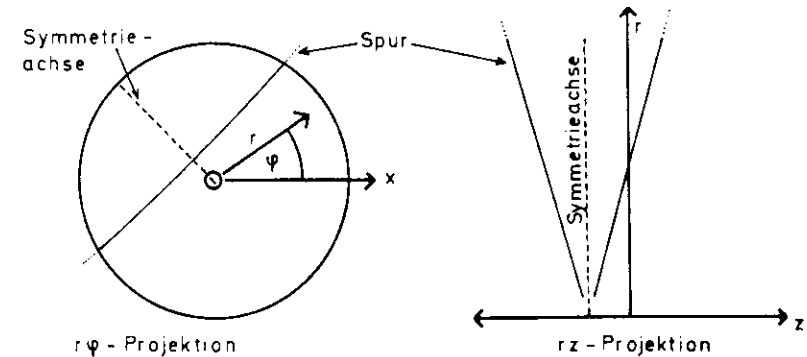


Abb. 4.4.1 Zur Funktionsweise des Filterprogramms



5 Der Luminositätsmonitor

Die Rate  $R$  der Wechselwirkungen, die bei der Kollision der Elektron- und Positron-Strahlen auftreten, ist dem Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  der betreffenden Reaktion proportional. Den dabei auftretenden Proportionalfaktor nennt man die Luminosität  $L$

$$R = \sigma \cdot L$$

Die Luminosität ist abhängig von den Parametern, unter denen der Speicherring betrieben wird, und muß zur Bestimmung eines absoluten Wirkungsquerschnittes sehr gut bekannt sein.

Zur Bestimmung der Luminosität wird als Eichreaktion die Kleinwinkel-Bhabha-Streuung benutzt, deren Wirkungsquerschnitt aus der Quantenelektrodynamik bekannt ist. Die Rate der Reaktionen  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$  wird mit kleinen Zählern bestimmt, so daß die Luminosität nach der obigen Gleichung berechnet werden kann.

5.1 Aufbau

Der Luminositätsmonitor besteht aus vier gleichen Teleskopen (Abb. 5.1.1).

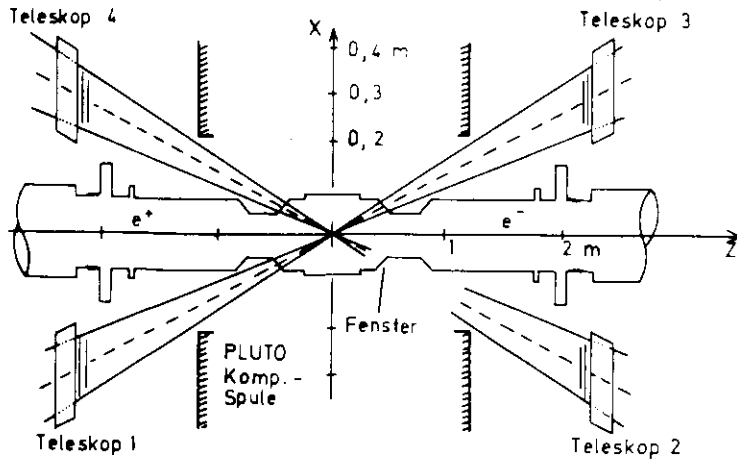
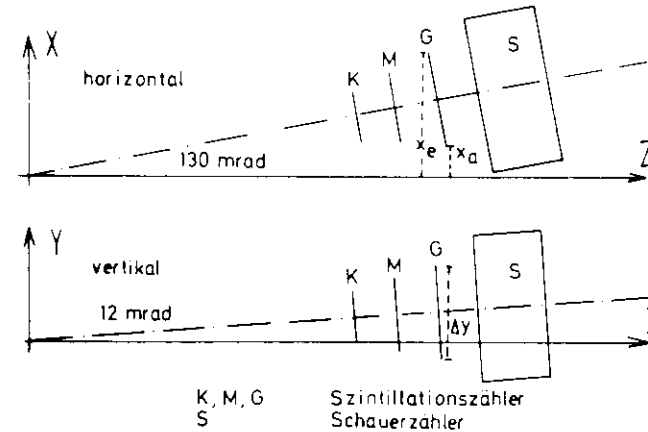


Abb. 5.1.1 Der PLUTO-Luminositätsmonitor

Jedes Teleskop besitzt drei Szintillatoren verschiedener Größe ( $k$  = klein,  $M$  = mittel,  $G$  = groß) (Abb. 5.1.2), von denen der mittlere und der große in Koinzidenz geschaltet sind, und einen Blei-Szintillator-Schauerzähler; der kleine Zähler wird nicht ausgewertet. Damit die gestreuten Teilchen die Teleskope möglichst ungestört erreichen, hat das Strahlrohr dünne Fenster aus 0,1 mm Stahl ( $= 0,6 \lambda$  Strahlungslänge), die den vom Wechselwirkungspunkt aus gesehenen Raumwinkel der Monitorteleskope voll überdecken (Tab. 5.1.1 und Abb. 5.1.1).



K, M, G Szintillationszähler  
S Schauerzähler

Abb. 5.1.2 Geometrie der Monitorteleskope

	z mm	$x_a$ mm	$x_e$ mm	$\Delta x$ mm	$\Delta y$ mm
mittel	217,3	23,4	33,4	10,0	10,0
groß	221,7	21,0	35,0	14,0	16,0

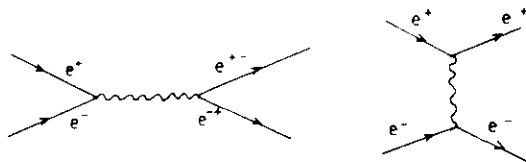
Tab. 5.1.1 Abmessungen des mittleren und großen Szintillators

Der Winkel, um den die Teilchen gestreut werden müssen, um im Monitor registriert zu werden, beträgt bei dieser Geometrie  $150 \pm 22$  Grad.

Die Teleskoparme sind so angeordnet, daß die durch die Mitten der beiden Zähler jeder Seite und den Wechselwirkungspunkt aufgespannten Ebenen den  $e^+$ - bzw.  $e^-$ -Strahlverlauf enthalten.

## 5.2 Berechnung der Luminosität

Der differentielle Wirkungsquerschnitt für die Reaktion  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$  (Bhabha-Streuung) ist aus der Quantenelektrodynamik bekannt, unter Berücksichtigung der zeit- und raumartigen Graphen ergibt sich



$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{2 \cdot s} \left( \frac{q^{+4} + 1}{q^4} + \frac{2 q^{+4}}{q^2} + q^{+4} + q^{-4} \right)$$

mit

$$q^2 = -\sin^2(\theta/2) \quad q^{+2} = -\cos^2(\theta/2)$$

$$s = (E_{e^+} + E_{e^-})^2 = E_{cm}^2$$

$$\hbar = c = 1$$

(Abb. 5.2.1).

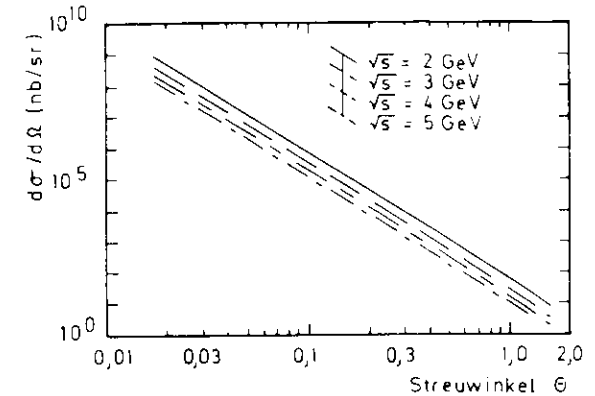


Abb. 5.2.1 Wirkungsquerschnitt der Reaktion  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$

Unter der Einschränkung, daß  $\theta$  klein ist, läßt sich der Ausdruck annähern durch

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{2 \cdot s \cdot \theta^4} \left( 32 - 8 \cdot \theta^2 + \theta^4 + \theta^8/16 \right)$$

Die Vernachlässigung der Terme höherer Ordnung in  $\theta$  liefert

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{16 \alpha^2}{s \cdot \theta^4}$$

Integriert über den Azimut ergibt sich

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{32 \cdot \pi \alpha^2}{s} \cdot \frac{1}{\theta^3}$$

Der durch diese Näherungen gemachte Fehler beträgt bei einem Winkel von  $\theta = 150$  mrad  $0,45\% // 3,1 //$ .

Da die Geometrie des Monitors bekannt ist, kann der von ihm überdeckte Raumwinkel und damit der über diesen Raumwinkel integrierte Wirkungsquerschnitt berechnet werden. Der den Raumwinkel begrenzende Zähler ist der kleinere der in Koinzidenz geschalteten Szintillatoren; für ihn ergibt sich mit den geometrischen Werten aus der Tabelle 5.1.1 und der Annahme, daß der Kreuzungspunkt der Strahlen sich genau im Achsennullpunkt befindet, ein integrierter Wirkungsquerschnitt von

$$\sigma = 1307,2 / E^2 \cdot nb \cdot \text{GeV}^2$$

(E = Energie eines Strahles)

Aus der Messung der Rate der Streuereignisse ergibt sich für die Luminosität des Speicherringes

$$L = N/T \cdot E^2 / (1307,2 \text{ nb} \cdot \text{GeV}^2)$$

N = Anzahl der Bhabhaereignisse in der Zeit T  
E = Strahlenergie

Erfolgt die Streuung der Elektronen und Positronen in Richtung der Monitorzähler, so registrieren zwei gegenüberliegende Teleskope gleichzeitig einen Teilchendurchgang, wobei Elektronen bzw. Positronen zu hohen Impulsen in den Schauerzählern führen.

Man verlangt daher für ein Bhabha-Ereignis eine Koinzidenz in zwei gegenüberliegenden Teleskopen und in den Schauerzählern Impulshöhen  $I_1$  und  $I_2$  mit

$$\begin{aligned} I_1 &> I_{\max} / 3 \\ I_2 &> I_{\max} / 3 \\ I_1 + I_2 &> I_{\max} \end{aligned}$$

Dabei ist  $I_{\max}$  die Höhe des Impulses, die der Schauerzähler abgibt, wenn er von einem Elektron der halben Schwerpunktsenergie getroffen wird (Abb. 5.2.2).

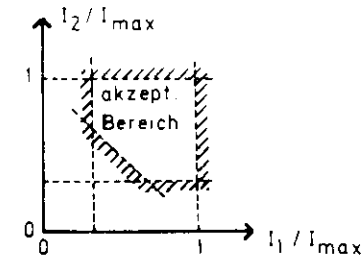


Abb. 5.2.2 Schnitte in den Impulshöhen der Schauerzähler signale

Eine Lageänderung des Wechselwirkungspunktes führt dazu, daß der Raumwinkel für die vom Monitor registrierten Streuereignisse und damit der über die Flächen der Zähler integrierte Wirkungsquerschnitt verschoben werden. Die dadurch auftretenden Fehler in den Messungen werden optimal kompensiert, indem man als Zählrate das arithmetische Mittel aus den Raten der beiden Doppelteleskope nimmt; diese Methode wird allgemein als Kompensationsverfahren bezeichnet.

### 5.3 Fehlerquellen

Der Fehler der geometrischen Abmessungen der Arme wird mit 1 % angegeben //5.2//, die Größe der Zähler selbst ist genauer bekannt. Dieser Fehler führt wegen der starken Winkelabhängigkeit des Wirkungsquerschnittes zu einer Meßunsicherheit von 4 %.

Eine weitere kleine Unsicherheit des Meßergebnisses bringt die Effizienz der Zähler, die mit 97 % ± 1 % angegeben wird.

Zufällige Koinzidenzen in den Armen werden berücksichtigt, indem man die Signale jedes Armes einmal um die Umlaufzeit des Speicherringes verzögert und dann mit den unverzögerten Signalen zur Koinzidenz kommen läßt. Die so ermittelte Rate der zufälligen Ereignisse wird von der Summe der Monitor-koinzidenzen subtrahiert.

Weitere Fehlerquellen treten durch an anliegenden Teilen des Aufbaus gestreute Teilchen und durch elektromagnetische Kaskaden auf, die die Akzeptanz verfälschen. Dabei bilden die Fenster des Strahlrohres und ihre Rahmen einen besonders kritischen Konversionspunkt. Diese Effekte wurden von Ripken //5.1// berechnet. Sie belegen die Meßergebnisse mit einer Unsicherheit von 1%.

Eine sehr starke Variation der Zählraten in den einzelnen Zählern entsteht, wenn sich die Lage des Wechselwirkungspunktes verschiebt oder die Strahlen einen Winkel ungleich Null zur z-Achse haben. Diese Effekte können, wie die folgenden Rechnungen zeigen, weitgehend durch das Kompensationsverfahren ausgeglichen werden.

A Sei zunächst die Strahlage um den Winkel  $\Delta\theta$  in der horizontalen Ebene gedreht. Die Zählrate in jedem Teleskop ist gegeben durch  $C/(\theta^4)$ , wobei C eine Konstante und  $\theta$  der mittlere Streuwinkel sind. Der mittlere Streuwinkel, unter dem die Teilchen die Teleskope treffen, in denen Raten R1 und R2 gemessen werden, ist damit  $(\theta + \Delta\theta)$  und  $(\theta - \Delta\theta)$ . Die Entwicklung der kompensierten Rate  $R = (R1 + R2)/2$  in eine Taylorreihe führt zu

$$dR/R = 10 * (d\theta/\theta)^2$$

Bei einem  $\Delta\theta$  von 5 mrad bedeutet das eine Verfälschung des Meßwertes um 1,5 %, während die Variation der einzelnen Raten 15 % beträgt.

B Sei jetzt der Wechselwirkungspunkt in der z-Richtung um  $\Delta z$  verschoben. Die entsprechende Rechnung ergibt in diesem Fall

$$dR/R = 6 * (dz/z)^2$$

also einen Fehler von 0,06 % bei einer z-Verschiebung des Wechselwirkungspunktes von 2,2 cm. Der Fehler für die einzelnen Raten beläuft sich bei den gleichen Bedingungen auf 4 %.

C Als dritter Effekt wird eine Verschiebung des Wechselwirkungspunktes senkrecht zur Strahlachse in der Ebene des Monitors um den Wert  $\Delta x$  betrachtet. Die Taylor-Entwicklung führt zu

$$dR/R = 10 * (dx/x)^2$$

Das bedeutet, daß sich bei einer Verlagerung des WWP in diese Richtung um 2 cm die kompensierte Zählrate um 0,1 % ändert, während sich die Einzelraten um ca. 4 % verändern.

D Der Einfluß einer Verschiebung des Wechselwirkungspunktes in einer Ebene senkrecht zur Monitorebene führt zu keiner merklichen Veränderung der Zählrate, da sich in den möglichen Grenzen der Verschiebung der von den Teleskopen überdeckte Raumwinkel wenig ändert.

Alle weiteren Fehlerquellen wirken sich schwächer aus, so daß sie vernachlässigt werden können.

Die gesamte systematische Unsicherheit des Monitors ergibt sich somit zu 5 %, die hauptsächlich aus der mangelhaften Kenntnis der Konstruktionsgeometrie stammen.

6 Der Datenfluß

Die vom Detektor abgegebenen Informationen werden ereignisweise in einen Digitalrechner vom Typ PDP 11/45 gelesen und von dort in Blöcken von ca. 3200 2-Byte-Worten, die jeweils 10 bis 15 Ereignisse enthalten, zum DESY-Rechenzentrum (IBM 370/168) weitergegeben, wo sie zunächst auf eine Magnetplatte und schließlich auf Magnetbänder geschrieben werden. Diese Bänder stellen die Eingabe für die weiteren Auswertprogramme dar.

Neben den Adressen aller im Ereignis angesprochenen Drähte werden jeweils eine Reihe von Einzelinformationen aus der Triggerlogik sowie Organisationsparameter wie Datum und Uhrzeit abgespeichert.

Alle 100 Sekunden wird ein sogenanntes Checkrekord hergestellt, das im wesentlichen die Informationen des Luminositätsmonitors, der Gasmonitore, die die Mischung der Gase in den Proportionalkammern überwachen, und der Kammerspannungen enthält. Diese Rekords durchlaufen die selben Stationen wie die Ereignisrekords und werden ebenfalls auf Magnetband gespeichert.

Jeweils zu Beginn und Ende eines Meßabschnittes oder Runs, der aus 20000 oder 30000 Ereignissen besteht, die den Trigger gesetzt haben, und etwa 20 Minuten bis zu einer halben Stunde dauert, werden weitere Kontrollrekords abgespeichert, die eine Anzahl von Zählern und Organisationsgrößen beinhalten.

Alle Daten bleiben für einige Zeit, typisch wenige Stunden, auf einer Magnetplatte, bevor sie auf Bänder kopiert werden. Während dieser Zeit können sie zur Überwachung des Experimentes abgerufen und vorausgewertet werden.

7 Auswahl der Daten

Die vom Detektor gelieferten Daten enthalten zunächst eine Reihe kodierter Informationen, die die verschiedenen Detektorsysteme abgegeben haben. Im ersten Schritt der Off-Line-Datenverarbeitung werden die Informationen der einzelnen Ereignisse dekodiert und die Ereignisse nach Spuren geladener Teilchen durchsucht, denen physikalisch sinnvolle Parameter wie Ladung oder Impuls zugeordnet werden können. Im zweiten Teil werden diese Informationen weiterbenutzt, um Ereignisse abzuseparieren, die nicht von  $e^+e^-$ -Reaktionen stammen.

Die gesamte Off-Line-Auswertung der Daten erfolgte auf den Rechenanlagen des DESY-Rechenzentrums (IBM 370/168).

7.1 Spurenerkennung

Das Spurensuchprogramm 'Plupat' ist in einem internen Bericht //7.1// beschrieben worden, daher soll hier nur seine Funktionsweise dargestellt werden.

Die Ereignisse werden in drei Schritten behandelt, im ersten Schritt werden für alle angesprochenen Drähte die geometrischen Koordinaten bestimmt. Haben benachbarte Drähte angesprochen, wobei eine Lücke von einem Draht erlaubt ist, so werden sie zu einem Cluster zusammengefaßt und der Ort des Clusterschwerpunktes als Koordinate genommen. Im zweiten Schritt wird nach Spuren in der  $\tau\eta$ -Projektion gesucht; für dabei erkannte Spuren wird anschließend nach der zugehörigen Spur in der  $\tau z$ -Projektion gesucht.

Bei der Spurenerkennung in der  $\tau\eta$ -Projektion werden die folgenden Schritte durchgeführt:

- 1) Die Koordinaten (gesetzte Drahtgruppen) werden in Sektoren eingeordnet (Abb. 7.1.1).

2) Beginnend bei den äußeren Kammern werden in den Sektoren drei Primärkoordinaten für eine Spur gesucht, die die folgenden Bedingungen erfüllen müssen:

- (I) sie liegen alle in einem Sektor
- (II) sie liegen in verschiedenen Zylinderkammern
- (III) zwei benachbarte Koordinaten sind höchstens durch zwei Kammern getrennt.

3) Durch die Primärkoordinaten wird ein Kreisbogen gelegt, der zu den inneren Detektoren hin fortgesetzt wird. Innerhalb einer sogenannten Straße entlang dieses Kreisbogens werden die einzelnen Kammern nach Koordinaten durchsucht. Die Suche wird abgebrochen, wenn in drei aufeinanderfolgenden Detektoren keine Koordinate auf der Straße gefunden wird. Wenn eine Lücke von einem Detektor auftritt, wird in einem Fitverfahren ein Kreisbogen an die einer Spur zugeordneten Koordinaten gelegt.

4) Ist ein vollständiger Satz von Koordinaten, die eine Spur definieren, gefunden, wird durch die Koordinaten ein Kreisbogen gelegt, der die Spur vollständig parametrisiert.

5) Koordinaten, die einer Spur zugeordnet sind, werden markiert und im Normalfall nicht weiter verwendet.

Schwierigkeiten bei der Spurensuche treten auf, wenn Spuren sich kreuzen oder dicht aneinander vorbeilaufen. Findet das Programm in einem Sektor zwei Koordinaten, so legt es in einem sogenannten Least-Square-Fit einen Kreis an die bis dahin gefundenen Spurpunkte und vergleicht, welche der beiden Koordinaten besser zu der Spur paßt. Die Koordinaten werden in diesem Falle markiert, nicht aber verworfen, da an solchen Stellen die Kreuzung zweier Spuren vermutet werden muß; diese Punkte werden als Ambiguität bezeichnet. Alle Koordinaten entlang der Straße in Detektoren innerhalb einer Ambiguität werden ebenfalls nur markiert, nicht aber gelöscht, so daß sie eventuell auch einer zweiten Spur zugeordnet werden können. Doppelt verwendete Koordinaten werden in jedem Falle gelöscht.

Das Verfahren wird zweimal wiederholt, wobei die Anforderungen an die Redundanz der Spur erniedrigt werden, so daß schließlich auch sehr kurze Spuren erkannt werden.

Für die Erkennung der Spuren in der rz-Projektion wird ein ähnliches Verfahren verwendet, das hier unter der Annahme, daß das Magnetfeld keine Komponente transversal zur Spulenachse hat, durch spezielle Koordinatentransformationen in ein lineares Problem verwandelt werden kann.

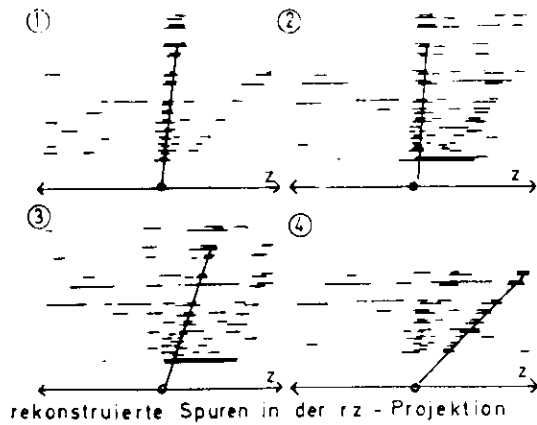
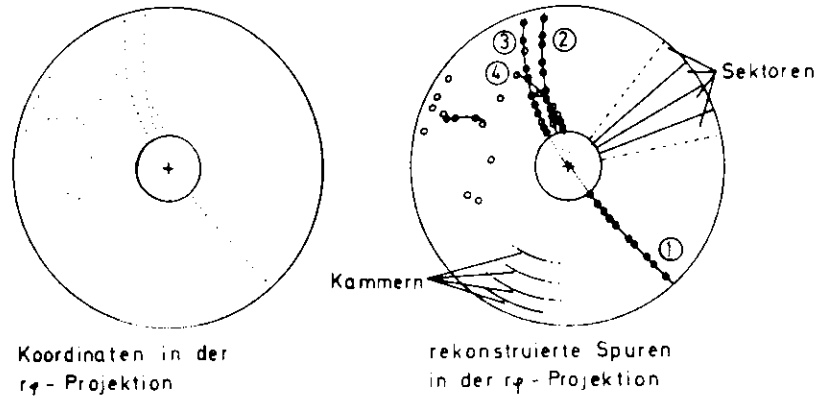


Abb. 7.1.1 Rekonstruiertes Ereignis

Für die  $\varphi$ -Koordinaten, die zu einer in der  $r\varphi$ -Projektion gefundenen Spur gehören, werden alle möglichen  $z$ -Koordinaten berechnet. Wegen des Aufbaus der Kammern entstehen bei Ereignissen mit vielen Spuren oft Mehrdeutigkeiten bei der Bestimmung der  $z$ -Koordinaten. Besonders markiert werden redundante  $rz$ -Koordinaten, bei denen die  $z$ -Bestimmungen für die innere und äußere Streifenlage überlappen.

Mit den gefundenen  $z$ -Koordinaten für jede  $r\varphi$ -Spur wird von außen beginnend mit zwei Primärkoordinaten, von denen eine redundant sein muß, eine Spur angesetzt, die nach innen fortgesetzt wird. Durch die einer Spur auf diese Weise zugeordneten Koordinaten wird schließlich eine Gerade gelegt, die die Spur parametrisiert.

Bei der Bestimmung der Spurparameter wird berücksichtigt, daß das Laborsystem wegen des Winkels der Elektron- und Positronstrahlen gegeneinander nicht völlig identisch mit dem Schwerpunktsystem ist. Die Transformation der Parameter von Labor in das Schwerpunktsystem erfolgt bereits bei der Bestimmung der Spurparameter, so daß im folgenden stets im Schwerpunktsystem gearbeitet wird.

## 7.2 Untergrundereignisse

Die vom Trigger akzeptierten Ereignisse enthalten noch eine große Anzahl von Untergrundereignissen, die ausgeschlossen werden müssen. Für diese Ereignisse gibt es drei starke Quellen:

- (I) Strahl-Gas-Wechselwirkungen
- (II) Ereignisse der kosmischen Strahlung
- (III) Nicht-hadronische  $e^+e^-$ -Wechselwirkungen

Ein großer Teil solcher Ereignisse kann durch ihre Topologie erkannt und ausgeschlossen werden. Ein Rest muß schließlich global korrigiert werden.

### 7.2.1 Strahl-Gas-Wechselwirkungen

Bei den Strahl-Gas-Ereignissen handelt es sich um Wechselwirkungen der beschleunigten Teilchen mit den Restgasmolekülen oder Ionen, die sich in der Strahlröhre befinden. Dabei treten Reaktionen auf, an denen die Protonen der Kerne beteiligt sind, so daß freie Protonen entstehen, die das Strahlrohr durchdringen und im Detektor gemessen werden können.

Die Rate dieser Wechselwirkungen hängt stark von der Güte des Vakuums, das im Strahlrohr herrscht, ab. Unter normalen Bedingungen läuft der Speicherring bei einem Restdruck von  $10^{-9}$  Torr. Bei diesem Druck ist die Rate der Strahl-Gas-Wechselwirkungen, bei denen Teilchen erzeugt werden, die vom Detektor registriert werden, um ca. einen Faktor 100 größer als die hadronischen Ereignisse.

Da die Gasmoleküle positiv geladen sind und somit von negativ geladenen Teilchen angezogen werden, treten diese Effekte besonders stark beim Elektronenstrahl auf, um den sich ein Schlauch erhöhter Gasdichte bildet. Eine erhebliche Abschwächung dieses Untergrundes erreicht man, indem man ein zusätzliches Wechselfeld mit dem Strahl umlaufen läßt. Ein solches Feld wird erzeugt, wenn nicht alle zu besetzenden Plätze mit Teilchen aufgefüllt werden. Es erwies sich als vorteilhaft, nur jede vierte Welle mit Teilchen zu besetzen.

Bislang ungeklärt ist die Frage, wie sich die Ionenwolke in der nahen Umgebung des Wechselwirkungspunktes, an dem die Strahlen sich durchdringen, verhält. Es wäre z.B. möglich, daß hier eine besonders starke Ionisation des Gases und damit eine hohe Rate an Strahl-Gas-Ereignissen auftritt. Dieser Effekt wurde zunächst als vernachlässigbar angenommen. Die spätere Auswertung zeigte, daß er kleiner als 2 % ist, so daß die Vereinfachung erlaubt ist.

Die Ereignisse der Strahl-Gas-Wechselwirkungen zeigen somit folgende Charakteristika:

- 1) Die Ereignisse treten entlang des gesamten Strahls gleich häufig auf.
- 2) Es werden hauptsächlich positiv geladene Teilchen (Protonen) emittiert.

### 7.2.2 Ereignisse der kosmischen Strahlung

Die Ereignisse der kosmischen Strahlung bestehen aus Myonendurchgängen durch den Detektor. Da diese Teilchen ein hartes Impulsspektrum haben, kann ein großer Teil das Eisenjoch durchdringen. Der Myonenfluß durch eine horizontale Einheitsfläche beträgt  $(0.019 \pm 0.001)$  Teilchen pro Quadratmeter und Sekunde //7.2//. Eine Fläche von  $15 \text{ cm}^2$ , das entspricht ungefähr der Projektion des betrachteten Wechselwirkungsvolumens auf die horizontale Ebene, wird demnach mit einer Rate von 4 Hz von Teilchen der kosmischen Strahlung durchdrungen. Bei einer typischen Luminosität von  $L = 10^{30} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$  und einem durchschnittlichen Wirkungsquerschnitt von 20 nb beträgt die hadronische Ereignisfrequenz 0,02 Hz, so daß die Rate der kosmischen Strahlung in der nahen Umgebung des Wechselwirkungspunktes annähernd um den Faktor 200 größer ist als die Rate der gesuchten Ereignisse.

In vielen Fällen sind die Myonen so hochenergetisch, daß ihr Impuls höher ist als sich für eine Zweikörperreaktion aus einem  $e^+e^-$ -Prozeß errechnet.

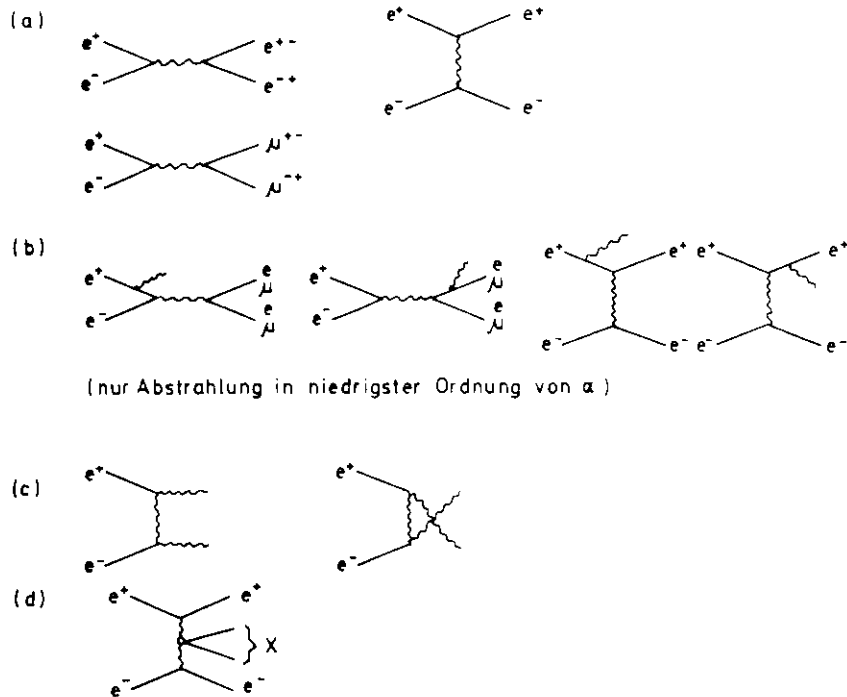
Die Ereignisse der kosmischen Strahlung haben somit folgende Eigenschaften:

- 1) Die Ereignisse sind scheinbar kollineare Zwei-Spur-Ereignisse mit ausgeglichener Ladungsbalance, deren Spuren die gleiche Krümmung haben. Die kinematischen Eigenschaften dieser Ereignisse sind allgemein nicht mit denen der  $e^+e^-$ -Reaktionen verträglich.
- 2) Die Ereignisse treten gleichverteilt entlang der Speicherringstrahlen auf und zeigen daher keine Anhäufung am Wechselwirkungspunkt.



### 7.2.3 Nicht-hadronische $e^+e^-$ -Wechselwirkungen

Die am schwierigsten zu eliminierende Klasse der Untergrundereignisse besteht aus nicht-hadronischen  $e^+e^-$ -Wechselwirkungen, die durch die Quantenelektrodynamik beschrieben werden. Es sind dies die (a) elastischen und (b) nicht-elastischen  $e^-$  und  $\mu^-$ -Paar-Produktionen, die Zwei-Photon-Vernichtung (c) sowie der Zwei-Photon-Austausch (d).



Die Wirkungsquerschnitte dieser Prozesse sind teilweise um einige Zehnerpotenzen größer als die hadronischer Ereignisse.

Die Ereignisse der Klasse (a) sind reine Zweikörperprozesse, so daß gilt:

Die Ereignisse sind stets kollinear.

Die Beiträge der Graphen (b) sind gegen die elastischen um eine Größenordnung von  $\alpha$  unterdrückt, haben also verhältnismäßig kleine Wirkungsquerschnitte. Es werden überwiegend sehr weiche Photonen abgestrahlt; die  $e^-$  bzw.  $\mu^-$ -Paare verhalten sich dann annähernd wie bei elastischen Zweikörperprozessen, so daß ein großer Teil dieser Ereignisse eine Struktur wie die Prozesse unter (a) hat.

Bei den Ereignissen der Klasse (c) entstehen primär keine geladenen Teilchen, sondern nur, wenn eines der Photonen konvertiert. Die dabei auftretenden Spuren laufen jedoch im allgemeinen so weit am Wechselwirkungspunkt vorbei, daß die Ereignisse aufgrund dieser Struktur erkannt werden.

Bei den Ereignissen der Klasse (d) wechselwirken Felder virtueller Photonen miteinander. Der Wirkungsquerschnitt für diesen Prozeß ist von der Größenordnung  $\alpha^4$ , nach der Integration über das Photonspektrum erhält man aber einen Faktor  $\ln^2(E/me)$ , der so große Werte annehmen kann, daß eine Größenordnung von  $\alpha$  wieder weggekürzt wird. Die gestreuten Elektronen und Positronen erleiden im Mittel nur eine geringe Ablenkung, so daß sie nahezu geradlinig weiterfliegen. Das im mittleren Vertex erzeugte Teilchensystem erhält daher überwiegend Impuls in Strahlrichtung, so daß bei einer Paarzeugung im mittleren Vertex die Spuren der erzeugten Teilchen nahezu komplanar mit der Strahlachse sein müssen.

Für die Ereignisse der Klasse (d) gilt somit:

- 1) Die gesehene Energie beträgt nur einen Bruchteil der gesamten zur Verfügung stehenden Schwerpunktsenergie.
- 2) Die Teilchenspuren sind annähernd komplanar mit der Strahlachse.

7.3 Untergrundsubtraktion (ereignisweise)

Da die Stärken der Untergrundquellen weit größer sind als die der gesuchten  $e^+e^-$ -Reaktionen, wird eine ereignisweise Separation der Daten erforderlich, die so wirksam sein muß, daß das Signal der zu messenden  $e^+e^-$ -Ereignisse deutlich über dem Untergrund liegt.

Nach den im vorigen Kapitel ausgearbeiteten Charakteristika sind folgende Ereignisklassen stark durch Untergrundquellen besetzt:

- 1) Ereignisse, deren Primärvertex sich nicht in der Umgebung des  $e^+e^-$ -Kreuzungspunktes befindet;
- 2) kollineare 2-Spur-Ereignisse;
- 3) komplanare 2-Spur-Ereignisse;
- 4) Ereignisse mit Spuren, die einen Impuls haben, der größer als der Strahlimpuls ist;
- 5) Ereignisse, deren skalare Impulssumme sehr klein ist;
- 6) Ereignisse mit stark positivem Ladungsüberschuß

Tab. 7.3.1 Untergrundklassen

In diese Klassen fällt auch ein Teil der Ereignisse, die das zu messende Signal darstellen. Davon sind besonders die 2-Spur-Ereignisse und Ereignisse mit neutralen, nach einigen Zentimetern zerfallenden Teilchen (Kaonen oder  $\Lambda$ 's) betroffen. Ereignisse des letzten Typs können zwar Spuren geladener Teilchen erzeugen ( $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ ), ihre extrapolierte Trajektorie kann aber weit am Wechselwirkungspunkt vorbeilaufen (Abb. 7.3.1). Erschwert wird dieses Problem durch die endliche Meßgenauigkeit des Detektors, die die Strukturen verwischt, so daß man keine scharfen Schnitte mehr anlegen kann.

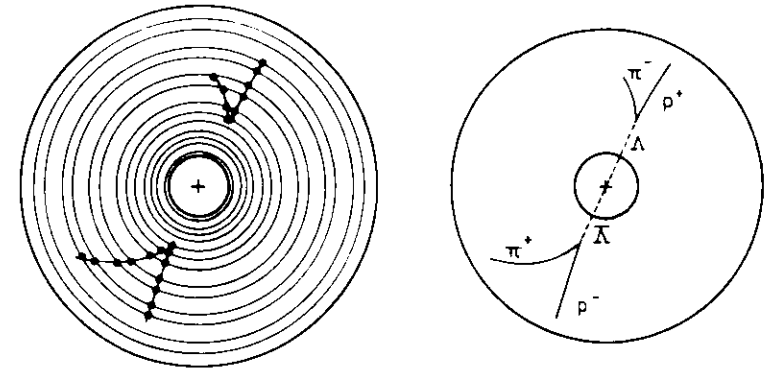


Abb. 7.3.1 Beispiel eines  $\Lambda\bar{\Lambda}$ -Ereignisses (Simulation)

Mit Testmessungen und Betrachtungen einer großen Zahl von Ereignissen auf dem Bildschirm wurden Schnitte ausgearbeitet, die eine Unterdrückung der Untergrundereignisse auf das geforderte Niveau gewährleisten, andererseits aber eine möglichst kleine Zahl guter Ereignisse verwerfen.

Bevor jedoch diese feinen Untersuchungen der einzelnen Ereignisse durchgeführt werden, können bereits 95 % aller aufgenommenen Ereignisse als Untergrund erkannt und verworfen werden, wenn man folgende alternative Minimalkriterien für gute Ereignisse aufstellt:

- (I) Das Ereignis hat mindestens zwei Spuren, von denen eine den Wechselwirkungspunkt in der  $\tau\eta$ -Projektion um weniger als 30 mm ( $R_{\min}$ ) und in der z-Achse um weniger als 80 mm ( $z_0$ ) verfehlt.
- (II) In den in der Triggerlogik definierten Ringen 2, 3 oder 4, die auf konvertierte Photonen sensitiv sind, werden mindestens drei Spurelemente gefunden.

Entsprechend der Reihenfolge in der Tabelle 7.3.1 werden dann die folgenden Schnitte benutzt:

- 1A) Der Abstand einer Spur des Ereignisses vom WWP muß in der  $r\phi$ -Projektion ( $R_{\min}$ ) und in der z-Richtung ( $z_0$ ) innerhalb der Grenzen

$$R_{\min} < 15 \text{ mm}$$

$$\text{und } z_0 < 80 \text{ mm}$$

liegen. Spuren, die diese Bedingung erfüllen, werden neu parametrisiert, wobei verlangt wird, daß die Spur durch den Wechselwirkungspunkt geht. In den weiteren Rechnungen werden nur diese Spuren, die auch als gute Spuren bezeichnet werden, ausgewertet.

- 1B) Der zur z-Achse transversale Impuls einer Spur ( $p_T$ ) muß größer als 150 MeV/c sein.

- 2A) Für 2-Spur-Ereignisse muß die Differenz  $\Delta\phi$  der Azimutwinkel kleiner als 150 Grad sein.

- 2B) Für 3-Spur-Ereignisse darf die Differenz der Azimutwinkel  $\Delta\phi$  je zweier Spuren nicht größer als 150 Grad sein.

- 3) Die im Detektor gesehene Energie eines Ereignisses muß kleiner als die vierfache Strahlenergie sein (Teilchenmassen werden vernachlässigt).

Tabelle 7.3.2 Schnitte zur Untergrundsubtraktion

In der Tabelle 7.3.3 sind die Einflüsse der einzelnen Schnitte am Beispiel einer Datenmenge, die bei der Schwerpunktsenergie von 4.0 GeV aufgenommen wurde, dargestellt.

Ereignisse, die den Minimalkriterien entsprechen  
(im Mittel)

	5 %
Anzahl der verbleibenden Ereignisse	153724
2-Spur-Ereignisse mit $\Delta\phi > 165^\circ$	78402
WWP - Schnitte	75322
$R_{\min} > 15 \text{ mm}$	
$z_0 > 80 \text{ mm}$ (Spurdefinition)	14070
$p_T < 150 \text{ MeV/c}$	2508
Anzahl geladener Spuren ( $n_{ch} < 2$ )	14348
$n_{ch} = 2$ und $\Delta\phi > 150^\circ$	29823
$n_{ch} = 3$ und ein $\Delta\phi > 150^\circ$	1648
gesehene Energie $> 4 \cdot$ Strahlenergie	79
akzeptierte Ereignisse	12846

Tabelle 7.3.3 Auswirkungen der Untergrundsubtraktionen

Aus den Zahlen der Tabelle 7.3.3 folgt, daß über 99 % aller vom Trigger akzeptierten Ereignisse als Untergrund identifiziert werden.

#### 7.4 Seitenbandkorrektur und Ladungsinvarianz

Die Daten zeigen, daß die ereignisweise Subtraktion noch kein ausreichendes Mittel darstellt, eine untergrundfreie Datenmenge zu erzeugen. In den Abbildungen 7.4.1 sind für verschiedene Ereignisklassen die Verteilungen der z-Komponenten rekonstruierter Ereignisvertices dargestellt. Die Diagramme zeigen die Verteilungen mit der Anzahl der geladenen Spuren im Ereignis und der Ladungsbalance als Parameter. Da sich der Wechselwirkungspunkt bei Veränderungen der Speicherringparameter, z.B. Energieänderungen,

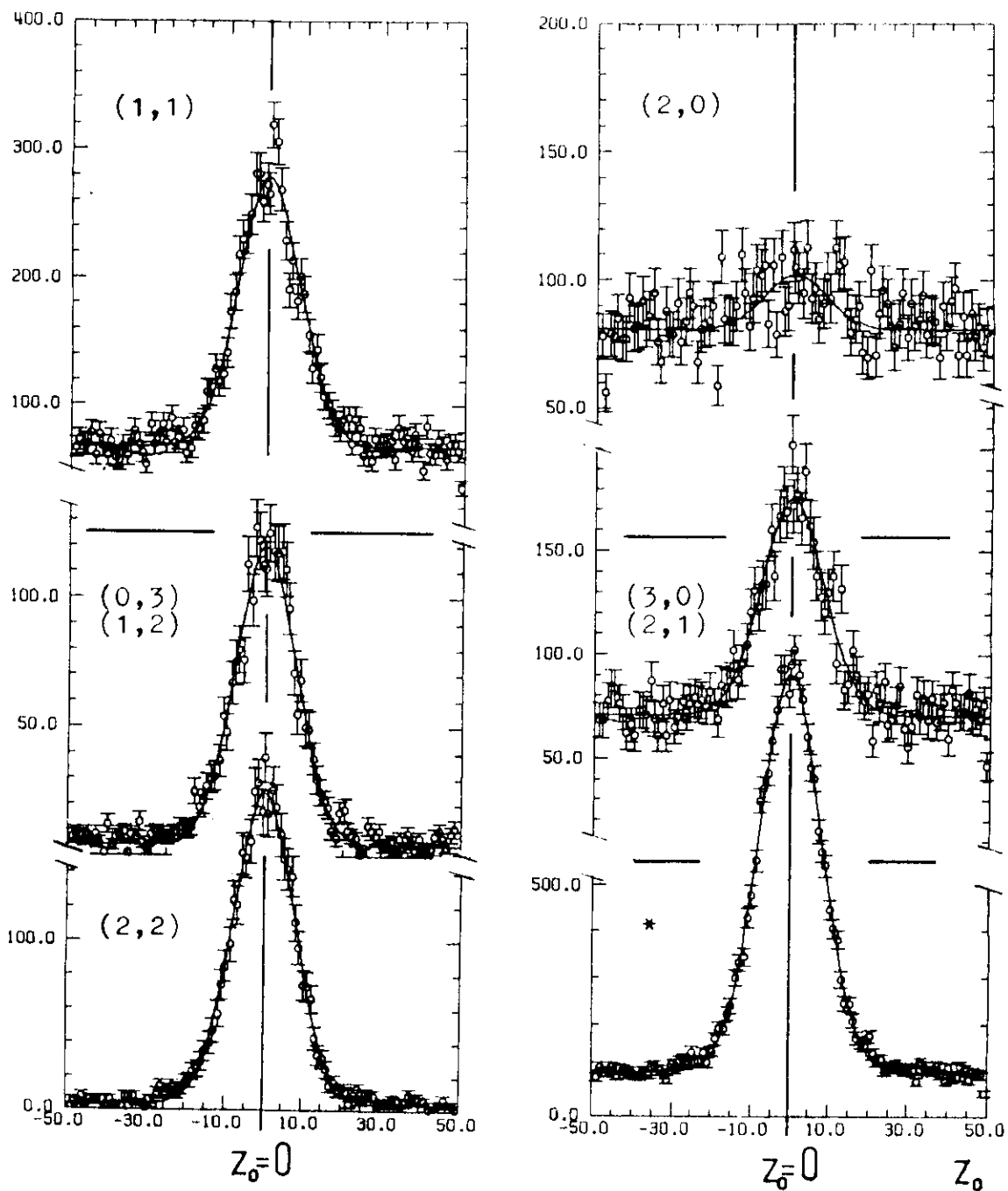


Abb. 7.4.1 Verteilung rekonstruierter Ereignisvertices für Ereignisse mit  $p$  bzw.  $n$  registrierten Spuren positiv bzw. negativ geladener Teilchen  $(p, n)$

\*) alles außer  $(2,0)$ ,  $(3,0)$  und  $(2,1)$

oft um mehrere Millimeter verschiebt, wird als Ursprung der Verteilung ein aus jeweils ca. 60000 Ereignissen gewonnener Mittelwert rekonstruierter Ereignisvertices gewählt.

Die gezeigten Verteilungen enthalten alle einen flach verlaufenden Untergrundanteil, über dem sich in der Umgebung von  $z=0$ , also am Wechselwirkungspunkt, ein Signal zeigt. Da eine  $z$ -Abhängigkeit der Strahl-Gas- und kosmischen Ereignisse nicht erwartet wird, ist die Annahme berechtigt, daß der flache Untergrund durch Ereignisse dieser Quellen erzeugt wird, während die Elektron-Positron-Reaktionen die Erhebung bei  $z=0$ , also das Signal, erzeugen.

Die Diagramme zeigen ein sehr unterschiedliches Signal-Untergrund-Verhalten für die verschiedenen Ereignisklassen. Um numerische Werte für den Signalanteil zu erhalten, sind an die Verteilungen Kurvenverläufe angepaßt, die sich zusammensetzen aus einem konstanten Term, der den Untergrund berücksichtigt, und einer Gauß'schen Glockenkurve. Das Verhältnis der Flächen beider Anteile innerhalb gegebener  $z$ -Grenzen bildet ein Maß für das Signal-Untergrund-Verhältnis.

Anzahl der Spuren	Ladungs-Balance	Signal/Untergrund	$\sigma_z$ (mm)
2	-	4,91 +- 0,71	9,3 +- 0,5
2	0	1,28 +- 0,04	8,0 +- 0,2
2	+	0,18 +- 0,04	14,4 +- 2,4
3	-	11,01 +- 0,85	7,8 +- 0,2
3	+	0,60 +- 0,03	8,0 +- 0,5
4	-	23,93 +- 6,91	7,5 +- 0,3
4	0	19,33 +- 1,50	7,9 +- 0,1
4	+	1,17 +- 0,10	8,4 +- 0,5
5	-	43,37 +- 10,52	8,2 +- 0,2
5	+	12,81 +- 1,35	8,2 +- 0,2
Total (*)		3,45 +- 0,07	8,0 +- 0,1

Tabelle 7.4.1 Signal-Untergrund-Verhältnisse

\*) Die Zeile enthält alle Ereignisklassen außer den Klassen (2+) und (3+)

Die Werte in der Tabelle 7.4.1 sind unter Zugrundelegung eines z-Intervalls von 25 mm beidseitig des Nullpunktes berechnet. Bei einer mittleren Breite des Signalanteiles von 8 mm entspricht dieses Intervall 3 Standardabweichungen, so daß weniger als 1 % des Signals außerhalb dieser Grenzen liegt. Man kann daher im Fall des konstanten Untergrundes die vereinfachende Annahme machen, daß die Fläche der Histogramme in den Bereichen  $(-2\cdot z, -z)$  und  $(z, 2\cdot z)$ , die durch einfaches Auszählen bestimmt werden kann, gleich dem Untergrundanteil im zentralen Bereich  $(-z, z)$  ist. Durch Subtraktion des so bestimmten Untergrundanteiles von der gesamten Fläche im zentralen Bereich erhält man somit nahezu ohne Verlust an Genauigkeit ein Maß für die Stärke des Signals; dieses Verfahren wird allgemein Seitenbandkorrektur genannt.

Das Verfahren muß zu sehr großen Unsicherheiten führen, wenn das Signal-Untergrund-Verhältnis einen zu kleinen Wert hat. Aus diesem Grunde wurden die 2- und 3-Spurereignisse mit positivem Ladungsüberschuß nicht in die weitere Rechnung einbezogen. Stattdessen wird für diese beiden Klassen die Annahme der Ladungsinvarianz gemacht. Dabei geht man davon aus, daß im Signal ebenso viele Ereignisse einer bestimmten Spurzahl mit positiver wie negativer Ladungsbalance enthalten sind. Diese Annahme kann nur einen sehr kleinen Fehler beinhalten, da die Ladungsbalance in der  $e^+e^-$ -Reaktion gegeben ist und der Detektor keine Asymmetrie für Teilchen verschiedener Ladungsvorzeichen zeigt.

Der Vergleich der seitenbandkorrigierten Signale in den 2- und 3-Spurklassen für positiven und negativen Ladungsüberschuß zeigt, daß die Absolutwerte der Signalanteile in den Plus- und Minus-Klassen innerhalb der statistischen Fehler jeweils gleich sind. Aus diesen Vergleichen läßt sich unter Anwendung der Ladungsinvarianz für  $e^+e^-$ -Reaktionen eine Abschätzung für die Konstanz des Strahl-Gas-Untergrundes entlang der Strahlen in der Umgebung des Wechselwirkungspunktes machen. Subtrahiert man das in der Klasse (2-) gefundene Signal von der z-Verteilung der Klasse der (2+) Ereignisse, so verbleibt in der (2+) Klasse ein Signalanteil entsprechend  $2\% \pm 2\%$  des Untergrundes. Diese Zahl gibt die obere Grenze eines Untergrundanteiles im untergrundkorrigierten Signal an. Für die einzelnen Kanäle wird dieser Anteil mit dem inversen Signal-Untergrund-Verhältnis unterdrückt, so daß er unter die 1 %-Schwelle kommt.

### 7.5 Untergrundsubtrahierte Raten

Die nach den beschriebenen Untergrundsubtraktionen und der Seitenbandkorrektur bestimmten Ereigniszahlen in den gemessenen Energieintervallen ergeben den nicht auf Akzeptanzen und Abstrahlungen korrigierten Wirkungsquerschnitt. Da bei den Messungen teilweise in sehr kleinen Energieschritten mit jeweils geringer Statistik gemessen wurde, wurden die Meßpunkte zu Intervallen zusammengefaßt, die so gewählt sind, daß sie jeweils eine

annähernd gleiche integrierte Luminosität enthalten.

Die Ergebnisse dieser Rechnungen sind für Zwei- und Viel-Spur-Ereignisse in den Abb. 7.5.1 und 7.5.2 dargestellt. Sie geben die Größenordnung des totalen Wirkungsquerschnittes bereits richtig an und zeigen Strukturen im Verlauf mit der Energie. Aus diesen Diagrammen sind die Meßpunkte bei den großen Resonanzen  $\Upsilon/J$  und  $\Upsilon'$  ausgeschlossen.

### 7.6 Elektron-Positron-Streuereignisse

Beim Betrachten der selektierten Ereignisse auf dem Bildschirm stellt sich heraus, daß die Ereignisse mit zwei Spuren geladener Teilchen noch einen Anteil von Bhabha-Streuereignissen enthalten. Die absolute Zahl dieser Ereignisse ist von der Schwerpunktsenergie nahezu unabhängig. Sie entspricht einem Wirkungsquerschnitt von 1 nb. Da diese Ereignisse sehr verschiedene Eigenschaften haben, ist es nicht möglich, sie durch einige exakte Schnitte aus der Gesamtmenge der Daten herauszufiltern. Aus diesem Grund wird von den Ereignissen der Zweispurklasse ein Anteil entsprechend einem Wirkungsquerschnitt von 1 nb subtrahiert.

Diese Untergrundabschätzung beruht auf der Untersuchung von ca. 200 Zweispurereignissen, so daß sie eine Unsicherheit von weniger als 10 % enthält. Da der totale Wirkungsquerschnitt in der Größenordnung von 20 nb liegt, resultiert aus dieser Subtraktion ein systematischer Fehler von unter 1 %.

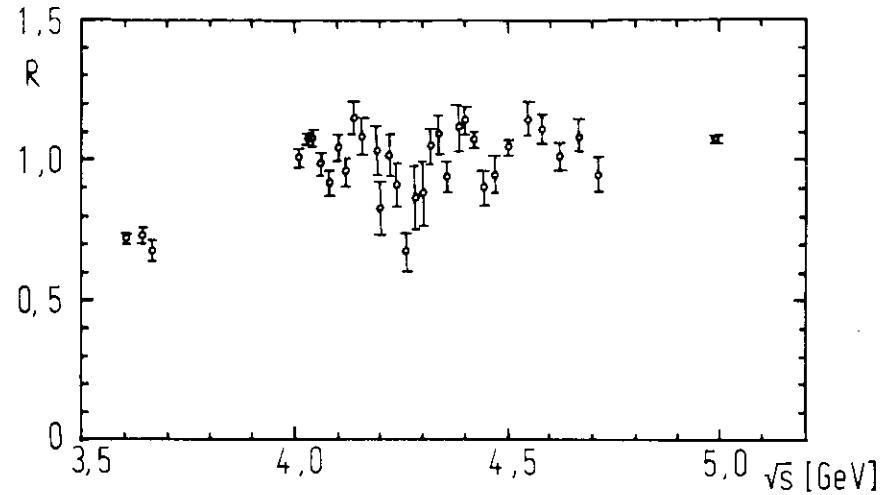


Abb. 7.5.1 Unkorrigierter Wirkungsquerschnitt für Ereignisse mit 2 Spuren

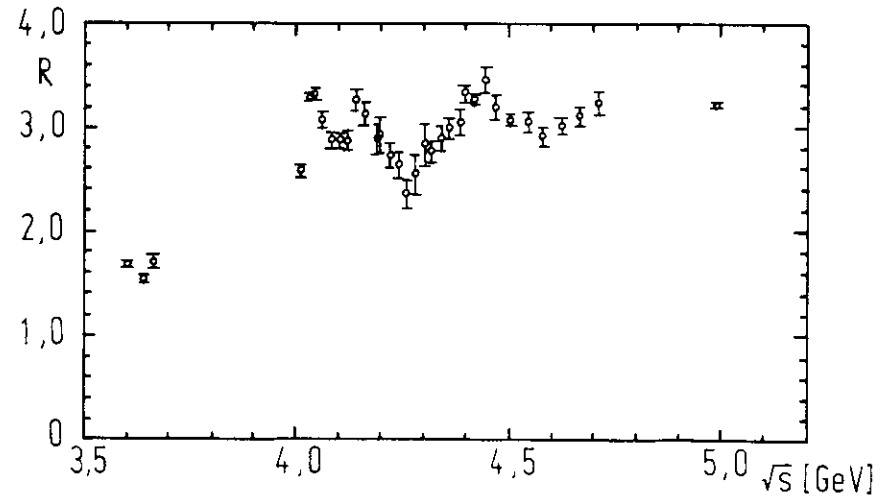


Abb. 7.5.2 Unkorrigierter Wirkungsquerschnitt für Ereignisse mit mehr als 2 Spuren

## 8 Das Monte-Carlo-Programm

Die Spur eines geladenen Teilchens, das vom Wechselwirkungspunkt ausgeht, hat eine gewisse Wahrscheinlichkeit, im Detektor nicht registriert zu werden. Erst die Korrekturen der dadurch auftretenden Verfälschungen ermöglichen die Absolutmessung des totalen Wirkungsquerschnittes. Sie werden durch Monte-Carlo-Studien bestimmt, die im folgenden Kapitel dargestellt werden sollen.

### 8.1 Flußdiagramm der Monte-Carlo-Rechnungen

Folgende Gründe können zu Verlusten von Spuren führen:

- (I) Die Flugbahn eines Teilchens fällt nicht in den Raumbereich, der von Kammern erfüllt ist.
- (II) Der Impuls des Teilchens ist so gering, daß es keine der Zylinderkammern erreicht.
- (III) Das Spurmuster wird von den Programmen nicht richtig erkannt, wenn die  $r$ - $\varphi$ -Projektionen mehrerer Spuren sich überdecken.
- (IV) Die Spur wird bei der Behandlung der Daten als nicht von einem Elektron-Positron-Ereignis stammend interpretiert.
- (V) Die Drahtkammern besitzen ein gewisses Nichtansprechvermögen, so daß Informationen verloren gehen.

Der wichtigste dieser Punkte ist Punkt 1. Um die Bahn eines Teilchens rekonstruieren zu können, muß es in mindestens drei Kammern eine Spur hinterlassen. Damit muß der Polarwinkel  $\theta$  der Trajektorie größer als 30 Grad sein, so daß die Spur in einem Raumwinkelbereich von 13 % von  $4\pi$  nicht erkannt wird.

Die Größenordnung der Effekte 2 bis 5 können nicht auf direktem Wege abgeschätzt werden, zumal sie korreliert sind.

Besondere Fehler entstehen bei der Bestimmung von Wirkungsquerschnitten, wenn nicht nur einzelne Spuren, sondern komplette Ereignisse verloren gehen.

Für den Verlust von Ereignissen gibt es folgende Ursachen:

- (I) Geometrische Akzeptanz
- (II) Trigger
- (III) Falsche Reproduktion bei der Auswertung
- (IV) Mißidentifikation als Untergrundeignis

Die Auswirkung dieser Effekte hängt sehr stark von der Signatur des einzelnen Ereignisses ab, so daß eine allgemeingültige Zahl für die Akzeptanz des Detektors einschließlich Auswertung nicht angegeben werden kann. Wie bereits bei den Abschätzungen der Triggerakzeptanz müssen daher auch hier Korrekturen für die verschiedenen physikalischen Modelle gesondert erstellt werden.

In der mathematischen Sprache läßt sich das Problem folgendermaßen formulieren:

Das Experiment stellt zusammen mit der Auswertkette ein kompliziertes Netzwerk dar, dessen Übertragungsmatrix stark in die Meßergebnisse eingeht. Um die Ergebnisse von diesem Einfluß unabhängig zu machen, ist eine gute Kenntnis der Matrix erforderlich.



Der übliche Weg bei solchen Problemen ist, daß man den Detektor in seinen Einzelheiten und die erwarteten zu messenden Abläufe im Computer simuliert. Sie werden dann als bekannt angenommen und liefern im Vergleich mit den aus dem simulierten Detektor gewonnenen Meßergebnissen die gesuchte Übertragungsmatrix. Diese muß, da sie modellabhängig ist, für die einzelnen zu untersuchenden Probleme speziell bestimmt werden.

Folgende Technik ist somit vorgegeben:

- 1) Erzeugen eines Ereignisses nach einem vorgegebenen physikalischen Modell
- 2) Bestimmung der Trajektorien aller erzeugten Teilchen einschließlich eventueller Zerfallsprodukte im Bereich des Detektors
- 3) Simulieren aller technischen Abläufe im Detektor, speziell markieren aller angesprochenen Drähte in den Kammern
- 4) Simulieren des Triggers
- 5) Auswerten der simulierten Meßergebnisse mit den Techniken, also Computerprogrammen, die auch für die Messung benutzt werden
- 6) Vergleich der Simulationsmessungen mit den physikalischen Eingabe-  
größen und mathematische Formulierung der Detektoreinflüsse in Form einer Übertragungsmatrix .

Für jede zu untersuchende Ereignissignatur ist diese Prozedur mit einer so großen Anzahl von Ereignissen, über die gemittelt werden kann, durchzuführen, daß die Aussagekraft des Ergebnisses nicht von statistischen Fehlern begrenzt ist. Die Signatur des einzelnen Ereignisses wird dabei durch Zufallszahlen innerhalb der physikalischen Bereiche, die das Modell vorschreibt, gesteuert. Dabei ist besonders darauf zu achten, daß bei ausreichender Statistik der physikalische Bereich der Parameter im vorgegebenen Verhältnis bevölkert wird.

Ein entscheidender Nachteil des Monte-Carlo-Verfahrens ist, daß man für eine realistische Behandlung der einzelnen Fragestellungen sehr viel Computerkapazität benötigt; für die Aufstellung einer Akzeptanz-Matrix unter Zugrundelegung von 10000 Ereignissen, wie sie für die Korrektur des totalen Wirkungsquerschnittes benutzt wird, benötigt man auf einer IBM 370/168 bei einer Programmgröße von 0,5 MByte eine Rechenzeit von ca. 2 Stunden.

Die oben genannten sechs Punkte, die bereits ein Blockdiagramm der Monte-Carlo-Programme darstellen (Abb. 8.1.1), werden in den folgenden Abschnitten beschrieben, auf die Beschreibung der programmtechnischen Realisation soll dabei nicht näher eingegangen werden.

## 8.2 Modelle der Eventgenerierung

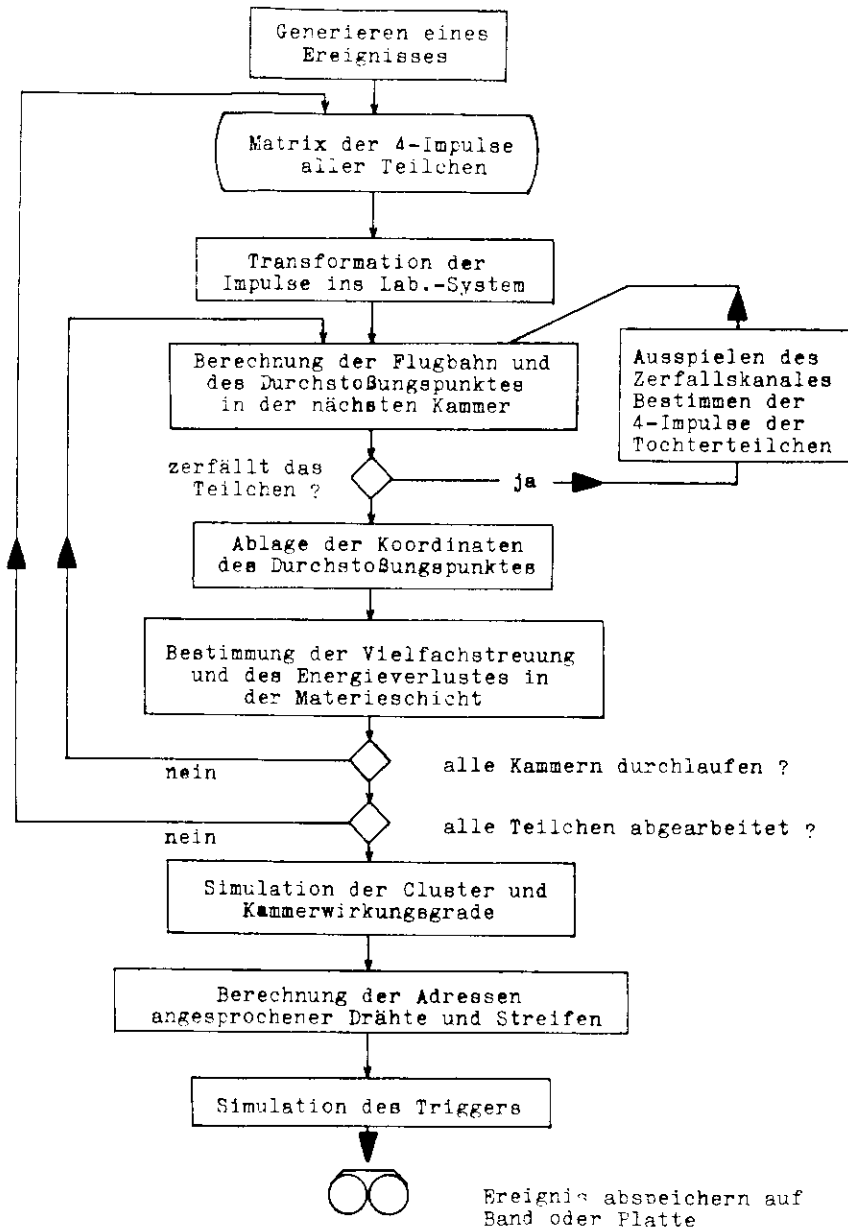
Die im Kapitel 2 angestellten Betrachtungen führten aus den grundlegenden Ideen des Quarkbildes zu speziellen Formen der Impulsspektren und Winkelkorrelationen der erzeugten Teilchen. Aus diesem Grunde wurden im Monte-Carlo-Programm im wesentlichen zwei Ereignisgeneratoren verwendet, von denen einer Ereignisse nach dem einfachen isotropen Phasenraummodell (IPR) erzeugt, während der Jetgenerator die im Kapitel 2 erwähnten Jets produziert.

### 8.2.1 Das Phasenraumprogramm

Die grundlegende Methode zum Generieren eines Ereignisses des Typs

$$e^+e^- \longrightarrow a, b, c \dots$$

ist ein Phasenraumprogramm //8.1//, das die Impulse der entstehenden Teilchen ausspielt und für jede erhaltene Impulskombination ein Phasenraumgewicht bestimmt, wobei die Winkelverteilung der generierten Teilchen isotrop ist.



Das Programm besteht aus zwei Teilen: im ersten wird ein Ereignis mit vorgegebenem Endzustand hergestellt, indem die Teilchenimpulse stochastisch ermittelt werden, aber natürlich die kinematischen Erhaltungssätze berücksichtigt sind, während im zweiten Teil für das Ereignis ein Phasenraumgewicht bestimmt wird, anhand dessen später entschieden wird, ob das Ereignis zu akzeptieren ist oder nicht.

Das Phasenraumprogramm erhält als Eingabegrößen die Massen und Energien der Ausgangsteilchen, also der wechselwirkenden Elektronen und Positronen, sowie die Massen der Teilchen des zu generierenden Endzustandes.

Aus diesen Größen wird zunächst der Anteil der kinetischen Energie des Systems bestimmt, die mit gleichverteilten Zufallszahlen auf die Teilchen des Endzustandes aufgeteilt wird.

Die Kinematik eines Viel-Körper-Prozesses kann nicht direkt berechnet werden, so daß man zu einem induktiven Verfahren greift, das im folgenden kurz beschrieben werden soll:

Seien bereits die Impulsvektoren von  $n$  Teilchen im Schwerpunktsystem bekannt, und es soll der Impuls eines weiteren Teilchens mit gegebener Masse und kinetischer Energie ermittelt werden. Faßt man das bereits vorhandene System von Teilchen als ein fiktives Teilchen auf, dessen Masse gleich der invarianten Masse des bereits erzeugten  $n$  Teilchen-Systems ist, so läßt sich die Fragestellung als ein Zwei-Körper-Problem auffassen, wobei das erste Teilchen mit der Masse  $m_1$  das fiktive Teilchen und das zweite Teilchen mit der Masse  $m_2$  das neue Teilchen darstellen.

Dann ergeben sich für die Absolutwerte der Dreierimpulse beider Teilchen im Impulsschwerpunktsystem die Werte //8.2//

$$|p_1|^2 = |p_2|^2 = \frac{(M^2 - (m_1 + m_2)^2) \cdot (M^2 - (m_1 - m_2)^2)}{4 M^2}$$

Abb. 8.11 Blockdiagramm des Monte Carlo Programmes

mit  $M^2 = (p_1 + p_2)^2$ , wobei  $p_1$  und  $p_2$  die Viererimpulse der Teilchen (1) und (2) sind ( $c = 1$ ).

Das alte  $n$ -Teilchen-System muß schließlich mittels einer Lorentz-Transformation in das neue Schwerpunktsystem überführt werden:

$$P_i = P_i' + \beta \cdot \gamma \cdot \left[ \frac{\gamma}{\gamma + 1} \cdot \beta \cdot P_i' + E_i' \right]$$

$$E_i = \gamma [E_i' + \beta \cdot p_i']$$

mit  $\beta = p/E$  und  $\gamma = E/m$

Dabei sind  $\beta$  und  $\gamma$  die Werte des fiktiven Teilchens im neuen System,  $P$  die ersten drei und  $E$  die vierte Komponente des Impulsvierervektors  $p = (P, E)$ ; die gestrichelten Größen sind die Werte im Ruhesystem des fiktiven Teilchens.

Dieses System aus  $n + 1$  Teilchen wird anschließend im Raum gedreht, wobei die Drehwinkel stochastisch ermittelt werden.

Sollen weitere Teilchen erzeugt werden, so wird aus diesem System wieder ein fiktives Teilchen gebildet, so daß der Algorithmus wiederholt werden kann.

Im ersten Schritt, also für  $n=1$ , wird als fiktives Teilchen eines der zu erzeugenden Teilchen gewählt.

In dem bisher beschriebenen Verfahren wird nicht berücksichtigt, mit welcher Wahrscheinlichkeit die erzeugten Ereignisse auftreten können. Diese Größe ist parametrisierbar durch einen sogenannten Phasenraumfaktor; je größer dieser Wert ist, um so größer ist die Wahrscheinlichkeit, daß das Ereignis auftritt.

Für eine größere Anzahl von Teilchen läßt sich der Phasenraumfaktor allgemein nicht mehr analytisch angeben. Er kann aber für Zwei-Körper-Prozesse

bestimmt werden, so daß man in dem beschriebenen rekursiven Verfahren in jedem Schritt einen Phasenraumfaktor erhält, deren Produkt schließlich den Faktor des erzeugten Ereignisses darstellt. Der Phasenraumfaktor für den Zwei-Teilchen-Prozeß wird berechnet nach der Formel //8.3//

$$F_2 = \frac{\pi}{2M^2} \cdot \sqrt{(M^2 - (m_2 - m_1)^2) \cdot (M^2 - (m_1 + m_2)^2)}.$$

Das allgemeine Verfahren, um diesen Faktor zu berücksichtigen, ist, daß man den Phasenraumfaktor des aktuellen Ereignisses mit dem für den entsprechenden Kanal maximal möglichen vergleicht und mit einer Zufallszahl entscheidet, ob das Ereignis zu verwerfen ist. Man akzeptiert also ein Ereignis, wenn die Bedingung

$$F > F_{\max} \cdot Z$$

erfüllt ist, wobei  $Z$  eine Zufallszahl zwischen Null und Eins,  $F$  das Phasenraumgewicht des Ereignisses und  $F_{\max}$  das maximal mögliche Gewicht sind.

Damit erreicht man im Grenzfall unendlich vieler gewürfelter Ereignisse, daß jede Ereignisstruktur im richtigen Verhältnis bevölkert wird.

Der Wert für den maximalen Phasenraumfaktor  $F_{\max}$  läßt sich allgemein nicht analytisch bestimmen. Man würfelt daher zunächst eine Anzahl von Ereignissen und sucht aus den dabei erhaltenen Phasenraumfaktoren den maximalen aus, der als Vergleichswert genommen wird. Sollten sich später noch größere Werte für  $F$  ergeben, so wird  $F_{\max}$  durch diese ersetzt.

Die Rechnungen zeigten, daß es ausreicht, diesen Faktor aus so vielen Ereignissen zu bestimmen, wie zu erzeugen sind.

Die verworfenen Ereignisse werden nicht weiterbehandelt, so daß durch sie die Rechenzeit nur unwesentlich erhöht wird.

### 8.2.2 Der Jetgenerator

Jets sind Vielkörperereignisse, in denen der Transversalimpuls bezüglich einer Achse begrenzt ist.

Ereignisse mit Jetstruktur lassen sich erzeugen, indem man aus den Ereignissen, die das Phasenraumprogramm erzeugt, solche herausucht, die diese spezielle Struktur zeigen. Die Auswahl kann durch ein Gewicht getroffen werden, das für jedes Ereignis bestimmt werden muß.

Programmetechnisch ist die Realisation derart, daß man mit dem Phasenraumprogramm Ereignisse des gewünschten Endzustandes erzeugt. Jede Spur erhält dann ein Gewicht der Form  $\exp(p_T^2/R)$ , wobei  $p_T$  der Impuls transversal zur z-Achse ist. Diese Werte werden multipliziert und bilden das Gewicht des Ereignisses.

Die Entscheidung, ob ein Ereignis zu verwerfen ist, geschieht äquivalent dem Algorithmus im Phasenraumprogramm: suchen eines maximalen Gewichtes und vergleichen mit diesem.

Dieses Verfahren erzeugt ausschließlich Jets, deren Achse in der Strahlrichtung liegt. Die akzeptierten Ereignisse werden daher anschließend in  $\varphi$  und  $\theta$  rotiert, wobei beide Winkel stochastisch ermittelt werden. Dabei wird für  $\varphi$  eine Gleichverteilung angenommen, während für die  $\theta$ -Verteilung ein  $(1 + \alpha \cos^2(\theta))$ -Verlauf gewählt wird, wobei  $\alpha$  einen aus physikalischen Argumenten zu wählenden Parameter darstellt, der hier entsprechend dem Quarkmodell gleich Eins gesetzt wird.

Die Öffnung des Jetkegels wird bestimmt durch die Zahl  $R$ . Sei  $\langle p_T \rangle$  der vorgegebene Mittelwert der Transversalimpulse, so gilt

$$\frac{\int p_T \cdot e^{-p_T^2/R} \cdot dp_T}{\int e^{-p_T^2/R} \cdot dp_T} = \langle p_T \rangle \quad ,$$

daraus folgt der Zusammenhang:

$$R = \langle p_T \rangle^2 \cdot \pi$$

Für diese Lösung wurde die Integration in den Grenzen von Null bis Unendlich ausgeführt, während  $p_T$  kinematisch begrenzt ist. Eine numerische Integration unter Berücksichtigung der korrekten Integrationsgrenzen zeigt jedoch, daß der dabei gemachte Fehler kleiner als 3 %, also vernachlässigbar ist.

Jetartige Ereignisse unterscheiden sich um so signifikanter von Phasenraumereignissen je höher die Ausgangsenergien sind. Bei hohen Energien steigen die Transversalimpulse für Ereignisse mit isotroper Verteilung über die im Jetmodell gegebene Grenze an. Man gelangt daher in Gebiete, in denen das angegebene Verfahren ineffektiv wird, da zu viele Ereignisse verworfen werden müssen. Im Energiebereich bis zu 5 GeV bei einem mittleren Transversalimpuls von 350 MeV/c zeigte sich, daß die totale Rechenzeit nur um maximal 4 % erhöht wird, obwohl die Akzeptanz bei einigen Ereignisklassen auf 5 % abfällt, so daß das Verfahren in diesem Bereich noch ohne störende Zeitverluste angewendet werden kann.

Bei Schwerpunktsenergien unter 4 GeV werden über 70 % aller Ereignisse, die ausschließlich nach Phasenraumargumenten hergestellt werden, auch als Ereignisse mit Jetstruktur akzeptiert, so daß in diesem Energiebereich beide Modelle nahezu gleiche Impulsverteilungen haben und nicht mehr unterschieden werden können.

### 8.3 Behandlung der Teilchen im Detektor

Sämtliche Spuren akzeptierter Ereignisse werden an eine Spurverfolgungsroutine übergeben, in der die Spuren geladener Teilchen unter Berücksichtigung der bekannten Effekte simuliert werden; neutrale Teilchen werden behandelt, wenn sie im Detektor zerfallen und dabei geladene Teilchen entstehen. Die wichtigsten im Simulationsprogramm berücksichtigten Effekte, die in den folgenden Abschnitten beschrieben werden, sind in einem Flußdiagramm (Abb. 8.1.1) aufgeführt.

#### 8.3.1 Der Kreuzungswinkel der $e^+e^-$ -Strahlen

Der Speicherring DORIS ist eine Doppelringmaschine, d.h. beide Strahlen haben geometrisch voneinander getrennte Umlaufbahnen, die übereinander liegen. Die Kollision wird durch ein Wechseln beider Strahlen vom jeweils unteren Ring in den oberen erzeugt (Abb. 8.3.2).

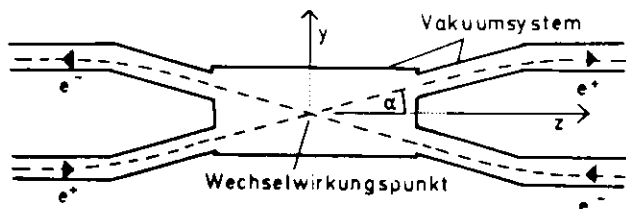


Abb. 8.3.2 Die Geometrie der Strahlführung am Wechselwirkungspunkt

Bei dieser Anordnung erfolgt die Kollision nicht genau frontal, so daß das Impulsschwerpunktsystem der wechselwirkenden Teilchen nicht mit dem Laborsystem identisch ist.

Die vektorielle Summe  $\Sigma \vec{p}$  der Dreierimpulse aller in einer Reaktion entstandenen Teilchen hat daher einen Impuls in Richtung der y-Achse (senkrecht nach oben), der gegeben ist durch

$$\begin{aligned} \sum p_y &= E_{cm}/c \cdot \sin \alpha, \\ \sum p_y &= E_{cm}/c \cdot \alpha \quad \text{für kleine } \alpha, \end{aligned}$$

wobei  $\alpha$  der Winkel der Strahlen im Wechselwirkungspunkt gegen die Horizontale und  $E_{cm}$  die Schwerpunktsenergie sind. Für den Winkel  $\alpha$  wird der Wert von 12 mrad angegeben, so daß der Zusammenhang lautet

$$p_y = 0,012 \cdot E_{cm}/c$$

Testmessungen zeigten, daß die Messungen mit dem Detektor so genau sind, daß dieser Effekt nicht vernachlässigt werden kann.

In der Simulation wird der Aufwärtsimpuls berücksichtigt, indem auf den kompletten Endzustand eine Lorentz-Transformation in ein System angewendet wird, das die Ruhemasse entsprechend der Schwerpunktsenergie und den Impuls  $\sum p_y$  in Richtung der negativen y-Koordinate hat.

#### 8.3.2 Geladene Teilchen im Magnetfeld

Die Bewegungsgleichung eines geladenen Teilchens im elektromagnetischen Feld läßt sich in der allgemeinen Form

$$m \cdot c \cdot \frac{du^i}{ds} = \frac{e}{c} \cdot F^{ik} \cdot u_k$$

angeben //8.4//. Dabei sind  $u^i$  die Vierergeschwindigkeit des Teilchens

$$u^i = \left( \frac{1}{\sqrt{1-v^2/c^2}}, \frac{\vec{v}}{\sqrt{1-v^2/c^2}} \right)$$

und  $F^{ik}$  der Tensor des elektromagnetischen Feldes

$$F^{ik} = \begin{pmatrix} 0 & -E_x & -E_y & -E_z \\ E_x & 0 & -H_z & H_y \\ E_y & H_z & 0 & -H_x \\ E_z & -H_y & H_x & 0 \end{pmatrix}$$

Mit der Annahme, daß die einzige nicht verschwindende Komponente von  $F_{ik}$   $H_z$  ist, also nur ein Magnetfeld in z-Richtung vorliegt, vereinfacht sich diese Gleichung zu

$$\frac{F}{c} \cdot \frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{e}{c} [\vec{v}, \vec{H}]$$

(c = Lichtgeschwindigkeit)

das heißt, das Teilchen führt, solange keine weiteren Kräfte auftreten, eine Schraubenlinie aus. Die Achse dieser Schraube verläuft entlang der z-Achse, ihr Radius ist gegeben durch

$$r = \frac{p_T}{e \cdot B}$$

Dabei sind  $p_T$  der zur z-Achse transversale Impuls des Teilchens, e die Elementarladung und B die Flußdichte des Magnetfeldes. Unter Benutzung der üblichen Einheiten ergibt sich daraus

$$r = \frac{p_T}{B} \cdot \frac{c}{0,03} \cdot \frac{\text{kG}}{\text{GeV}} \cdot \text{m}$$

Sind Ort und Impuls eines Teilchens an einem beliebigen Ort innerhalb des Volumens, in dem das Magnetfeld annähernd konstant ist, bekannt, läßt sich durch einfache analytische Ausdrücke die Flugbahn des Teilchens berechnen. In der x-y-Projektion stellen sowohl die Teilchenspur als auch die Zylinderkammern Kreise dar, so daß der Durchstoßungspunkt der Teilchen durch eine der Kammern als Schnittpunkt zweier Kreise berechenbar ist. Ist der auf die x-y-Ebene projizierte Weg, den das Teilchen zurückgelegt hat, bekannt, so ergibt sich aus der Beziehung

$$\frac{\Delta x^2 + \Delta y^2}{\Delta z^2} = \frac{p_x^2 + p_y^2}{p_z^2} = \text{const}$$

auch die z-Komponente des Durchstoßungspunktes.

Für den Fall, daß das Magnetfeld nicht homogen ist, also auch Komponenten transversal zur z-Achse besitzt, wird die Bestimmung der Teilchenbahn aufwendiger, da die Aufspaltung des Problems in verschiedene Projektionen nicht mehr möglich ist. Eine ausführliche Behandlung dieses Problems wurde, basierend auf der allgemeinen Bewegungsgleichung des Teilchens im Feld, durchgeführt //8.5//, wird aber wegen der weitgehenden Konstanz des PLUTO-Magnetfeldes im zentralen Bereich des Detektors nicht angewendet.

Jedes Teilchen wird mit Hilfe dieses Formalismus jeweils von einer Materieschicht bis zur nächsten verfolgt. Dabei geht man von der Annahme aus, daß das Teilchen auf diesem Wegstück, auf dem es praktisch keine Materieschicht durchdringt, weder Energieverlust noch Vielfachstreuung erfährt. Die Methode erlaubt auch die Bestimmung solcher Teilchenbahnen, deren Krümmung so stark ist, daß das Teilchen zur Detektorachse zurückgebeugt wird.

### 8.5.3 Energieverlust und Vielfachstreuung

Die Materieschichten, die sich im zentralen Teil des Detektors befinden, stellen aufgrund des Energieverlustes und der Vielfachstreuungen, die die Teilchen in ihnen erfahren, im Bereich niedriger Impulse die stärkste Beschränkung des Impulsaufklärungsvermögens dar. Da diese Eigenschaft des Detektors vom Simulationsprogramm reproduziert werden muß, ist die Berücksichtigung dieser Effekte notwendig.

Der Energieverlust durch Ionisation läßt sich in guter Näherung durch die Bethe-Bloch-Formel bestimmen //8.6//

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi \cdot e^2 \cdot z^2 \cdot Z \cdot N}{m \cdot v^2} \cdot \left[ \log \frac{2 \cdot m \cdot v^2}{I} - \log (1 - \beta^2) - \beta^2 \right]$$

mit

e = Elementarladung	Z = Ordnungszahl des Materials
m = Ruhemasse des Elektrons	v = Teilchengeschwindigkeit
z = Teilchenladung	$\beta = v/c$ mit c=Lichtgeschwindigkeit
N = Anzahl der Atomkerne pro Volumeneinheit	I = Anregungspotential $I \approx K \cdot Z$ mit $K_{Al} = 11,5$ und $K_{Fe} = 9,3$

Für genauere Rechnungen ist eine Reihe umfangreicher Korrekturen zu berücksichtigen. Die Ergebnisse solcher Rechnungen liegen in tabellierter Form vor //8.7// (Abb. 8.3.3), diese Tabellen wurden für den Energiebereich von 2 MeV bis 6 GeV für Myonen, Pionen, Kaonen und Protonen übernommen. Die Bestimmung der Werte bei einer gegebenen Teilchenenergie innerhalb des vorgegebenen Bereiches erfolgt nach dem nicht linearen Lagrange'schen Interpolationsverfahren.

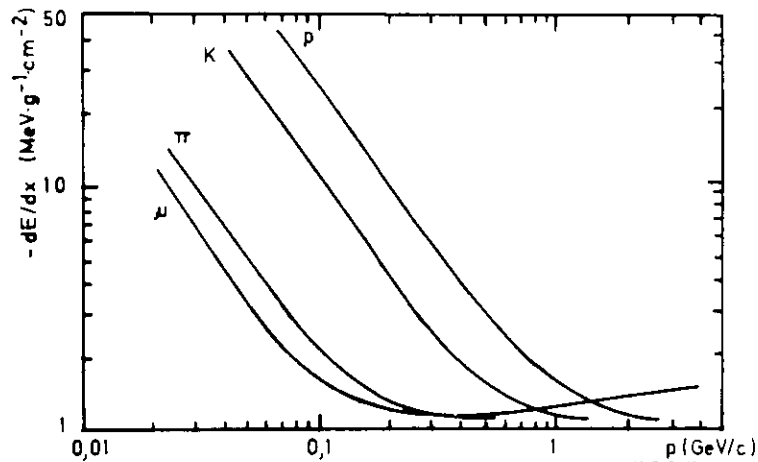


Abb. 8.3.3 Energieverlust geladener Teilchen in Blei // 8.8 //

Für den Effekt der Vielfachstreuung sind verhältnismäßig gute Formelzusammenhänge bekannt; für die Monte-Carlo-Rechnungen wurde die Formel von Marion und Zimmermann //8.9// zugrunde gelegt.

Der Effekt tritt rein stochastisch auf, so daß man nur eine Verteilungsfunktion für die Streuwinkel angeben kann. In der benutzten

Formel ist der Wert gegeben, bei dem die Verteilung des auf eine Fläche projizierten Winkels auf den e-ten Teil des Maximalwertes abgefallen ist. Dabei ist die Fläche so gewählt, daß der Dreier-Vektor des ursprünglichen Teilchenvektors in ihr liegt.

$$\Theta_{p \rightarrow e}^{1/e} = z \cdot \frac{14 \cdot \text{MeV}/c}{p \cdot \beta} \cdot \sqrt{\frac{L}{L_R}} \cdot \left[ 1 + \frac{1}{9} \log\left(\frac{L}{L_R}\right) \right] \cdot \left[ 1 + \frac{M^2}{E \cdot m_s} \right]$$

Es bedeuten  $L/L_R$  die Absorberstärke in Strahlungslängen,  $z \cdot |e|$  und  $M$  Ladung und Masse des gestreuten Teilchens mit der Geschwindigkeit  $\beta$  und der Energie  $E$  sowie  $m_s$  das Atomgewicht des streuenden Materials.

Die Verteilung ist für Winkel  $\theta < \theta^{1/e}$  annähernd gaußisch, hat aber infolge der Einzelstreuungen starke Ausläufer.

Die Genauigkeit der Formel wird außer für kleine Werte von  $z$  und  $\beta$  mit 5 % angegeben. Die Korrektur durch den kinematischen Faktor  $(1 + M^2/E \cdot m_s)$  ist klein, für ein Pion mit dem Impuls von 0,5 GeV/c in Blei unter 1 ‰, so daß dieser Faktor in der Rechnung vernachlässigt wird.

Für den Einzelfall wird der Streuwinkel stochastisch so ermittelt, daß die Verteilung der Streuwinkel eine Gaußverteilung mit der angegebenen Breite ergibt.

In diesem Zusammenhang wird eine seitliche Versetzung der Teilchenbahn vernachlässigt, da sich dieser Effekt bei der gegebenen Meßgenauigkeit nicht bemerkbar macht.

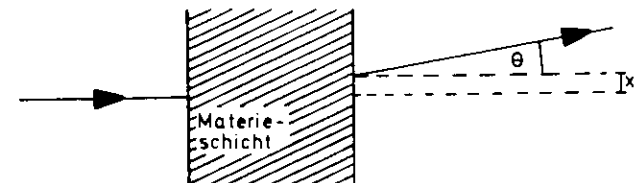


Abb. 8.3.4 Streuwinkel  $\theta$  und Versatz  $x$  einer Teilchenbahn beim Durchgang durch Materieschichten

Energieverlust und Streuung der Teilchen werden für jede Materieschicht, die das Teilchen durchdringt, einzeln bestimmt, wobei die in Tab. 3.3.3 angegebenen Werte für die Schichtstärken zugrunde liegen.

#### 8.3.4 Elektromagnetische Schauer

Elektronen oder Photonen erzeugen in Materieschichten elektromagnetische Schauer. Die dabei entstehenden Teilchenspuren können erhebliche Einflüsse auf die Meßwerte nehmen, da sie insbesondere vom Trigger als Spuren geladener Teilchen mißidentifiziert werden und somit bei Ereignisklassen mit niedriger Ansprechwahrscheinlichkeit in starkem Maße in die Akzeptanz eingehen. Stark ist der Effekt bei den Ereignissen, die in die Messung des totalen Wirkungsquerschnittes eingehen, besonders auf Grund der Tatsache, daß in diesen Ereignissen nahezu immer neutrale Pionen auftreten. Sie zerfallen in je zwei Photonen, so daß fast jedes Ereignis eine größere Anzahl von Photonen enthält.

Eine sehr weit ausgearbeitete Methode zur Simulation elektromagnetischer Kaskaden wurde von Messel und Crawford //8.10// entwickelt und durchgerechnet.

Unter Benutzung der dabei aufgestellten Formeln und Formalismen wurde ein Monte-Carlo-Programm geschrieben, das die Simulation der Kaskaden im Magnetfeld durchführt. Die berücksichtigten Prozesse sind Paarbildung, photoelektrischer Effekt, Compton-Streuung, Möller-Streuung, Bremsstrahlung und Vielfachstreuung. Bei der Ausbildung der Schauer wird die volle Geometrie des Detektors und aller Absorberschichten berücksichtigt, so daß eine realistische Simulation der Kaskaden möglich ist. Teilchen werden verfolgt bis zu einer unteren Abschneideenergie von 10 MeV, dann wird die Entwicklung abgebrochen //8.11//.

#### 8.3.5 Simulation der Cluster und Kammereffizienzen

Im Kapitel 3.3.5 wurde gezeigt, daß die Anzahl der bei einem Teilchendurchgang in einer Kammer gesetzten Drähte eine Faltung zweier Effekte, der Clusterbildung und der Kammereffizienz, ist.

Für die Anwendung im Simulationsprogramm werden diese Effekte separiert und in zwei Schritten behandelt.

Zunächst wird vorausgesetzt, daß die Ansprechfunktion jedes Drahtes durch eine zum Draht symmetrische Rechteckfunktion dargestellt werden kann, deren Breite gleich dem Drahtabstand ist. Für die Clusterbildung wird angenommen, daß sie symmetrisch zum Ort des Teilchendurchganges verläuft. Daher wird auch hier eine rechteckförmige Ansprechfunktion symmetrisch zum Ort des Teilchendurchganges definiert, die die Breite  $2 \cdot B \cdot D$  ( $D = \text{Drahtabstand}$ ) hat, wobei  $B$  ein anzupassender Parameter ist. Alle Drähte, deren Ansprechfunktionen eine Überlappung mit der Funktion des Clusters haben, werden schließlich als angesprochen betrachtet (Abb.8.3.5). Der Parameter  $B$  wurde so gewählt, daß die experimentell bestimmte Verteilung der Clusterbreiten annähernd reproduziert wird; dabei erwies sich der Wert von  $B = 0,75$  als geeignet.

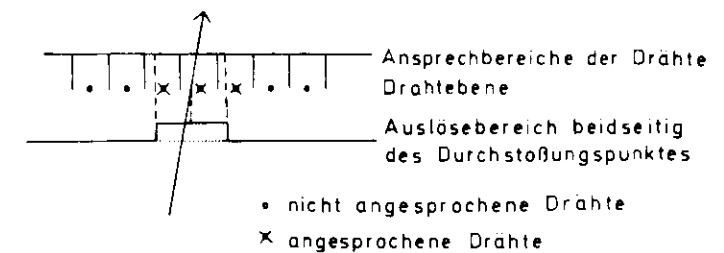


Abb. 8.3.5 Ermittlung der angesprochenen Kammerdrähte bei einem Teilchendurchgang



In einem weiteren Schritt werden von allen angesprochenen Drähten einige entsprechend der Draht-Effizienz der Kammer gelöscht. Diese Effizienz kann aus dem Kammerwirkungsgrad berechnet werden, wenn die mittlere Clusterbreite  $c$  (gemessen in Drahtabständen) bekannt ist; dann gilt der Zusammenhang

$$1 - \eta_c = (1 - \eta_D)^c,$$

wobei  $\eta_c$  und  $\eta_D$  die Kammer- bzw. Draht-Wirkungsgrade sind. Aus der Tabelle 3.3.5 entnimmt man für  $c$  einen Wert von 2,3. Damit erhält man bei einem  $\eta_c$  von 99 % einen Wert von  $\eta_D = 85$  %, der somit das Drahtansprechvermögen darstellt.

Bei einer Clusterbreite von  $1,5 \cdot D$  ( $D = 0,75$ ) enthalten die Cluster unter Vernachlässigung der Effizienz zu 50 % zwei und zu 50 % drei Drähte. Die Anwendung der Wirkungsgrade bewirkt eine Herabsetzung der Clusterweiten, so daß sich folgende Verteilung ergibt:

Drähte	Häufigkeit (%)
0	1
1	18
2	55
3	26

Tab. 8.3.1 Anzahl der Drähte in einem Cluster (Simulation)

Mit diesem Werte ergibt sich eine simulierte mittlere Clusterweite von 2,1 Drähten und eine Kammereffizienz von 99 %. Der Kammerwirkungsgrad geht somit richtig in die Simulationen ein, während die Clusterweite mit einer Abweichung von 10 % reproduziert wird. Diese Diskrepanz kann akzeptiert werden, da der Fehler bei der experimentellen Bestimmung der Clusterweite ebenfalls in dieser Größenordnung liegt.

### 8.3.6 Teilchenzerfälle

Fast alle Elementarteilchen haben so kurze Lebensdauern, daß sie bereits im Detektor zerfallen. Die Zerfälle erfolgen in den meisten Fällen kurz nach der Erzeugung, so daß das Teilchen keinen meßbaren Weg zurücklegen kann. Ausnahmen bilden z.B. das  $K_s^0$ , das bei einem Impuls von 1 GeV im Mittel einen Weg von 5,7 cm zurücklegt, oder das  $\Lambda$ , das bei gleichem Impuls den Weg von 7,3 cm zurücklegt.

Im Monte-Carlo-Programm wird für jedes Teilchen entsprechend seiner Lebensdauer stochastisch ein Zerfallsweg bestimmt, nach dessen Durchlaufen die Spurverfolgung abgebrochen und eine Zerfallsroutine initialisiert wird. Dabei werden auch neutrale Teilchen durch den Detektor verfolgt, für die aber die Annahme einer linearen Trajektorie gemacht wird. Der Zerfall eines Teilchens wird isotrop in seinem Ruhesystem ausgeführt. Anschließend werden die Tochterteilchen durch eine Lorentz-Transformation wieder in das Laborsystem überführt. Sie werden als gleichberechtigte Teilchen in die Spurverfolgungsroutinen gegeben, so daß sie weitere Zerfälle ausführen können. Für die Verzweigungsverhältnisse der Zerfallskanäle sind Werte vorwählbar, nach deren Maßgabe der Kanal für den Einzelfall stochastisch ermittelt wird.

### 8.3.7 Trigger

Der PLUTO-Trigger, der im Kapitel 4 ausführlich beschrieben wurde, geht als einer der wesentlichsten Faktoren in die Akzeptanz des Detektors ein und bildet daher einen wichtigen Teil des Monte-Carlo-Programmes.

Der Ausgangspunkt des Experiment-Triggers ist ausschließlich die Information der Proportionalkammern, die daher auch im Simulator die Eingabeinformation der Triggerrountinen bildet. Entsprechend dem Experiment sind die Kammern in 120 Intervalle eingeteilt und werden zu Boxen und Ringen zusammengefaßt. In diesen Einheiten wird nach den Teleskopen und Spurelementen der verschiedenen Triggerstufen, wie sie in Kap. 4 definiert sind, gesucht. Die

Informationen werden entsprechend dem Experiment zu ML- und DR-Bedingungen sowie einer Antwort des sequentiellen Triggers zusammengefaßt. Das Computerprogramm ist entsprechend der in Kap. 4 beschriebenen Logik des Triggers aufgebaut, so daß es hier nicht weiter beschrieben wird.

Effekte höherer Ordnung, speziell Verluste durch zeitliche Schwankungen der Signale, wurden nur für die Abschätzungen der dabei entstehenden Fehler berücksichtigt, während sie in Monte-Carlo-Produktionsläufen vernachlässigt bleiben.

Ereignisse, die keinen Triggerimpuls erzeugen, werden nicht verworfen, damit sie für die Normierung zur Verfügung stehen und später auch auf andere Triggerbedingungen, wie z.B. einem Einspurtrigger, untersucht werden können.

Das Triggerprogramm konnte sehr genau getestet werden, indem man vom Experiment gelieferte Daten, die eine Reihe von Einzelinformationen über die Triggerantwort enthalten, mit den aus den Informationen der Zylinderkammern abgeleiteten Ergebnissen des Simulators vergleicht. Dabei ergibt sich, daß die einzelnen Elemente des Simulators ein Ansprechvermögen haben, das maximal 4 % über dem des Experiment-Triggers liegt. Dieser Effekt wird durch die bereits erwähnten Verluste in der Elektronik des Experimentes hervorgerufen, die im Programm unberücksichtigt bleiben können, da sie durch die Redundanz des Triggers in hohem Grad unterdrückt werden. Verluste von Ereignissen im Simulator wurden bei diesen Tests nicht festgestellt.

#### 8.4 Das Impulsauflösungsvermögen

Eine empfindliche Testgröße für die Simulation der Spuren im Detektor ist das Impulsauflösungsvermögen.

Die experimentelle Bestimmung dieser Größe erfolgt durch die Impulsmessung von  $\mu$ -Paaren, die aus der Resonanz  $\Upsilon/J$  (3,1) entstehen:

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

Da der  $\Upsilon/J$  - Produktionswirkungsquerschnitt multipliziert mit dem Verzweigungsverhältnis ( $\sigma(\Upsilon \rightarrow \mu^+\mu^-)$ ) / ( $\sigma(\Upsilon \rightarrow \text{alles})$ ) gegen die anderen Quellen für  $\mu$ -Paare um einen Faktor 85 größer ist, erreicht man eine nahezu untergrundfreie Ereignismenge, wenn man die Ereignisse herausfiltert, die bei der Anregungsenergie der  $\Upsilon/J$  - Resonanz entstanden sind und aus zwei kollinearen Spuren ohne begleitende Schauer bestehen. Die Impulse dieser Spuren sind wegen der Schärfe der Resonanz sehr genau bekannt.

Aus einer so erzeugten Datenmenge und aus 8000 bei 3,09 GeV Schwerpunktsenergie simulierten  $\mu$ -Paar-Ereignissen wurden die  $1/p$ -Verteilungen ermittelt. Bei der Impulsbestimmung wurde in diesem Fall die zusätzliche Bedingung ausgewertet, daß die Spuren kollinear sind, so daß eine hohe Genauigkeit der Impulsbestimmung erreicht wird.

In Abbildung 8.4.1 sind die  $1/p$ -Verteilungen für beide Ereignisgruppen dargestellt. Die durchgezogenen Kurven sind angepaßte Gauß'sche Glockenkurven, aus deren Parametern die Impulsgenauigkeit gewonnen werden kann.

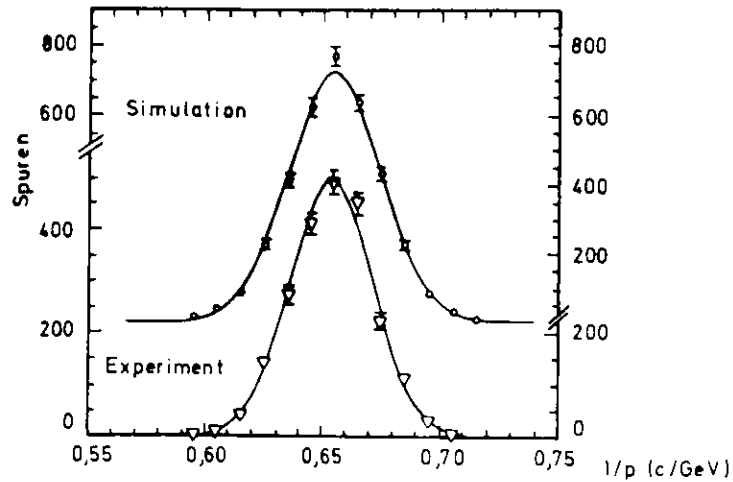


Abb. 8.4.1 Gemessene Impulsverteilung bei einem Ausgangsimpuls von  $p_e = 1,54$  GeV/c

Man erhält aus der Rechnung die folgenden Werte:

	$\Delta p/p$
Experiment	$(3,0 \pm 0,1)\%$
Simulation	$(2,7 \pm 0,1)\%$

Tab. 8.4.1 Das Impulsauslösungsvermögen bei 1,5 GeV/c (2-Teilchen-Fit)

Damit reproduziert das beschriebene Simulationsprogramm das Impulsauflösungsvermögen des Detektors bei 1,5 GeV/c innerhalb einer Abweichung von 0,3%. Mit dieser Genauigkeit ist das Programm gut geeignet, die Akzeptanzen des Detektors zu bestimmen.

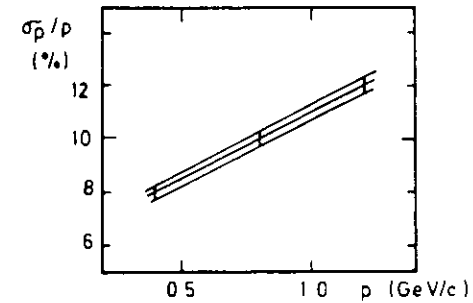


Abb. 8.4.2 Die Monte Carlo Impulsauflösung (Myonen in Kammer 4 - 14, Einteilchenfit)

In der Abbildung 8.4.2 ist das aus Monte-Carlo-Rechnungen ermittelte Impulsauflösungsvermögen für Spuren mit 400, 800 und 1200 MeV/c Impuls aufgetragen, wobei für die Bestimmung des Impulses nur die reproduzierten Durchgangspunkte durch die Ortskammern ausgewertet wurden, also nicht wie oben die Kollinearität zweier Spuren verlangt wird.

9 Ergebnisse der Modellrechnungen

9.1 Gerechnete Modelle und Endzustände

Die vom Detektor PLUTO genommenen Daten sind bei Schwerpunktsenergien zwischen 3,0 GeV und 5,2 GeV aufgenommen. Da man davon ausgehen muß, daß sich die Multiplizitäten und Spektren der erzeugten Teilchen sowie ihre Produktionswinkelverteilung in diesem Bereich ändern, mußten Monte-Carlo-Studien für verschiedene Schwerpunktsenergien und Modelle gemacht werden. Als extreme physikalische Modelle standen dabei das Modell des isotropen Phasenraumes (IPR) und das Jetmodell zur Verfügung.

Die Energiepunkte der Monte-Carlo-Datengruppen wurden entsprechend den Meßpunkten mit hoher Statistik gewählt, so daß bei den folgenden Schwerpunktsenergien gerechnet wurde:

- 3,09 GeV
- 3,60 GeV
- 4,00 GeV
- 4,40 GeV
- 5,00 GeV

Diese Auswahl deckt gleichzeitig den Bereich der gemessenen Energien in nahezu konstanten Schritten ab.

Messungen der SLAC/LEL Gruppe //9.1// zeigten, daß die transversale Impulsbegrenzung der Jets im Bereich von 350 MeV/c (mittlerer Impuls transversal zur Jetachse) erwartet werden muß. Mit dieser Wahl der Parameter tritt bei Schwerpunktsenergien unterhalb 4,0 GeV keine erkennbare Unterscheidung zwischen dem Jet- und dem Phasenraummodell auf, so daß die Modellrechnungen in diesem Energiebereich nur nach dem IPR-Modell durchgeführt wurden. Im Bereich höherer Energien wurden für beide Modelle Monte-Carlo-Rechnungen durchgeführt, wobei bei 5,0 GeV Schwerpunktsenergie die Begrenzung des Transversalimpulses im Bereich von 350 MeV/c bis 550 MeV/c variiert wurde.

Der Anteil der Kaonen in hadronischen Ereignissen läßt sich aus den Messungen des Wirkungsquerschnittes von Dreiergebnissen mit mindestens einem kurzlebigen Kaon ( $K_S^0$ -inklusiv), der in der Abbildung 9.1.1 dargestellt ist //9.2//, abschätzen.

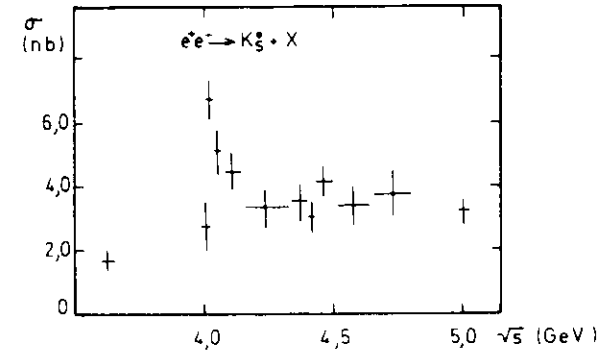


Abb. 9.1.1 Wirkungsquerschnitt für  $K_S^0$ -inklusive Ereignisse

Zur Bestimmung des K-Anteils sind Zusatzannahmen über den totalen Wirkungsquerschnitt ( $\sigma_{had}$ ), die mittlere Teilchenzahl im Ereignis (n) und das Verhältnis der Erzeugung geladener zu ungeladenen Kaonen erforderlich. Die Werte für diese Annahmen sind zusammen mit den daraus resultierenden Ergebnissen in der Tabelle 9.1.1 zusammengefaßt:

$$K^+ / K^- / K_S^0 / K_L^0 = 1/1/1/1$$

$\sqrt{s}_{cm}$ GeV	$R = \sigma_{had} / \sigma_{\mu\mu}$	$\sigma_{had}$ nb	$\sigma(e^+e^- \rightarrow K_S^0 + X)$ nb	n	Anteil der Kaonen
3,6	2	13,5	$1,7 \pm 0,4$	5,5	$(9 \pm 2) \%$
5,0	15/3	15,2	$3,1 \pm 0,4$	6,0	$(14 \pm 2) \%$

Tab. 9.1.1 Zur Bestimmung des Kaonen-Anteils

Als zusätzliche Unsicherheiten gehen die Fehler des totalen Wirkungsquerschnittes und der mittleren Multiplizität in diese Rechnungen ein, so daß der tatsächliche Fehler bei der Bestimmung des K-Anteils mit 15 % angesetzt werden muß. Für Monte-Carlo-Rechnungen wird ein Mittelwert so angenommen, daß 16 % aller im Primärvertex erzeugten Teilchen Kaonen sind, alle anderen Teilchen werden als Pionen gewählt.

Vergleichsrechnungen zeigten jedoch, daß die Berücksichtigung dieses K-Anteils für die Ereignisakzeptanz nur einen Effekt, der geringer als 1 % ist, bringt.

Die Anteile der verschiedenen Multiplizitäten geladener und neutraler Teilchen werden in erster Näherung so gewählt, wie sie nach den bekannten Theorien erwartet werden, können dann aber in iterativen Schritten aus anderen mit PLUTO erhaltenen Messungen variiert werden. Die Iteration wird dabei stark gedämpft, da sie bei der großen Anzahl der freien Parameter in unphysikalische Bereiche führen kann.

In den Modellrechnungen werden Effekte wie Baryonproduktion und Resonanzproduktion nicht berücksichtigt. Ebenfalls unberücksichtigt bleiben für die Korrekturen des totalen Wirkungsquerschnitts die semileptonischen Zerfälle, also generell die Produktion von Neutrinos.

## 9.2 Verluste durch Untergrundsubtraktion

Die Monte-Carlo-erzeugten Magnetbänder, die bis auf einige Parameter formatidentisch mit den Bändern der Experimentierdaten sind, können in die normale PLUTO-Auswertkette eingekoppelt werden, so daß die simulierten Ereignisse in den weiteren Stufen der Verarbeitung wie echte Ereignisse behandelt werden, daß insbesondere die identischen Auswahlkriterien angelegt werden.

In der Tabelle 9.2.1 ist für eine Grundgesamtheit von 8319 Monte-Carlo-erzeugten Ereignissen, die bei einer Schwerpunktsenergie von 4,0 GeV mit einer mittleren Multiplizität von 5,2 geladenen Teilchen im Ereignis

hergestellt wurden, angegeben, wie sich die einzelnen Kriterien auswirken; die entsprechenden Daten für gemessene Ereignisse findet man in der Tabelle 7.3.3 .

Ereignisse, die den Minimal Kriterien entsprechen (inkl. Triggerverluste)		97,9 %
Anzahl der verbleibenden Ereignisse		8144
2-Spur-Ereignisse mit $\Delta\varphi > 165^\circ$		154
		7990
WPP-Schnitte	$R_{\min} > 15 \text{ mm}$ $z_0 > 80 \text{ mm}$ (Spurdefinition)	39
$p_T < 150 \text{ MeV}/c$		27
		7924
Anzahl geladener Spuren ( $n_{ch} = 2$ )		40
$n_{ch} = 2$ und $\Delta\varphi > 150^\circ$		258
		7626
$n_{ch} = 3$ und ein $\Delta\varphi > 150^\circ$		204
		7422
Gesehene Energie $> 4 \cdot$ Strahlenergie		2
akzeptierte Ereignisse		7420

Tabelle 9.2.1 Auswirkungen der Untergrundsubtraktionen auf hadronische Monte-Carlo-Ereignisse

Von den simulierten Ereignissen haben 99 % den Trigger passiert, von denen 89 % alle weiteren Schnitte erfüllen. Die Auswahlkette, die für experimentelle Ereignisse vom Strobe bis zur Untergrundsubtraktion einen Unterdrückungsfaktor von  $2 \cdot 10^5$  hat, führt bei guten Ereignissen zu einem Unterdrückungsfaktor von 1,1 bis 1,2 und stellt somit ein sehr geeignetes Mittel für empfindliche Messungen des totalen hadronischen Wirkungsquerschnittes dar.

### 9.3 Akzeptanzmatrix

Bei der gekoppelten Untersuchung mehrerer Endzustände, wie sie bei der Bestimmung des totalen hadronischen Wirkungsquerschnittes zu berücksichtigen sind, gibt es neben dem Wirkungsgrad, einen Endzustand als solchen zu identifizieren, eine Wahrscheinlichkeit, daß eine Vermischung der verschiedenen Endzustände auftritt. Damit gelangt man zu einer Akzeptanzmatrix, die die Akzeptanzen des Detektors für die einzelnen Ereignisklassen, die sich in diesem Fall in der Anzahl der Spuren geladener Teilchen unterscheiden, und ihre Korrelationen angeben.

Für den Fall, daß  $i = 1, \dots, N$  topologische Kanäle untersucht werden sollen, die experimentell in  $j = 1, \dots, M$  unterschiedlichen Ereignisklassen auftreten, existiert eine Matrix  $O$  mit

$$S = O \cdot T$$

Dabei sind  $S$  und  $T$  Vektoren der Dimensionen  $M$  bzw.  $N$  und  $O$  eine  $(M \times N)$ -Matrix. Die  $T_i$  beschreiben die Anzahl der Ereignisse im physikalischen Kanal  $i$  und die  $S_j$  die Zahlen identifizierter Ereignisse der Klasse  $j$ .

Die Matrix  $O$  ist das Ergebnis der Monte-Carlo-Rechnungen, die man erhält, indem man  $T_i$  Ereignisse des Endzustandes  $i$  erzeugt und durch die Auswertkette laufen läßt, so daß man schließlich abzählen kann, wie viele Ereignisse in der Klasse  $j$  identifiziert wurden.

Bei der Korrektur für den totalen Wirkungsquerschnitt unterscheiden sich die zu betrachtenden Endzustände in der Anzahl der Spuren geladener Teilchen. Es ist nicht erlaubt, alle Ereignisse zusammenzufassen und einen globalen Ereigniswirkungsgrad zu ermitteln, da die verschiedenen Multiplizitäten, deren Verteilung eine Meßgröße darstellt, verschiedene Akzeptanzen haben; insbesondere beeinflußt ein variierender Anteil an 2-Spur-Ereignissen, deren Akzeptanz signifikant niedriger ist als die anderer Ereignisse, die gesamte Ereignisakzeptanz erheblich.

Die generierten Endzustände  $i$  sind Zustände mit  $2 \cdot i$  geladenen Pionen. Da eine Erkennung der Photonen nur in sehr beschränktem Maße möglich ist, besteht jeder Endzustand mit  $2 \cdot i$  geladenen Teilchen aus einem Gemisch von Endzuständen mit 1 ungeladenen Pionen, wobei 1 in erster Näherung poissonverteilt mit dem Mittelwert  $\langle l \rangle = i$  gewählt wurde. Für genauere Untersuchungen werden diese Parameter nachträglich variiert.

Die  $M$  Klassen gesehener Ereigniskanäle sind definiert durch die Anzahl gesehener Spuren von geladenen Teilchen und die Ladungsbalance bzw. den positiven oder negativen Ladungsüberschuß, wobei Ereignisse mit mehr als 4 Spuren geladener Teilchen in einer Klasse zusammengefaßt werden.

Damit gibt es die folgenden 11 Klassen:

Spurzahl	Balance	Spurzahl	Balance
2	+	4	+
2	0	4	0
2	-	4	-
3	+	≠ 5	+
3	-	≠ 5	0
		≠ 5	-

Tabelle 9.3.1 Ereignisklassen

Mit diesen Unterteilungen ist die Zahl der unterscheidbaren Ereignisklassen größer als die der tatsächlich erzeugten Endzustände, da in ihnen die Ladungsbalance immer erhalten ist. Damit ergibt sich die Schwierigkeit, daß die Gleichung

$$S = O \cdot T$$

nicht durch Inversion von  $O$  nach  $T$  aufgelöst werden kann.

Da diese direkte Lösung des Problems nicht möglich ist, muß man zu einem Fitverfahren greifen. Bei diesem Verfahren wählt man einen Vektor  $T^*$  und bestimmt daraus durch Anwendung der Matrix  $O$  einen Vektor  $S^*$ , der mit dem Vektor  $S$  der Meßgrößen verglichen wird. Die Komponenten  $T^*$  werden nun so variiert, daß die Zahl

$$\sum_{i=1, N} \frac{(s_i^* - s_i)^2}{s_i^{*2}}$$

zu einem Minimum wird, benutzt also die Methode der kleinsten quadratischen Abweichungen, die unter der Annahme, daß die Fehler der  $s_i$  normalverteilt sind, eine optimale Lösung des überbestimmten Gleichungssystems liefert.

#### 9.4 Akzeptanzen des PLUTO-Detektors

In Tabelle 9.4.1 sind für einige typische Parametersätze die aus den Monte-Carlo-Rechnungen gewonnenen Akzeptanzmatrizen angegeben. Sie beinhalten somit die geometrische Akzeptanz des Detektors, die Einflüsse des Triggers und der zur Untergrundsubtraktion eingeführten Schnitte sowie Mißidentifikationen in der Spurerkennung.

N

I	2	3	4	5	Summe
2	35,7	4,9	0,9	0,1	41,6
4	9,8	28,1	44,8	4,1	86,8
6	1,5	9,6	25,3	59,3	95,8
8	0,5	2,6	9,3	84,9	97,3
10	0,0	2,2	1,5	93,5	97,2

A Schwerpunktsenergie = 3,09 GeV (IPR)

I	2	3	4	5	Summe
2	37,7	5,2	0,8	0,0	43,6
4	9,0	29,5	43,2	5,5	87,2
6	1,4	7,2	25,5	63,6	97,7
8	0,1	1,6	8,0	87,7	97,4
10	0,1	0,2	6,8	88,0	95,1

B Schwerpunktsenergie = 3,6 GeV (IPR)

I	2	3	4	5	Summe
2	36,9	4,7	1,1	0,2	42,9
4	8,4	29,3	44,3	5,1	87,2
6	1,0	5,1	24,2	67,7	98,1
8	0,0	1,9	10,0	86,1	98,0
10	0,0	0,0	7,8	85,9	93,7

C Schwerpunktsenergie = 4,0 GeV (IPR)

I	2	3	4	5	Summe
2	36,6	5,0	1,1	0,2	42,9
4	6,4	29,9	46,6	5,7	88,5
6	1,5	6,9	20,7	67,7	96,8
8	0,2	1,1	10,5	85,5	97,3
10	0,0	1,6	0,7	92,1	94,4

D Schwerpunktsenergie = 4,4 GeV (IPR)

Tabelle 9.4.1

PLUTO-Akzeptanzen

(Erklärungen siehe nächste Seite)

		N				
I	2	3	4	5	Summe	
2	28,7	4,6	4,2	0,4	37,9	
4	10,1	25,1	39,7	7,9	82,9	
6	1,5	8,0	23,4	63,8	96,6	
8	0,5	0,6	8,5	88,8	98,5	
10	0,0	0,0	3,0	95,7	98,7	

F		Schwerpunktsenergie = 4,4 GeV (Jet)				
I	2	3	4	5	Summe	
2	40,4	4,0	1,1	0,2	46,5	
4	7,9	29,6	44,8	4,9	87,2	
6	1,5	4,6	21,7	69,0	96,5	
8	0,1	1,5	3,2	88,9	93,8	
10	0,0	1,9	0,6	88,7	91,1	

F		Schwerpunktsenergie = 4,8 GeV (IPR)				
I	2	3	4	5	Summe	
2	26,1	5,1	4,1	0,8	36,2	
4	0,6	25,8	38,0	11,1	84,5	
6	1,1	7,6	21,7	67,0	97,4	
8	0,0	1,2	8,8	88,7	98,8	
10	0,0	0,0	2,2	94,9	97,1	

G Schwerpunktsenergie = 5,0 GeV (Jet)

Tabelle 9.4.1 PIJTO-Akzeptanzen

Die Spalten N = 2, 3, 4 und 5 enthalten das über die neutrale Multiplizität gemittelte Ansprechvermögen in %, Ereignisse mit I geladenen Teilchen als Ereignisse mit N geladenen Teilchen zu identifizieren; die rechte Spalte gibt das Ereignisansprechvermögen in % an.

Aus diesen Zahlen läßt sich eine Reihe von Schlüssen über die Funktionsweise des Detektors ziehen:

- 1) Die Akzeptanzen sind stark von der Signatur der Ereignisse abhängig, sie variieren bei gleichem physikalischem Modell zwischen Ereignissen mit zwei und mehr als zwei geladenen Spuren um einen Faktor 2.
- 2) Die Akzeptanzen sind im gemessenen Bereich der Schwerpunktsenergie bei festgehaltener Multiplizität nur schwach energieabhängig. Sobald der mittlere Teilchenimpuls über der Impulsschwelle des Triggers liegt, tritt demzufolge nur eine geringe Änderung des Ansprechvermögens auf.
- 3) Beim Übergang vom Phasenraum- zum Jetmodell tritt eine Verringerung besonders der 2-Spur-Akzeptanzen auf. Dieser Effekt ist zurückzuführen auf die erhöhte Konzentration der Spuren in Strahlrichtung und damit in vom Ortsdetektor nicht erfaßte Raumwinkelbereiche.
- 4) Die Akzeptanzmatrizen haben ihre größten Werte auf der Hauptdiagonalen, so daß zwischen Ereignissen mit 2, 4 und 6 Spuren geladener Teilchen unterschieden werden kann.

Unter der, wie die Messungen zeigen werden, realistischen Annahme, daß das Verhältnis der Ereignisse mit 2, 4 und mehr als 4 geladenen Spuren sich wie 4 : 4 : 2 verhält, ergeben sich aus den Akzeptanzmatrizen die folgenden mittleren Wirkungsgrade:

Energie (GeV)	IPR	Jet
4,4	72 %	68 %
5,0	73 %	68 %

Tabelle 9.4.1

Akzeptanzen für verschiedene physikalische Modelle

IPR invarianter Phasenraum

Jet Jetmodell

statistischer Fehler: 1%



Die Daten zeigen, daß bei extrem verschiedenen physikalischen Modellen, wie sie das IPR- und das Jetmodell darstellen, die Abweichungen der Korrekturen 7 % betragen.

Um auch bei nicht explizit gerechneten Schwerpunktsenergien einen Wert für die Akzeptanz zu erhalten, wurden an die berechneten Einzelakzeptanzen bei den verschiedenen Energien Polynome angepaßt. Dabei erwies sich im betrachteten Energiebereich ein linearer Zusammenhang zwischen der Akzeptanz und der Schwerpunktsenergie als ausreichend. Die Ergebnisse dieser Rechnung zeigt die Abbildung 9.4.1, in ihr sind die Akzeptanzen für Ereignisse mit zwei und mehr als zwei Spuren geladener Teilchen sowie die totale Ereignisakzeptanz gegen die Schwerpunktsenergie aufgetragen, wobei ein Mittelwert 3,8 für die Multiplizität geladener Teilchen und 2 für ungeladene Teilchen mit einer Poissonverteilung der Multiplizitäten angenommen wurde.

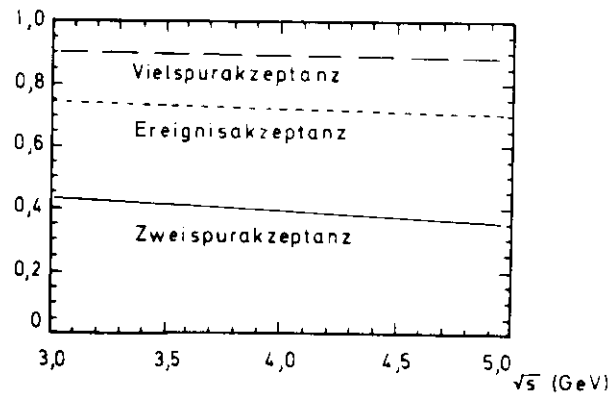


Abb. 9.4.1 Akzeptanz als Funktion der Energie

Die Abbildung 9.4.2 gibt Aufschluß über die Abhängigkeit der Akzeptanz von der Multiplizitätsverteilung geladener und ungeladener Teilchen. Die Diagramme zeigen, daß sich bei einer Veränderung der mittleren Multiplizität der neutralen Teilchen von 2 auf 4 die Ereignisakzeptanz bei festgehaltener Multiplizität der geladenen Teilchen von 74 % auf 79 % erhöht, während sie bei gleichzeitiger Variation der Multiplizität geladener Teilchen von 4 auf 8 von 75 % auf 91 % ansteigt und für kleinere Multiplizitäten sehr steil abfällt.

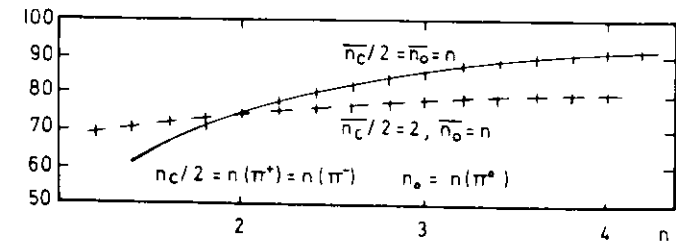


Abb. 9.4.2 Ereignisakzeptanz als Funktion der mittleren Teilchenmultiplizität bei  $\sqrt{s} = 4,4$  GeV (Jetmodell)  
 $n(\pi^\pm)$  = Anzahl der positiven bzw. negativen Pionen  
 $n(\pi^0)$  = Anzahl der neutralen Pionen

## Strahlungskorrektur

Die wechselwirkenden Elektronen und Positronen erzeugen außer dem virtuellen Photon (Abb. 10.0.1), das an den beobachteten Endzustand koppelt, weitere virtuelle und reelle Photonen, die Strahlungskorrekturen erforderlich machen. Die Graphen der Prozesse, die Beiträge in niedrigster Ordnung von  $\alpha$  liefern, sind in der Abbildung 10.0.2 dargestellt.

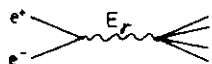


Abb. 10.0.1 Wechselwirkung ohne Abstrahlung

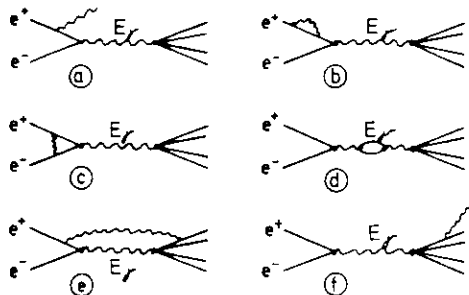


Abb. 10.0.2 Wechselwirkung mit Abstrahlung

Das erste Diagramm in Abb. 10.0.2 beschreibt die Emission eines reellen Photons, sein Anteil ist von der Größenordnung  $\alpha^3$ . Die anderen Terme (b-e) sind von höherer Ordnung von  $\alpha^4$ . Sie interferieren aber mit dem Prozeß der Abb. 10.0.1 und erzeugen so einen Term, dessen Anteil von der Größenordnung  $\alpha^3$  ist.

Die Abstrahlung eines Photons im Anfangszustand führt zu einer Energieverminderung des ausgetauschten virtuellen Photons, so daß die Energie, die im rechten Vertax zur Verfügung steht, kleiner als die Summe der Energien des Elektrons und Positrons ohne Vorhandensein der Abstrahlung ist. Da die Graphen (b) bis (e) nur durch Interferenz mit dem Graphen der Abb. 10.0.1 einen Beitrag von der Größenordnung  $\alpha^3$  liefern, bei dem das

virtuelle Photon stets die volle Schwerpunktsenergie erhält, kann durch diese Beiträge keine Verminderung der Energie  $E_\gamma$  auftreten, so daß nur der Graph (a) zu berücksichtigen ist. Die Abstrahlung im Endzustand (f) führt zu keiner Veränderung des integralen Wirkungsquerschnittes und kann somit bei den Bestimmungen differentieller Wirkungsquerschnitte ebenfalls vernachlässigt werden.

Allgemein ist der Wirkungsquerschnitt einer Reaktion  $e^+e^- \rightarrow X$  eine Funktion der Energie  $E_\gamma$  des ausgetauschten Photons. Diese berechnet sich ohne Berücksichtigung der Strahlungskorrekturen bei Speicherringen einfach aus

$$E_\gamma = E_{e^+} + E_{e^-} = W = \sqrt{s}$$

mit  $E_{e^+} = E_{e^-} = E_c$  ,

so daß gilt

$$W = 2 \cdot E_c$$

Berücksichtigt man die Abstrahlung von Photonen der Energie  $k$  im Anfangszustand, so folgt

$$E_\gamma = E_{e^+} + E_{e^-} - k \leq W$$

Für den Fall der Abstrahlung eines reellen Photons sei die Energieverteilung der Photonen durch  $h(k)$  gegeben.

Der gemessene Wirkungsquerschnitt ist somit nicht mehr  $\sigma_0(W)$ , sondern ergibt sich aus

$$\sigma(W) = \int_0^E h(k) \cdot \sigma_0(W-k) \cdot dk / \int_0^E h(k) \cdot dk$$

Ein besonderes Problem stellt die Verteilung  $h(k)$  dar, die sich nahezu wie  $1/k$  verhält, so daß unendlich viele Photonen mit beliebig kleiner Energie abgestrahlt werden.

Die Aufhebung dieser Divergenz durch die Berücksichtigung der Terme in allen Ordnungen von  $\alpha$  ist in einer Reihe von theoretischen Artikeln beschrieben worden //10.1, 10.2, 10.3//, eine Zusammenstellung der Formeln, die sich zur direkten Anwendung eignen, findet man bei //10.4, 10.5//.

10.1 Monitorstrahlungskorrekturen

Die Abstrahlung von Photonen im Anfangszustand erfolgt mit nennenswerter Wahrscheinlichkeit nur unter kleinen Winkeln gegen die Strahlachse. Da das  $e^+e^-$ -System dann einen Impuls entlang der Achse besitzt, sind die vom Monitor abgedeckten Raumwinkel im  $e^+e^-$ -Schwerpunktsystem nicht mehr mit den geometrisch ermittelten identisch, für deren Berechnung davon ausgegangen wurde, daß sich das Impulsschwerpunktsystem, projiziert auf eine horizontale Ebene, in Ruhe befindet. Damit erfolgt die Messung der Bhabha-Ereignisse unter einem veränderten Streuwinkel, und wegen der starken Winkelabhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnittes erhält man bei der Integration über die Flächen der Zähler in diesem System einen veränderten integrierten Wirkungsquerschnitt, der zusätzlich durch Abstrahlung im Endzustand beeinflusst wird. Ebenso sind natürlich auch in diesem Falle die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes von der Energie und die sich daraus ergebenden Korrekturen des gemessenen Wirkungsquerschnittes zu berücksichtigen. Bei dem im PLUTO-Monitor gewählten Streuwinkel von 130 mrad gegen die Strahlachse wirken sich diese Effekte so aus, daß man im Mittel eine zu kleine Zählrate mißt. Eine numerische Behandlung dieses Problems wurde von Berends et al. //10.6// und Ripken //10.7// durchgeführt. Ihre Rechnungen ergaben, daß die Korrektur nur schwach mit der Energie variiert, die Werte sind - 5% bei  $E_{cm} = 5,1$  GeV und - 5,3 % bei  $E_{cm} = 5,0$  GeV.

10.2 Strahlungskorrekturen ohne starke Resonanzen

Der Wirkungsquerschnitt einer Reaktion  $e^+e^- \rightarrow X$  unter Berücksichtigung der Abstrahlung von Photonen läßt sich in der folgenden Form angeben //10.4//

$$\sigma(W) = \sigma_0(W) \left[ (1+\varepsilon) + t \int_0^E \frac{dk}{k} \cdot \left( 1 - \frac{k}{E} + \frac{k^2}{2E^2} \right) \cdot \frac{\sigma_0(\sqrt{W^2 - 2Wk})}{\sigma_0(W)} - 1 \right]$$

## Definitionen

$$\begin{aligned} W &= \text{Schwerpunktsenergie} \\ k &= \text{Energie des emittierten Photons} \\ \sigma_0(W) &= \text{Wirkungsquerschnitt ohne Abstrahlung} \\ \sigma(W) &= \text{Wirkungsquerschnitt mit Abstrahlung} \\ t &= 2\alpha / \pi (\ln(W^2 / m_e^2) - 1) \\ \varepsilon &= 2\alpha / \pi (\pi^2/6 - 17/36) + 13/12 t \end{aligned}$$

Das Integral kann in zwei Anteile aufgespalten werden

$$\sigma(W) = \sigma_0(W) \cdot (1+\varepsilon) + t \int_0^E \frac{dk}{k} \cdot \left[ \sigma_0(\sqrt{W^2 - 2Wk}) - \sigma_0(W) \right] - \frac{t}{E} \int_0^E dk \cdot \left( 1 - \frac{k}{2E} \right) \sigma_0(\sqrt{W^2 - 2Wk})$$

Das erste Integral, dessen Integrand bei  $k = 0$  einen Pol hat, beschreibt die Emission niederenergetischer (weicher) Photonen, während das zweite Integral die hochenergetischen (harten) Photonen erfaßt.

Um die Divergenz des Integrals zu beseitigen, wird ein Faktor

$$\exp(-t \cdot \ln(E/k)) = (k/E)^t$$

eingeführt //10.5//, so daß die vollständige, zur Anwendung kommende Formel lautet

$$\sigma(W) = \sigma_0(W) (1+\varepsilon) + t \int_0^E \frac{dk}{k} \left( \frac{k}{E} \right)^t \cdot \left[ \sigma_0(\sqrt{W^2 - 2Wk}) - \sigma_0(W) \right] - \frac{t}{E} \int_0^E dk \cdot \left( 1 - \frac{k}{2E} \right) \sigma_0(\sqrt{W^2 - 2Wk})$$

Die obere Integrationsgrenze wird so gewählt, daß das Elektron oder Positron seine gesamte Energie abstrahlen kann. Da jedoch der Wert des Integrals für große Werte von  $k$  sehr klein wird, darf diese Grenze größer gewählt werden.

Die Berechnung der Strahlungskorrekturen im nichtresonanten Bereich kann direkt mit der angegebenen Formel erfolgen. Dabei muß jedoch der Wirkungsquerschnitt, wie er ohne Vorhandensein von Strahlungskorrekturen verläuft, bekannt sein. Da dieses von vornherein nicht der Fall ist, wurde die Prozedur in folgenden Schritten durchgeführt.

Zunächst wird ein angenäherter Verlauf für den totalen Wirkungsquerschnitt gewählt, der nur die signifikantesten Strukturen enthält (Abb. 10.2.1-I).

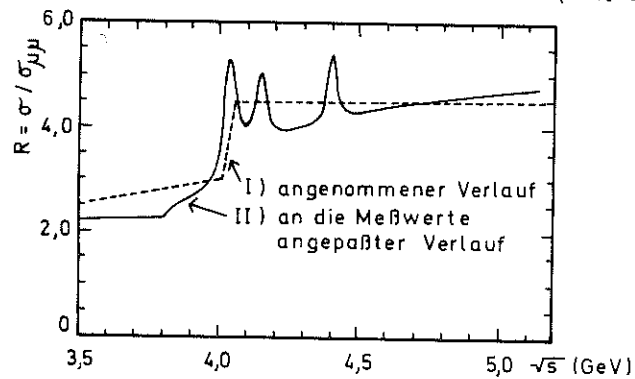


Abb. 10.2.1 Geglätteter Verlauf des totalen Wirkungsquerschnittes

Aus diesen Werten ergibt sich mit der Definition des Korrekturfaktors  $\delta$

$$\delta = \sigma_0(W) / \sigma(W)$$

wobei  $\delta$  bereits die Monitorkorrekturen beinhaltet, der in Abb. 10.2.2-I gezeigte Verlauf. Die Werte zeigen, daß die Korrekturen im strukturfreien Gebiet (15 - 20)% betragen, während sie an der angenommenen Stufe im Wirkungsquerschnitt bei  $E_{cm} = 4$  GeV einen Sprung von 10% aufweisen.

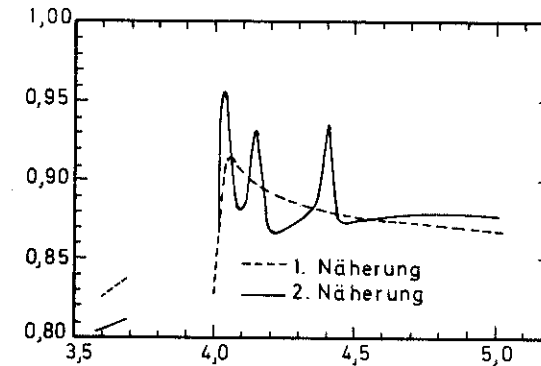


Abb. 10.2.2 Strahlungskorrekturfaktor  $\delta$

Der mit diesem Faktor korrigierte Wirkungsquerschnitt kann als so exakt angenommen werden, daß er als Eingangsgröße für die Berechnung der nächsten Näherung der Strahlungskorrekturen verwendet werden darf. Um nicht von zufälligen Fluktuationen einzelner Meßpunkte abhängig zu werden, wird der gemessene Wirkungsquerschnitt nicht punktweise als Eingangsgröße benutzt, sondern ein geglätteter Verlauf, wie er in der Abb. 10.2.1-II dargestellt ist. Diese Anpassung ist lediglich nach dem Gesichtspunkt gewählt, daß sie die Meßpunkte optimal wiedergibt, eine physikalische Interpretation der Kurve ist daher nicht angebracht.

Mit diesen Werten ergeben sich für die zweite Näherung des Strahlungskorrekturfaktors  $\delta$  die in Abb. 10.2.2-II gezeigten Werte. Diese weichen in den Bereichen des Wirkungsquerschnittes, in denen dieser Strukturen

zeigt, um bis zu 5 % von den Werten der ersten Näherung ab, während in strukturlosen Gebieten eine Übereinstimmung innerhalb 1 % gegeben ist. Die Prozedur wird nach einmaliger Iteration abgebrochen, da der nächste Schritt bereits zu einem Effekt kleiner als 0,1 % führt.

### 10.3 Strahlungskorrekturen im Bereich schmaler Resonanzen

In Energiebereichen, in denen schmale Resonanzen auftreten, führen die Strahlungseffekte zu erheblichen Verfälschungen der Meßergebnisse, so daß für die  $\nu/J$ - und  $\tau'$ -Resonanzen eine gesonderte Behandlung erforderlich ist.

Die Anregungskurve  $\sigma_0(W)$  einer Resonanz der Masse  $M$ , deren Breite schmal gegen das Energieauflösungsvermögen ist, kann in Form einer mathematischen Deltafunktion dargestellt werden.

$$\sigma_0(W) = f \cdot \delta(W-M) \quad .$$

$W$  = Schwerpunktsenergie

Dabei bedeutet  $f$  die Fläche unter der Anregungsfunktion, also

$$\int_0^\infty dW \sigma_0(W) = f \quad .$$

Damit ergibt sich unter Vernachlässigung des Termes, der die Abstrahlung harter Photonen beschreibt, folgender Ausdruck für den strahlungskorrigierten Wirkungsquerschnitt

$$\sigma(W) = f_0 \cdot f \cdot \delta(W-M) + t \int_0^E \frac{dk}{k} \left(\frac{k}{E}\right)^t \cdot f \cdot \delta(W-M-k) \quad .$$

Da der Integrand nur bei  $k = W - M$  einen Beitrag liefert, darf die obere Integrationsgrenze beliebig größer als  $E$  gesetzt werden. In dieser Form kann die Integration ausgeführt werden

$$\sigma(W) = \sigma_0 \cdot f \cdot \delta(W-M) + t \cdot f \cdot \frac{1}{W-M} \cdot \left(\frac{W-M}{E}\right)^t \quad .$$

Betrachten wir zunächst den zweiten Summanden: Für den Fall, daß  $E$  nicht viel größer als  $M/2$  ist, kann die folgende Näherung gemacht werden

$$\left(\frac{W-M}{E}\right)^t = \left(\frac{W-M}{M/2}\right)^t \cdot \left(\frac{M/2}{E}\right)^t \approx \left(\frac{W-M}{M/2}\right)^t \quad .$$

$$(c = 1)$$

Der dabei gemachte Fehler ist bei  $E = M$  gleich 5 %. Damit ergibt die Integration des zweiten Summanden über  $W$

$$t \cdot f \int_M^{2M} \frac{\left(\frac{W-M}{M/2}\right)^{t-1}}{\left(\frac{M/2}{E}\right)^t} dW = 2^t \cdot f = 1,05 \cdot f$$

Berücksichtigt man, daß die Näherung bereits einen Fehler von 5 % beinhaltet, so liefert die Integration mit einer Genauigkeit von 1 % den Wert  $f$ , so daß der erste Summand vernachlässigt werden kann. In //10.5// ist als Begründung für das Verschwinden dieses Termes die Einführung des Faktors  $(k/E)$  angegeben.

In den folgenden Betrachtungen wird daher nur der zweite Summand berücksichtigt.

Da die Anregungsfunktion schmal gegen die Energieauflösung ist, darf deren Einfluß nicht vernachlässigt werden. Um eine rechnerische Behandlung dieses Problems durchzuführen, muß zunächst eine Verteilungsfunktion für die Energieauflösung angenommen werden; dabei erscheint eine Normalverteilung, deren Breite ein freier Parameter ist, als eine geeignete Funktion. Die Energieauflösung ist somit gegeben durch

$$G(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_R} \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma_R^2}\right) \quad ,$$

wobei  $\sigma_R$  die Breite der Verteilung ist.

Damit wird die auf Abstrahlung korrigierte und mit der Energieauflösung gefaltete Anregungsfunktion der Resonanz beschrieben durch

$$\tilde{\sigma}(W) = t \cdot f \int_0^{\infty} \frac{dk}{k} \left(\frac{k}{E}\right)^t \cdot G(W-M-k)$$

Da der numerische Wert von  $t$  klein gegen 1 ist, (für  $W = 3,1\text{GeV}$  ist  $t = 0,076$ ) kann auch hier die Näherung

$$(k/E)^t = (2k/M)^t$$

gemacht werden, so daß die endgültige Form der Anregungsfunktion einer schmalen Resonanz der Masse  $M$  durch den Ausdruck

$$\tilde{\sigma}(W) = t \cdot f \int_0^{\infty} \frac{dk}{k} \left(\frac{2k}{M}\right)^t \cdot G(W-M-k)$$

mit

$$G(x) = \frac{1}{\sqrt{2 \cdot \pi \cdot \sigma_R^2}} \exp\left(-\frac{x^2}{2 \cdot \sigma_R^2}\right)$$

gegeben ist.

## Meßergebnisse

Die Ergebnisse der Monte-Carlo-Studien zeigen, daß der Detektor PLUTO die folgenden Eigenschaften hat, die eine genaue Bestimmung der Parameter inklusiver Ereignisse in der Elektron-Positron-Annihilation ermöglichen:

- a) Das Ansprechvermögen auf hadronische Ereignisse beträgt 75% - 80%, ist dabei aber etwas modellabhängig.
- b) Die Untergrundquellen können ereignisweise um einen Faktor  $10^5$  unterdrückt werden, so daß das Verhältnis Signal zu Untergrund 4:1 beträgt.
- c) Photonen haben bei im Mittel 4 geladenen Teilchen im Ereignis einen geringen Einfluß auf das Ansprechvermögen des Detektors (kleiner als 5%).
- d) Das Impulsaufhebungsvermögen erlaubt mit 10% bei 1 GeV/c eine Messung der inklusiven Impulsverteilungen.

Die Modellrechnungen ergeben jedoch ebenfalls, daß die Detektorakzeptanz für verschiedene physikalische Modelle der Ereignisgenerierung verschieden ist, so daß vor einer genauen Korrektur der Wirkungsquerschnitte zu entscheiden ist, nach welchem Modell die untersuchten Ereignisse erzeugt werden. Im folgenden Kapitel wird daher zunächst anhand einiger inklusiver Größen eine Bestimmung des zugrunde zu legenden Modells durchgeführt, für das dann die für die Akzeptanzbestimmung wichtigen Parameter berechnet werden.

### Inklusive Verteilungen

Die Produktion der Teilchen in Elektron-Positron-Wechselwirkungen mit hadronischem Endzustand kann nach zwei Modellen, die oben beschrieben wurden, bzw. einer Mischung beider Modelle ablaufen; bei diesen Modellen

handelt es sich um das Jetmodell und das Phasenraummodell. Bei beiden wird weiterhin davon ausgegangen, daß überwiegend Pionen mit einem Anteil von 15% Kaonen erzeugt werden, wobei zwei weitere freie Parameter auftauchen, die die Multiplizitätsverteilungen und das Verhältnis der neutralen zu geladenen Teilchen beschreiben. Das Jetmodell beinhaltet als weitere Parameter die Begrenzung des Transversalimpulses sowie die Verteilung der Jetachsen.

Folgende drei Meßgrößen ermöglichen prinzipiell eine experimentelle Bestimmung dieser physikalischen Parameter:

- a) das inklusive hadronische Spektrum;
- b) die Energie, die von geladenen Teilchen getragen wird;
- c) die Winkelverteilung der erzeugten Teilchen.

Die experimentelle Bestimmung dieser Größen allein ermöglicht jedoch noch keine Bestimmung der gesuchten Parameter, da zunächst unbekannt ist, wie sensitiv die Meßgrößen auf unterschiedliche Wahl der Parameter reagieren, bzw. ob verschiedene Modelle überhaupt experimentell differenziert werden können.

Die Bestimmung der Parameter ist daher nur möglich, wenn man die Ergebnisse der mit verschiedenen Parametern ausgeführten Simulationsrechnungen mit den entsprechenden Meßergebnissen vergleicht.

#### 11.1.1 Das inklusive hadronische Spektrum

Als inklusives hadronisches Spektrum wird die Verteilung  $s \cdot d\sigma/dx_p$  bezeichnet, wobei  $x_p = 2 \cdot p/\sqrt{s}$  die Bjorken'sche Skalenvariable ist. Für die Bestimmung dieses Spektrums ist eine sehr gute Unterdrückung der nicht hadronischen Ereignisse, speziell der Bhabha-Streueignisse erforderlich. Während diese Klasse von Ereignissen stets Teilchen mit hohem Impuls

( $x_p \approx 1$ ) enthält, erwartet man, daß das Impulsspektrum für hadronische Ereignisse im Bereich der  $x_p$ -Werte größer als 0,9 nur noch ca. 1% aller Spuren beinhaltet. Die differentiellen Wirkungsquerschnitte  $d\sigma/d\cos(\Theta)$  sind im Bereich großer Streuwinkel  $\Theta$  für beide Prozesse von der gleichen Größenordnung, so daß die Unterdrückung der Bhabha-Ereignisse um einen Faktor 1000 gerade ausreicht, um das inklusive Spektrum im Bereich großer Streuwinkel für  $x_p < 0,9$  bis auf einen Anteil kleiner als 10% frei von Bhabha-Ereignissen zu machen. Eine solche Unterdrückung wurde bei den bisher angewendeten Filterkriterien nicht erreicht, so daß für diese Untersuchungen zusätzlich die folgenden Schnitte angelegt wurden:

- a) für Zweispurereignisse ist der Öffnungswinkel in der  $rq$ -Projektion zwischen den beiden Spuren größer als  $30^\circ$ ;
- b) es werden nur solche Spuren betrachtet, die auf den äußeren Bleiring zeigen;
- c) wenn eine Spur einen Impuls von mehr als 200 MeV/c transversal zur Strahlachse hat, dürfen im Bereich dieser Spur in den Kammern 15 und 16 nicht mehr als 10 Drähte ansprechen, andernfalls wird das gesamte Ereignis verworfen.

Wegen des Akollinearitätsschnittes ( $\Delta\varphi > 30^\circ$ ) gelangen nur Bhabha-Ereignisse mit Abstrahlung von Photonen in die betrachtete Ereignismenge, deren Wirkungsquerschnitt gegenüber dem der reinen Bhabha-Ereignisse um eine Größenordnung von  $\alpha$  unterdrückt ist. Zur Erkennung der verbleibenden Ereignisse dient die Bedingung (c). Elektronen oder Positronen bilden in den Bleikonvertern mit einer Wahrscheinlichkeit von ca. 20% elektromagnetische Schauer. Ist die Energie der einen Schauer auslösenden Teilchen groß genug ( $> 300$  MeV/c), so werden die Kaskaden in den Konvertern nicht absorbiert, so daß die Kammern hinter den Bleischichten von vielen Teilchen durchdrungen werden und im Bereich des Schauers eine Reihe von Drähten angesprochen werden. Eine typische Häufigkeitsverteilung der Anzahl angesprochener Drähte zeigt die Abb. 11.1.1; der lange Ausläufer der Verteilung stammt von elektromagnetischen Kaskaden, während die Überhöhung um  $n=6$  durch Hadronen erzeugt wird.

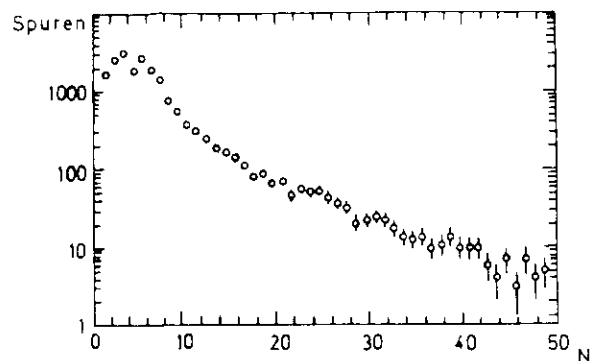


Abb. 11.1.1 Anzahl  $N$  der im Bereich einer Spur  
gesetzten Drähte in den Kammern 15 & 16

Da die Ereignisse mit einem Elektron und Positron im Endzustand zwei aufschauende Teilchen enthalten, von denen jedes, sobald es in Richtung der äußersten Kammern fliegt, mit einer Wahrscheinlichkeit von nur 20 % nicht erkannt wird, beträgt die Gesamtwahrscheinlichkeit, Bhabha-Ereignisse nicht zu erkennen, weniger als 0,1%, so daß die geforderte Unterdrückung erreicht wird.

Prozesse höherer Ordnung wie  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$  liefern bei den angewendeten Kriterien (Nicht-Kollinearität zweier Spuren) so geringe Raten, daß ihr Beitrag vernachlässigt werden kann.

Eine weitere Untergrundquelle bilden die Strahl-Gas-Ereignisse, deren Beitrag jedoch durch das beschriebene Seitenbandverfahren korrigiert werden kann.

Mit diesen zusätzlichen Auswahlkriterien ergeben sich die in Abb. 11.1.2 dargestellten Verteilungen.

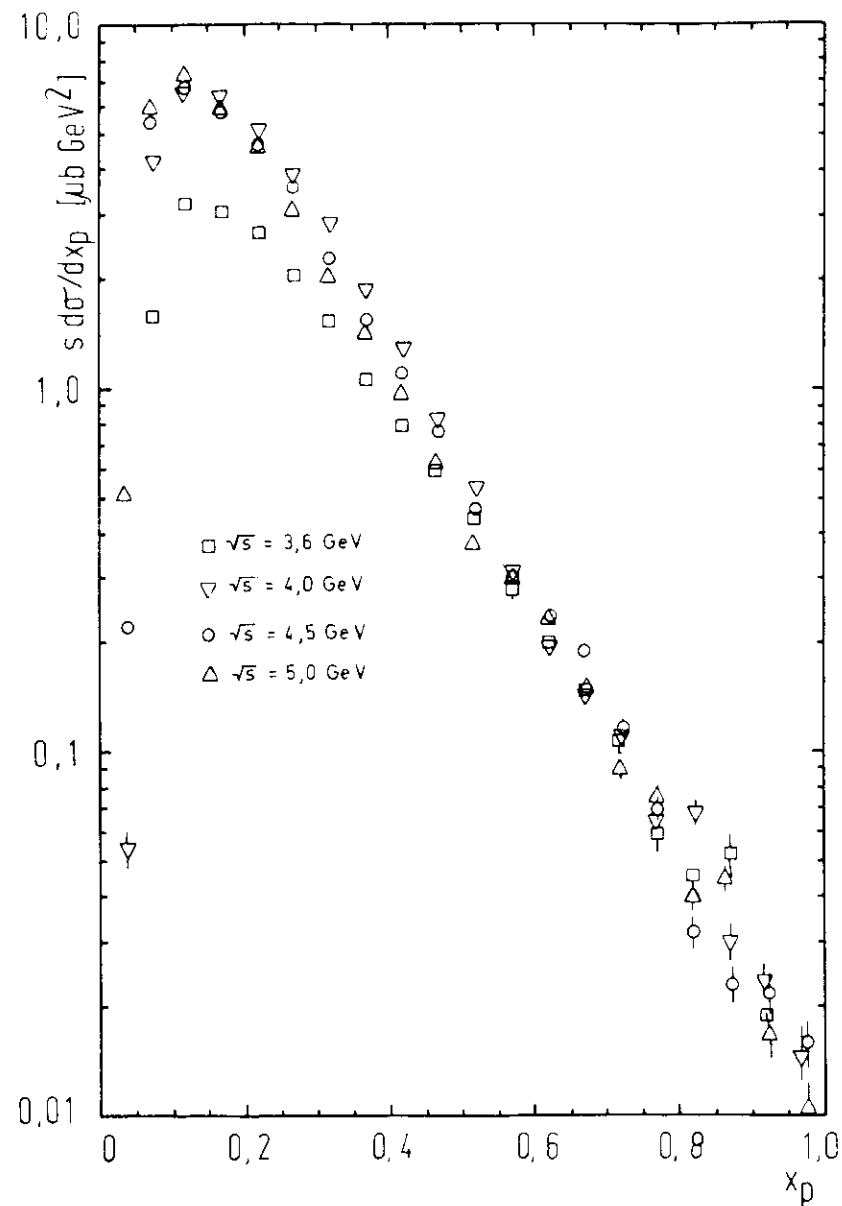


Abb. 11.1.2 Inklusive hadronische Spektren  
 $x_p = 2p/\sqrt{s}$



In diesen sowie in den folgenden Untersuchungen ist der Meßbereich von 3,6 GeV bis 5,0 GeV Schwerpunktsenergie in vier Bereiche unterteilt

Bezeichnung	Energieintervall	Luminosität
3,6 GeV	3,60 - 3,66 GeV	341 nb <sup>-1</sup>
4,0 GeV	4,03 GeV	741 nb <sup>-1</sup>
4,5 GeV	4,1 - 4,8 GeV	974 nb <sup>-1</sup> *
5,0 GeV	4,8 - 5,2 GeV	1058 nb <sup>-1</sup>

Tab. 11.1.1 Einteilung der Energieintervalle

\*) davon 430 nb<sup>-1</sup> bei 4,4 GeV und  
200 nb<sup>-1</sup> bei 4,6 GeV; das gewichtete  
Mittel liegt bei 4,52 GeV

Die Verteilungen wurden auf Akzeptanzen korrigiert, wobei die Annahme einer isotropen Winkelverteilung gemacht wird, die jedoch sehr schwach in diesen Korrekturfaktor eingeht.

Die Spektren zeigen im Bereich der Schwerpunktsenergie von 4,0 GeV bis 5,0 GeV ein nahezu energieunabhängiges Verhalten für  $x_p > 0,2$ , bestätigen somit die Skaleninvarianz, während das Spektrum bei 3,6 GeV Schwerpunktsenergie einen systematisch anderen Verlauf hat. Versucht man, die Verteilungen im Bereich  $0,2 < x_p < 0,95$  durch eine exponentiellen Verlauf  $\exp(-A \cdot x_p)$  zu beschreiben, so ergeben sich die in Tabelle 11.1.2 angegebenen Werte für den Koeffizienten A

E (GeV)	A
3,6	6,43 ± 0,07
4,0	7,68 ± 0,04
4,5	7,64 ± 0,04
5,0	7,76 ± 0,04

Tab. 11.1.2 Exponentieller Abfall  
der inklusiven Spektren

Für das Spektrum bei 4,5 GeV Schwerpunktsenergie sind die entsprechenden aus den verschiedenen Modellen durch Monte-Carlo-Rechnungen erhaltenen Vergleichsverteilungen in Abb. 11.1.3 und 11.1.4 dargestellt; mit eingezeichnet ist jeweils das bei 4,5 GeV gemessene Spektrum. Für die Simulationsrechnungen wurde das Phasenraummodell (Abb. 11.1.3 a, b) sowie das Jetmodell mit einer Transversalimpulsbegrenzung von 350 MeV/c (Abb. 11.1.3 c, d) verwendet. Für beide Modelle wurden Simulationen mit dem Verhältnis der neutralen zu geladenen Pionen ( $n^0/n^c$ ) wie 1 : 2 (a, c) und 1 : 1 (b, d) durchgeführt. Der Vergleich zeigt, daß das Phasenraummodell die gemessenen Verteilungen sehr schlecht reproduziert, während das Jetmodell mit 50% ungeladener Pionen zu gut mit den Messungen übereinstimmenden Verteilungen führt.

Die inklusiven hadronischen Spektren für das Jetmodell mit  $n^0 : n^c = 1 : 1$  mit Transversalimpulsbeschränkungen von 350 MeV/c, 450 MeV/c und 550 MeV/c zeigt die Abbildung 11.1.4. Die daraus erzielten Spektren zeigen keine signifikanten Unterschiede, so daß aus dieser Meßgröße kein genauere Aufschluß über die Stärke der Transversalimpulsbeschränkung gefunden werden kann.

#### 11.1.2 Die Energieverteilung geladener Teilchen

Die hadronischen Spektren zeigten, daß sowohl die Begrenzung des Transversalimpulses als auch das Verhältnis geladener zu neutralen Teilchen Einflüsse auf die Spektren haben, so daß aus ihnen nicht zugleich beide Parameter eindeutig bestimmt werden können. Zusätzliche Information zu dieser Fragestellung liefert die Verteilung des Anteils an Energie, den geladene im Detektor registrierte Teilchen tragen. Nimmt man an, daß alle Teilchen die Einheitsladung tragen, so ist der Teilchenimpuls bis auf die Meßgenauigkeit bekannt; unbekannt aber ist die Teilchenmasse, da eine Teilchenidentifikation allgemein nicht möglich ist. Über die Teilchenmasse muß somit eine Annahme gemacht werden; da die meisten im Endzustand erzeugten Teilchen Pionen sind, wird allen Teilchen die Pionmasse (140 MeV/c<sup>2</sup>) zugeordnet.

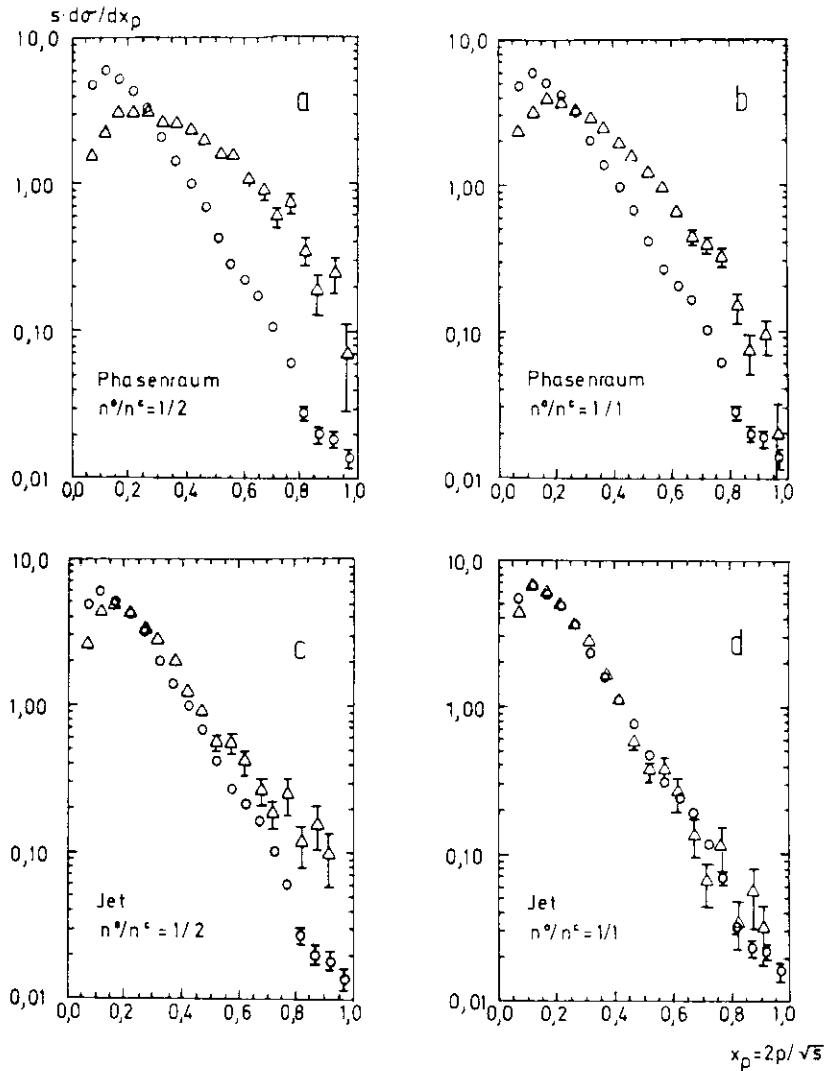


Abb. 11.1.3 Inklusive hadronische Spektren für verschiedene Modelle der Ereigniserzeugung bei  $\sqrt{s} = 4,5$  GeV

- △ Monte Carlo Ergebnisse
- Meßergebnisse

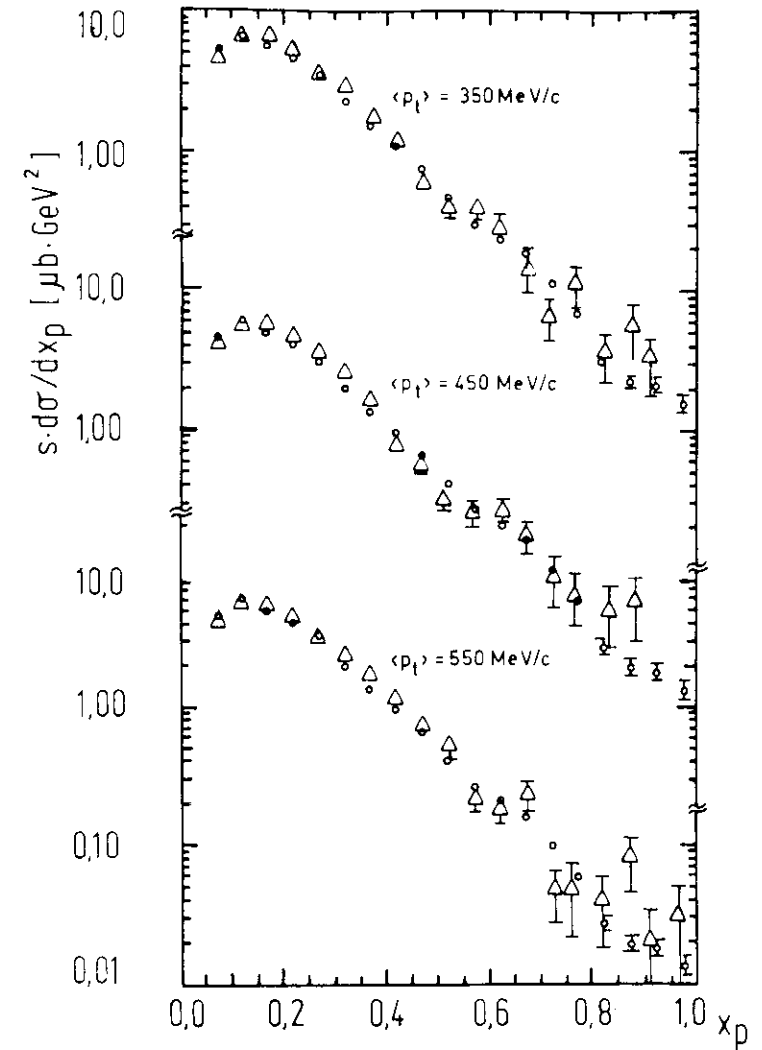


Abb. 11.1.4 Inklusives hadronisches Spektrum  $s \cdot d\sigma/dx_p$  bei  $\sqrt{s} = 4,5$  GeV [ $x_p = 2p/\sqrt{s}$ ]

- exp. Daten
- △ Simulationsergebnisse des Jetmodells

Das Verhältnis der Summe der Energien aller erkannten geladenen Teilchen im Ereignis ( $E_c$ ) zur Schwerpunktsenergie ( $\sqrt{s}$ ) ist für die Schwerpunktsenergien 3,6 GeV, 4,0 GeV, 4,5 GeV und 5,0 GeV in Abbildung 11.1.5 dargestellt; die Verteilungen sind auf die Einheitsfläche normiert.

Die vier Verteilungen haben ein prinzipiell gleiches Verhalten; die Mittelwerte (Tabelle 11.1.3) jedoch zeigen, daß das Verhältnis  $E_c/\sqrt{s}$  zu höheren Schwerpunktsenergien hin leicht abnimmt.

$\sqrt{s}$ (GeV)	$E_c/\sqrt{s}$
3,6	$0,49 \pm 0,01$
4,0	$0,46 \pm 0,01$
4,5	$0,44 \pm 0,01$
5,0	$0,42 \pm 0,01$

Tab. 11.1.3 Anteil der in geladenen Teilchen identifizierten Energie  $E_c/\sqrt{s}$

Die entsprechenden aus dem Phasenraummodell (a, b) und dem Jetmodell mit einer Transversalimpulsbeschränkung von 350 MeV/c (c, d) gewonnenen Verteilungen zeigt die Abbildung 11.1.6, wobei wieder die beiden Fälle  $n^0/n^c = 1 : 2$  (a, c) und  $n^0/n^c = 1 : 1$  (b, d) gerechnet wurden; die Mittelwerte der Verteilungen sind in der Tabelle 11.1.4 zusammengefaßt.

Modell	$\langle p_T \rangle$	$n^0/n^c = 1 : 2$	$n^0/n^c = 1 : 1$
IPR	-----	$0,54 \pm 0,02$	$0,41 \pm 0,01$
Jet	350 MeV/c	$0,53 \pm 0,02$	$0,43 \pm 0,01$
Jet	450 MeV/c	-----	$0,44 \pm 0,01$
Jet	550 MeV/c	-----	$0,44 \pm 0,01$

Tab. 11.1.4 Mittelwerte über Verteilungen  $E_c/\sqrt{s}$  für verschiedene Modelle bei  $\sqrt{s} = 4,5$  GeV  
IPR = Phasenraummodell

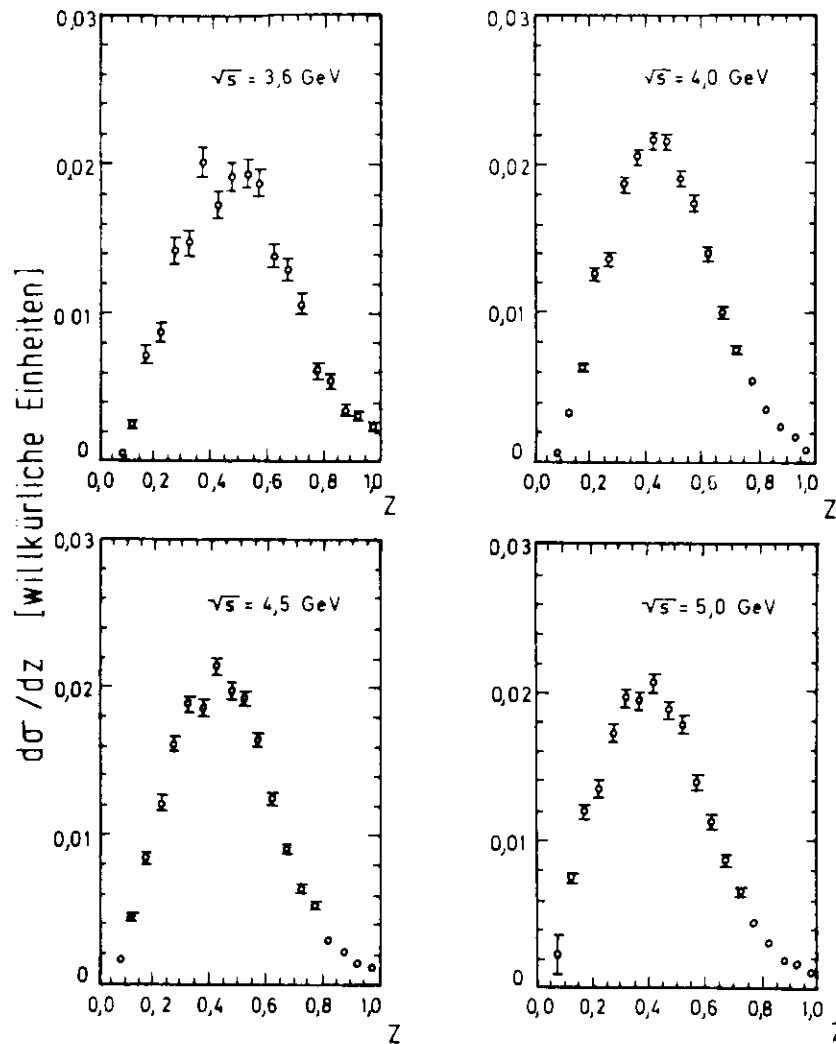


Abb. 11.1.5 Energiespektrum  $d\sigma/dz$  über  $z = E_c/\sqrt{s}$ ,  $E_c$  = Summe der Energien aller in einem Ereignis gefundenen Spuren

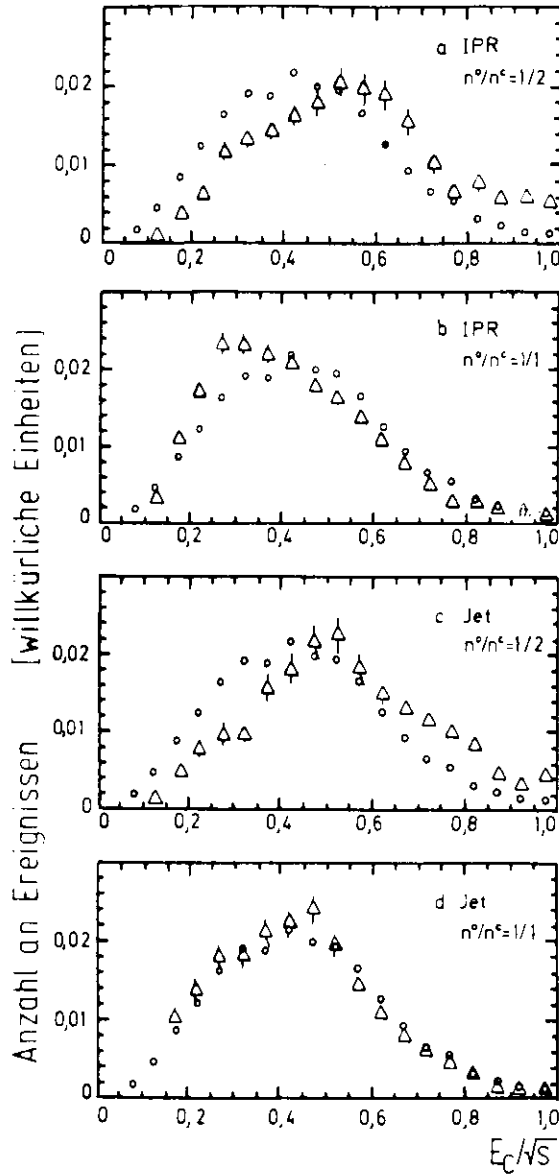


Abb.11.16 Anteil registrierter Energie  $E_C/\sqrt{s}$   
 • experimentelle Daten  
 △ Monte Carlo Daten

Der Vergleichswert aus der Messung ist 0,44, so daß die Annahme  $n^0/n^c = 1 : 2$  ausgeschlossen werden kann. Über das Verhältnis der geladenen zu ungeladenen Kaonen kann aus den Daten kein Schluß gezogen werden, wie auch aus dieser Meßgröße kein qualitativer Wert der Transversalimpulsbeschränkung gewonnen werden kann.

11.1.3 Die Winkelverteilung der erzeugten Teilchen

Die Winkelverteilung der im Endzustand vorhandenen Teilchen liefert zum einen einen weiteren Test für das Jetmodell, da ein einfaches Phasenraummodell stets zu einer isotropen Winkelverteilung führt, und zum anderen Aussagen über das Quarkmodell.

Die Abbildung 11.1.7 zeigt die unkorrigierte Winkelverteilung der Spuren von Vielspurereignissen, deren normierter Impuls  $x_p$  kleiner als 0,8 und deren Impuls größer als 350 MeV/c ist, für vier Schwerpunktsenergieintervalle.

Allen Verteilungen sind das Abknicken oberhalb  $\cos \theta = 0,8$ , das auf die Akzeptanzbeschränkung des Detektors zurückzuführen ist, sowie ein nach oben gerichtetes konkaves Verhalten gemeinsam. Dieses Verhalten widerspricht der Annahme der isotropen Winkelverteilung, da die Akzeptanz des Detektors im Bereich kleiner Werte von  $\cos \theta$  am besten ist und somit bei isotroper Winkelverteilung der erzeugten Teilchen ein nach unten gerichtetes konkaves Verhalten erzeugt werden würde.

Eine eingehendere Untersuchung dieser Meßgröße ist wieder durch den Vergleich mit simulierten Verteilungen möglich. Die intervallweise auf die entsprechenden durch Monte-Carlo-Rechnungen gewonnenen Verteilungen normierten Winkelverteilungen zeigt die Abbildung 11.1.8. Dort sind die Verhältnisse der bei  $\sqrt{s} = 4,5$  GeV gemessenen Verteilungen zu den aus dem Phasenraum- und dem Jetmodell unter verschiedenen Annahmen des Transversalimpulses gewonnenen Verteilungen dargestellt. Da die Verteilungen im Bereich  $|\cos \theta| > 0,8$  durch die Akzeptanzbeschränkung des Detektors gegeben

Anzahl an Ereignissen [ willkürliche Einheiten ]

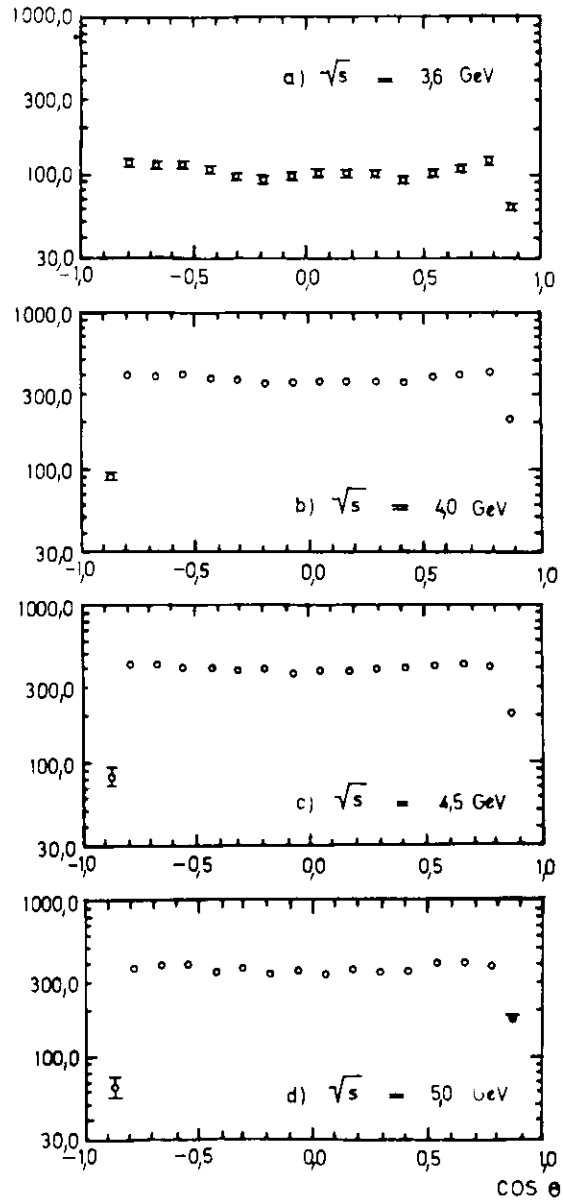


Abb.11.17 Unkorrigierte Verteilung der Polarwinkel hadronischer Spuren

$\theta$  = Winkel der Spur gegen die Strahlachse

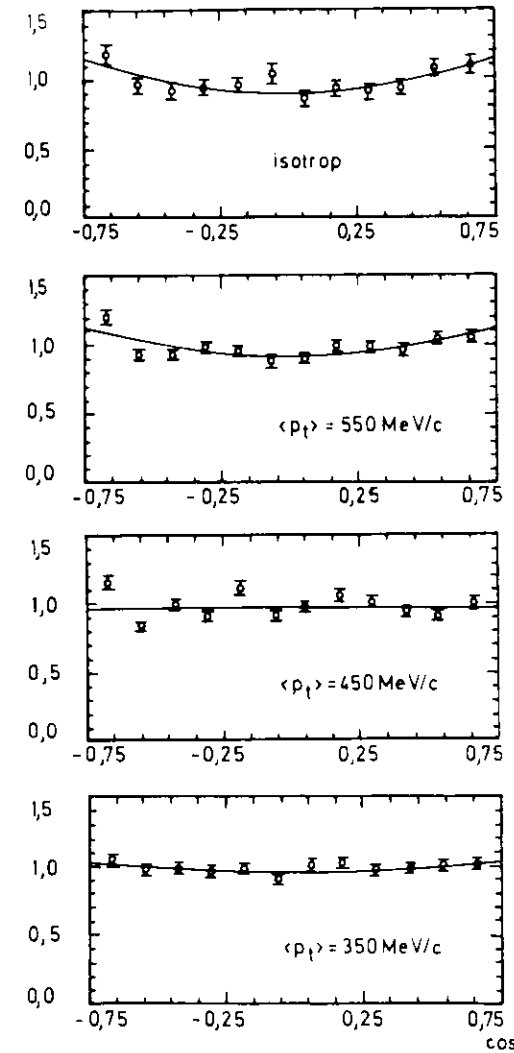


Abb.11.18 Verhältnis der Erzeugungswinkelverteilung zu entsprechenden Monte Carlo Verteilungen bei  $\sqrt{s} = 4,5 \text{ GeV}$

sind, wird der Vergleich nur im Bereich  $-0,75 < \cos \Theta < 0,75$  ausgewertet.

Für den Fall, daß die Modellrechnung die wirklichen Prozesse vollständig reproduziert, muß die so gewonnene Verteilung einen völlig glatten Verlauf, andernfalls einen zu Null symmetrischen Verlauf haben.

Das Verhältnis der experimentellen Winkelverteilung zur Monte-Carlo-Winkelverteilung kann in erster Näherung durch Kurven, die wie  $(1 + \beta \cdot \cos^2 \Theta)$  verlaufen, beschrieben werden; dabei ist  $\beta$  ein Testparameter, der um so kleiner ausfallen muß, je besser die Simulationsergebnisse mit den Meßergebnissen übereinstimmen. Die Rechnung ergibt folgende Werte

Modell	$\langle p_T \rangle$	$\beta$
IPR	—	$0,50 \pm 0,20$
Jet	550 MeV/c	$0,40 \pm 0,14$
Jet	450 MeV/c	$-0,06 \pm 0,13$
Jet	350 MeV/c	$0,14 \pm 0,09$

Tab. 11.1.5 Werte des Parameters  $\beta$  für verschiedene Modelle

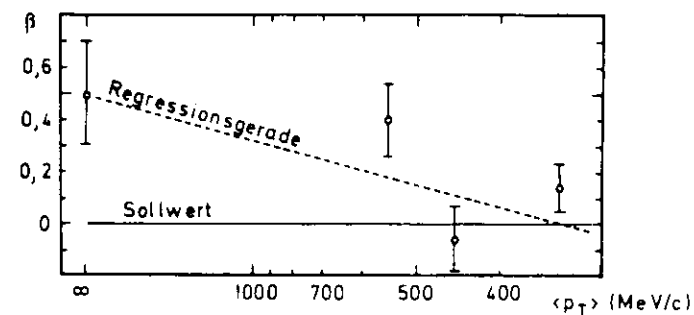


Abb. 11.1.9 Werte des Parameters  $\beta$  als Funktion von  $\langle p_T \rangle$  (Bezeichnungen siehe Text)

Trägt man  $\beta$  über  $1/\langle p_T \rangle$  auf, so ergibt sich das Bild der Abbildung 11.1.9. Die Punkte streuen zwar sehr stark, deuten aber darauf hin, daß die beste Simulation mit einer Transversalimpulsbeschränkung von 350 MeV/c gelingt, wie auch der Verlauf der Regressionsgeraden zeigt. Da dieser Wert mit den Ergebnissen der Untersuchungen über das inklusive Spektrum und die Energieverteilung kompatibel ist, wird er für die weiteren Rechnungen als gültig angenommen.

Die Untersuchung bei 4,5 GeV Schwerpunktsenergie beinhaltet noch sehr große Schwankungsbreiten, so daß ein weiterer Test auf den Parameter  $\beta$  bei den Daten der Schwerpunktsenergie 5,0 GeV gemacht wurde. Die beiden Vergleichsverteilungen der Meßdaten mit den Simulationsergebnissen des

Phasenraummodells und des Jetmodells ( $\langle p_T \rangle = 350 \text{ MeV}/c$ ,  $\alpha = 1$ ) zeigt Abbildung 11.1.10, die daraus gewonnenen Werte des Parameters  $B$  als Funktion von  $\alpha$  sind in der Tabelle 11.1.6 zusammengefaßt; aus ihnen ergibt sich für  $B = 0$  der Wert  $\alpha = 1,13 \pm 0,18$ , der verträglich mit 1 ist.

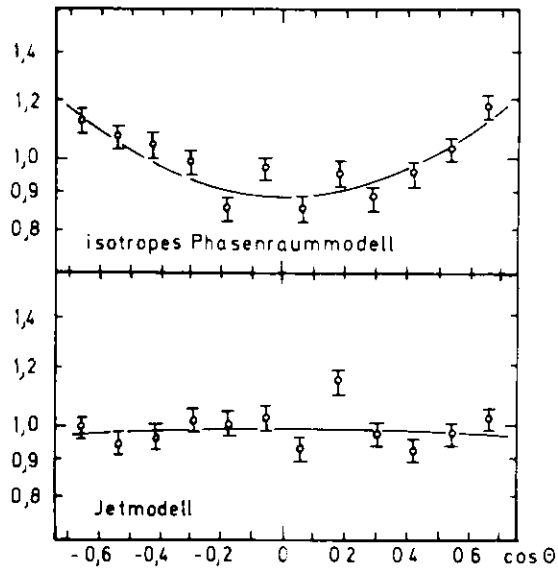


Abb. 11.1.10 Verhältnis der gemessenen Verteilung der Erzeugungswinkel  $\theta$  zu entsprechenden simulierten Verteilungen ( $\sqrt{s} = 5,0 \text{ GeV}$ )

Modell	$\alpha$	$B$
IPR	0	$0,51 \pm 0,11$
Jet	1	$0,06 \pm 0,07$

Tab. 11.1.6 Werte des Parameters  $B$  als Funktion von  $\alpha$  bei  $\sqrt{s} = 5,0 \text{ GeV}$

#### 11.1.4 Auswahl des Simulationsmodells

Die Untersuchungen der inklusiven Meßgrößen liefern zusammengefaßt die folgenden Ergebnisse:

- 1) Das inklusive Spektrum kann durch das Jetmodell mit einer Transversalimpulsbeschränkung von  $350 \text{ MeV}/c$  und einem Verhältnis ungeladener zu geladenen Pionen wie  $1 : 1$  simuliert werden. Beide Parameter gehen jedoch korreliert in diese Verteilung ein, so daß sie nicht beide gleichzeitig bestimmt werden können.
- 2) Die Verteilung der Energie geladener Teilchen normiert auf die Schwerpunktsenergie läßt sich nicht simulieren, wenn das Verhältnis ungeladener zu geladenen Pionen wie  $1 : 2$  gewählt wird. Setzt man dieses Verhältnis gleich  $1 : 1$ , so wird die Verteilung vom Modell gut wiedergegeben, wobei sie jedoch so unempfindlich gegen die Wahl des Transversalimpulses ist, daß keine quantitativen Aussagen gemacht werden können.
- 3) Die Winkelverteilung der hadronischen Spuren bildet offensichtlich eine gute Meßgröße zur Bestimmung der Transversalimpulsbeschränkung, ist aber eine schwierig zu messende Größe, da die Spuren mit zu kleinem Winkel gegen die Strahlachse nicht registriert werden. Diese Verteilung wird durch die Simulation am besten beschrieben, wenn man eine Transversalimpulsbeschränkung von  $350 \text{ MeV}/c$  und eine Verteilung der Jetachsen wie  $(1 + \alpha \cdot \cos^2 \theta)$  mit  $\alpha = 1$  annimmt.

Damit erweist sich das Jetmodell mit  $\alpha = 1$  und  $\langle p_T \rangle = 350 \text{ MeV}/c$ , wobei sich die Anzahl neutraler zu geladenen Teilchen wie  $1 : 1$  verhält, als das Modell, das in allen untersuchten Punkten zu mit den Meßergebnissen übereinstimmenden Werten führt, so daß es in den folgenden Betrachtungen zugrunde gelegt wird.

Da sich das Jetmodell mit der gegebenen Wahl der Parameter bei Energien unterhalb 4,0 GeV Schwerpunktsenergie kaum von dem Phasenraummodell unterscheidet, wird in diesem Bereich weiterhin mit dem Phasenraummodell gerechnet.

## 11.2 Wirkungsquerschnitte

Die bislang dargestellten Ergebnisse stellen alle wichtigen Parameter bereit, die zu einer genauen Bestimmung des totalen Wirkungsquerschnittes erforderlich sind:

- a) Alle Untergrundquellen können so weit unterdrückt werden, daß ihr Anteil an Ereignissen nur noch maximal 3% beträgt.
- b) Es konnte ein Modell der Ereignisgenerierung gefunden werden, das die erhaltenen inklusiven Verteilungen (Impuls-, Energie- und Winkelverteilung) reproduziert.
- c) Für das als zutreffend erkannte Modell der Ereigniserzeugung konnten Akzeptanzmatrizen erzeugt werden, so daß die Akzeptanz des Detektors bis auf einen Fehler von 7% bekannt ist.
- d) Die Einflüsse der Strahlungskorrekturen konnten numerisch bestimmt werden (Fehler ca. 3%).
- e) Es existiert ein Monitor für eine Eichreaktion, so daß die Luminosität mit einer Genauigkeit von 5% gemessen werden kann.

Zu diesen Fehlerquellen kommen noch einige kleinere Beiträge, die durch Effekte, wie ungenaue Simulation der Vorgänge in den Proportionalkammern, unkontrollierte Veränderung der Speicherringparameter oder Verluste an Ereignissen in der Trigger- bzw. Ausleseelektronik, hervorgerufen werden. Diese Effekte können nicht exakt quantifiziert werden, sind jedoch

weitgehend überprüft worden, so daß aus ihnen eine systematische Unsicherheit von maximal 5 % entstehen kann.

Diese Zahlen zeigen, daß es möglich ist, mit dem Detektor PIUTO und den beschriebenen Auswahlkriterien den totalen Wirkungsquerschnitt für Ereignisse der Elektron-Positron-Annihilation mit einer systematischen Unsicherheit von 10% zu bestimmen.

Bei der Auswertung der Rohdaten müssen quasi simultan die Strahlungskorrekturen und die Inversion der Akzeptanzmatrix ausgeführt werden, da für eine exakte Behandlung der Strahlungskorrekturen der korrigierte Wirkungsquerschnitt bereits bekannt sein muß. Dieses geschieht, wie bereits beschrieben, in mehreren Stufen: zunächst wird durch Inversion der Akzeptanzmatrix der nicht auf Abstrahlung korrigierte Wirkungsquerschnitt bestimmt, auf den die Strahlungskorrekturen angewendet werden, die durch Annahme eines einfachen Verlaufs des Wirkungsquerschnittes gewonnen wurden. Der damit bestimmte Verlauf des Wirkungsquerschnittes dient wiederum für die Berechnung des Strahlungskorrekturfaktors, mit dem erneut der nicht strahlungskorrigierte Wirkungsquerschnitt multipliziert wird. Unter Inversion der Akzeptanzmatrix ist dabei das in Kapitel 9 beschriebene Fitverfahren zu verstehen, aus dem zunächst nicht der totale Wirkungsquerschnitt, sondern nur die Wirkungsquerschnitte für Ereignisse mit 2, 4 und mehr als 4 Spuren geladener Teilchen bestimmt werden.

Mit dieser Methode können somit folgende Größen bestimmt werden:

- 1) Wirkungsquerschnitte für Ereignisse mit
  - a) 2 Spuren
  - b) 4 Spuren
  - c) mehr als 4 Spuren
    - geladener Teilchen bzw. ihr Anteil am totalen Wirkungsquerschnitt



2) der totale Wirkungsquerschnitt

3) die mittlere Multiplizität geladener Teilchen

4) die mittlere Ereignisakzeptanz

Die mit dieser Methode gewonnenen Endergebnisse sind in den folgenden Abbildungen als Funktion der Schwerpunktsenergie dargestellt, die Fehlerangaben enthalten keine systematischen Fehler:

Abbildung	Darstellung
11.2.1	Wirkungsquerschnitte für Ereignisse mit 2 (a), 4 (b) und mehr als 4 (c) Spuren geladener Teilchen in Einheiten des $\mu$ -Paar-Wirkungsquerschnittes
11.2.2	Der totale Wirkungsquerschnitt in Einheiten von nb
11.2.3	Der totale Wirkungsquerschnitt in Einheiten des $\mu$ -Paar-Wirkungsquerschnittes (R)
11.2.4	Die Anteile der topologischen Ereignisklassen an totalen Wirkungsquerschnitt
11.2.5	Die mittlere Multiplizität geladener Teilchen
11.2.6	Das mittlere Ereignisansprechvermögen

Tab. 11.2.1 Verzeichnis der Abbildungen zum totalen Wirkungsquerschnitt

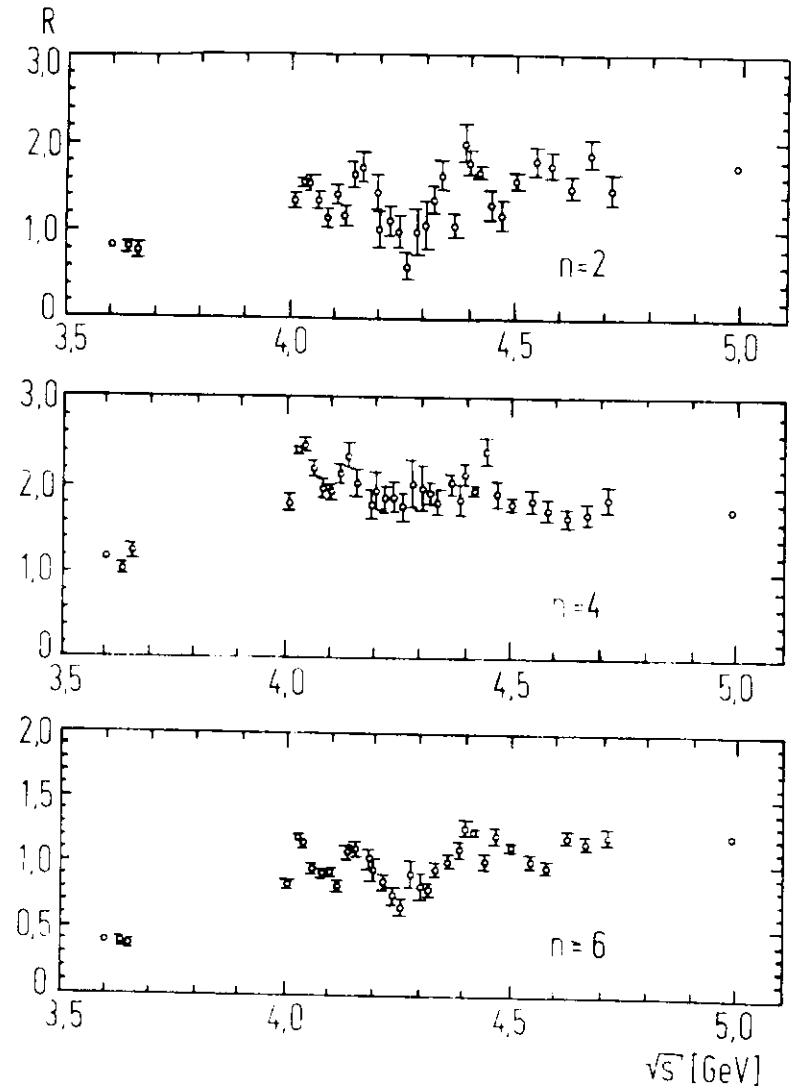


Abb. 11.2.1 Topologische Wirkungsquerschnitte für Ereignisse mit  $n$  Spuren geladener Teilchen ( $R_n = \sigma_n / \sigma_{\mu\mu}$ )

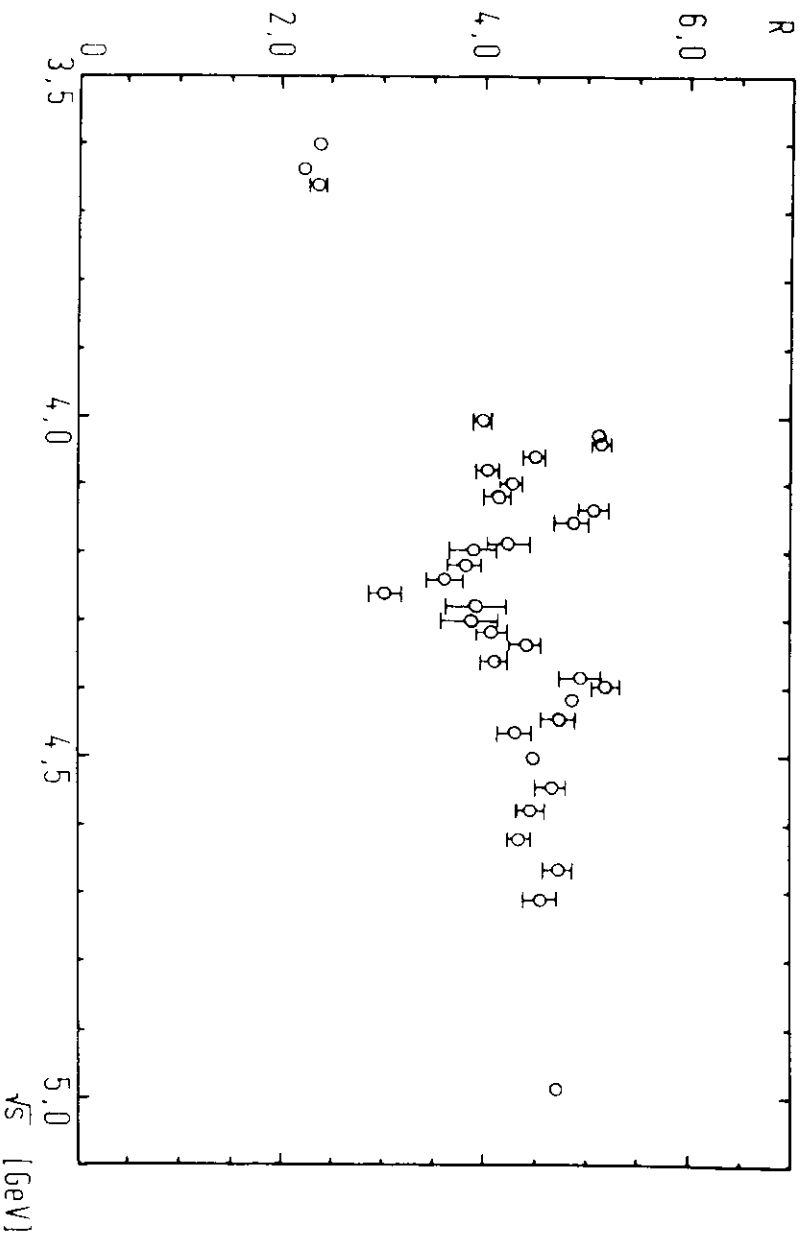


Abb. 11.2.3  $R = \sigma_{\text{total}} / \sigma_{\mu\mu}$

154

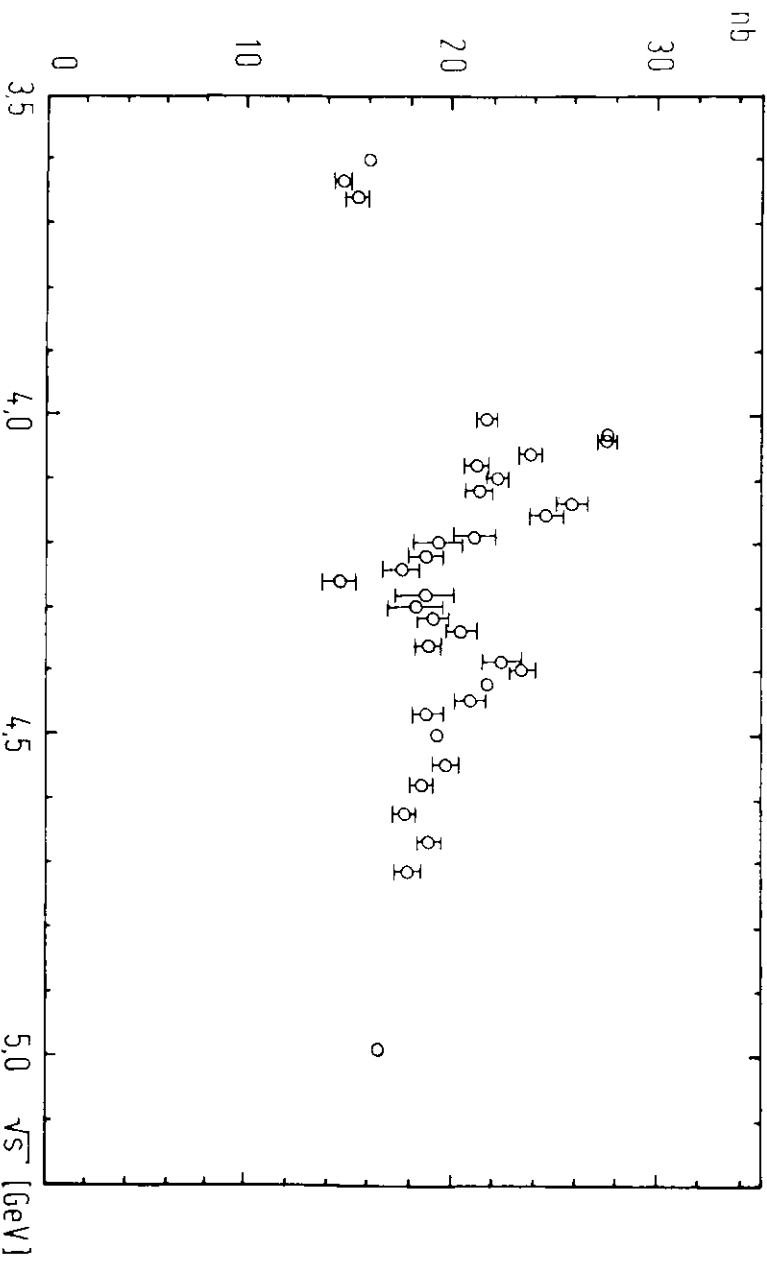


Abb. 11.2.2 Totaler Wirkungsquerschnitt  $\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{Hadronen})$

155

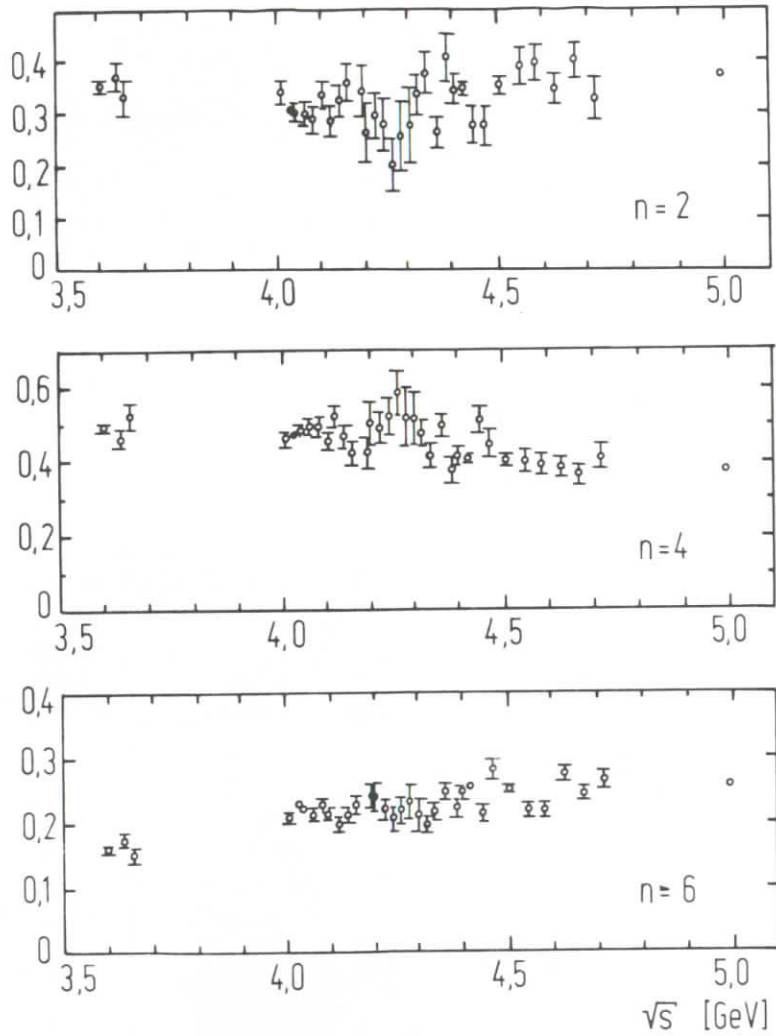


Abb.11.2.4 Anteil der topologischen Wirkungsquerschnitte  $R_n / R_{\text{total}}$   
 $n$  = Anzahl geladener Teilchen

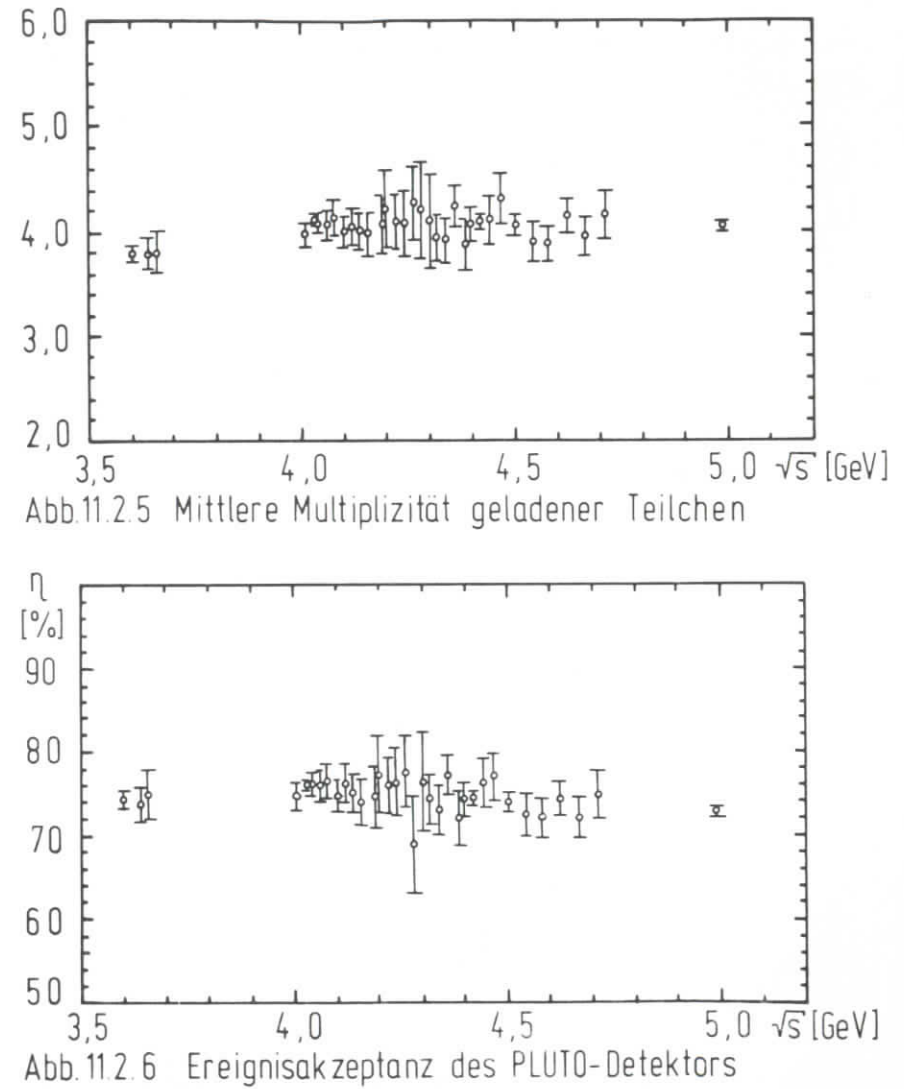


Abb.11.2.5 Mittlere Multiplizität geladener Teilchen

Abb.11.2.6 Ereignisakzeptanz des PLUTO-Detektors

Die systematischen Fehler der Meßwerte betragen allgemein 10 %, können allerdings bei den einzelnen topologischen Ereignisklassen auch etwas größer sein (15 %), da der Anteil an Untergründereignissen, der insgesamt mit 3 % eingerechnet ist, überwiegend in der 2-Spur-Klasse auftritt.

### 11.3 Die Resonanzen $\Psi/J(3,1)$ und $\Psi'(3,7)$

Die Resonanzen  $\Psi/J(3,1)$  und  $\Psi'(3,7)$  haben im Vergleich zur durch den Speicherring gegebenen Energieauflösung schmale Breiten, so daß die Form der Anregungskurve durch die Energie-Auflösungsfunktion der Maschine und durch Abstrahlungseffekte gegeben ist. Die Grundlagen zur Behandlung dieses Problems sind in Kapitel 10 dargestellt. Dabei zeigte sich, daß die beobachtete Anregungsfunktion durch ein Integral beschrieben werden kann, das die Masse der Resonanz  $M_\Psi$ , die Fläche unter der Anregungsfunktion ( $A = \int \sigma_\Psi dE$ ) und die Energieauflösung des Speicherringes  $\sigma_R$  als Parameter enthält.

Bestimmt man eine Reihe von Meßpunkten des Wirkungsquerschnittes im Bereich der Anregungsfunktion, so können diese Parameter in einem Fitverfahren so bestimmt werden, daß die mit ihnen berechnete Anregungsfunktion die Meßpunkte optimal wiedergibt.

In den Abbildungen 11.3.1 und 11.3.2 sind die auf Akzeptanz korrigierten Meßpunkte des totalen Wirkungsquerschnittes im Bereich der Resonanzen bei 3,1 GeV und 3,7 GeV Schwerpunktsenergie und die angepaßten Anregungsfunktionen dargestellt.

Unter Berücksichtigung der Strahlungskorrekturen des Luminositätsmonitors (-5,1 %) entsprechen diese Kurven den in Tabelle 11.3.1 zusammengefaßten Parametern.

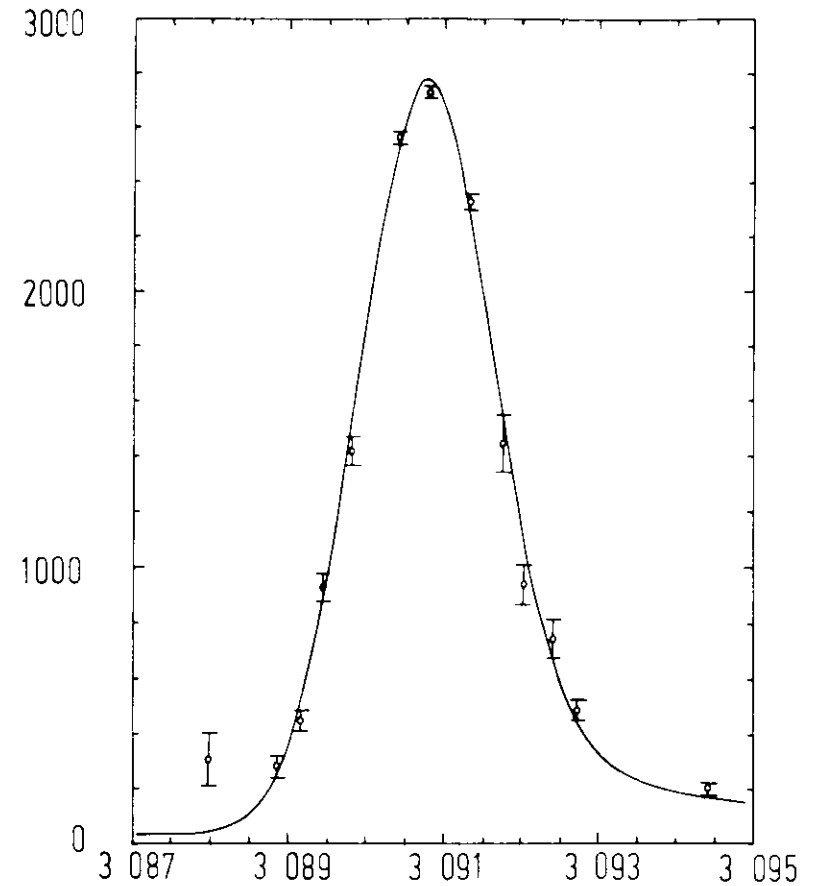
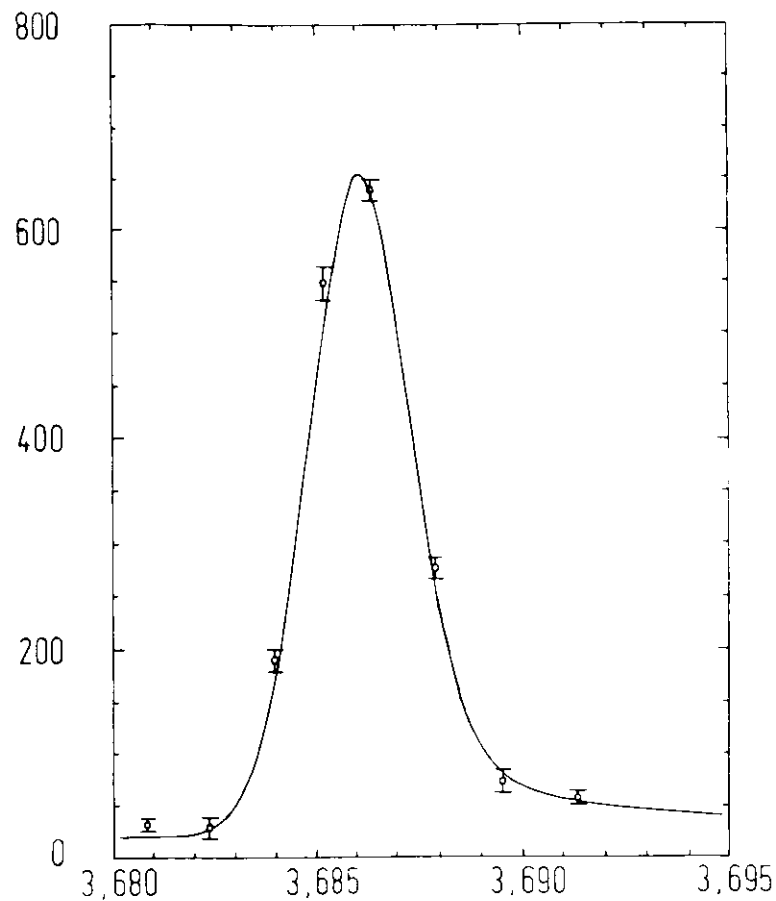


Abb 11.31 Anregungsfunktion der Resonanz  $\Psi/J(3,1)$

Abb.11.32 Anregungsfunktion der Resonanz  $\Psi'(3,7)$ 

Name	Masse ( $\text{GeV}/c^2$ )	$\int \sigma_T dE$ (nb GeV)	$\sigma_R$ (MeV)
$\Psi/J$	$3,091 \pm 0,003$	$10,95 \pm 1,00$ *	$0,84 \pm 0,06$
$\Psi'$	$3,686 \pm 0,004$	$3,20 \pm 0,30$	$1,20 \pm 0,14$

Tab. 11.3.1 Parameter der Resonanzen  $\Psi/J$  und  $\Psi'$   
Bezeichnungen siehe Text

\*) Dieser Wert mußte zur Korrektur eines technischen Fehlers in einem Programm um 15 % heraufkorrigiert werden.

Die in der Tabelle 11.3.1 angegebenen Fehler beinhalten sowohl statistische als auch systematische Schwankungsbreiten.

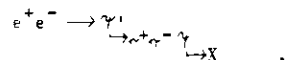
Die von der SLAC-LBL-Gruppe gemessenen Werte sind  $M_{\Psi} = (3095 \pm 4) \text{ MeV}/c^2$  mit einem integrierten Wirkungsquerschnitt von  $11,95 \pm 13$  % nb GeV und  $M_{\Psi'} = (3684 \pm 5) \text{ MeV}/c^2$  mit  $\int \sigma_T dE = 3,57 \pm 0,52$  nb-GeV. Die Abweichungen der Massenbestimmungen beider Experimente liegen mit 0,1 % und 0,05 % gut im Bereich der angegebenen Unsicherheiten, während die Wirkungsquerschnitte bei dem PLUTO-Experiment um 6 % ( $\Psi/J$ ) bzw. 12 % ( $\Psi'$ ) niedriger gemessen werden; auch diese Messungen liegen innerhalb der von beiden Gruppen angegebenen Fehler.

In der Tabelle 11.3.2 sind die mittleren Multiplizitäten geladener Teilchen im Bereich der Resonanzen angegeben

Name	Multiplizität	
	auf der Resonanz	im Seitenband
$\Psi/J$	$3,6 \pm 0,1$	$3,6 \pm 0,1$
$\Psi'$	$4,3 \pm 0,1$	$3,7 \pm 0,1$

Tab. 11.3.2 Multiplizität geladener Teilchen im Bereich der Resonanzen  $\Psi/J$  und  $\Psi'$

Die Multiplizität geladener Teilchen zeigt im Bereich der  $\Upsilon/J$ -Anregungsfunktion keine Variation, während sie im Bereich der  $\Upsilon'(3,7)$ -Resonanz gegenüber dem Seitenband um  $16\% \pm 4\%$  ansteigt. Dieser Anstieg entsteht durch das große Verzweigungsverhältnis des Kanals



Das System X enthält im Mittel  $3,6 \pm 0,1$  geladene Teilchen, so daß bei dieser Zerfallsart eine Gesamtmultiplizität von  $5,6 \pm 0,1$  geladener Teilchen entsteht. Geht man davon aus, daß die anderen Zerfälle der  $\Upsilon'(3,7)$ -Resonanz zu derselben Multiplizität wie bei der  $\Upsilon/J$ -Resonanz führen, so folgt für das Verzweigungsverhältnis des betrachteten Kanals ein Wert von  $32\% \pm 7\%$ , der sehr gut mit dem in //12.1// genannten Wert von  $33\% \pm 3\%$  übereinstimmt.

## Diskussion der Ergebnisse

Die erzielten Ergebnisse enthalten eine Reihe physikalischer Informationen, aus denen wichtige Schlüsse über die Entstehung und den Aufbau der Elementarteilchen gezogen werden können. Die Ergebnisse stimmen nicht in allen Punkten mit denen anderer Messungen überein, führen aber zu einem konsistenten Bild mit Quarkmodell. In den folgenden Abschnitten sollen die Ergebnisse hinsichtlich dieses Modells und anderer Meßergebnisse untersucht und diskutiert werden.

Vergleichbare Messungen wurden von der SLAC-LBL-Gruppe //12.1// und in einigen Punkten von der DASP-Gruppe //12.2// gemacht.

### 12.1 Die inklusiven Verteilungen

Die Untersuchungen der Energie-, Impuls- und Winkelverteilungen führten zu dem Schluß, daß das Jetmodell mit einer Transversalimpulsbeschränkung von  $350 \text{ MeV}/c$ , einer Verteilung der Jetachsen wie  $(1 + \alpha \cos^2 \theta)$  mit  $\alpha = 1$  und dem Verhältnis ungeladener zu geladenen Pionen ( $n^0 : n^c$ ) wie  $1 : 1$  die gemessenen Verteilungen gut darstellt.

#### 12.1.1 Die Energieverteilung

Das Ergebnis  $n^0 : n^c = 1 : 1$ , das einen systematischen Fehler von  $10\%$  enthält, deutet zunächst darauf hin, daß die sogenannte Energiekrise, die von der SLAC-LBL-Gruppe //12.3// gefunden wurde und den bekannten Theorien der Hadronproduktion widerspricht, nach denen das Verhältnis  $n^0 : n^c$  für Pionen gleich  $1 : 2$  ist, bestätigt wird. Betrachten wir jedoch zunächst genauer, welche Prozesse, die in der Korrektur vernachlässigt wurden, die Meßergebnisse beeinflussen können.

Zunächst sind für die einzelnen Ereignisse keine Strahlungskorrekturen berücksichtigt, d.h. Energie, die von einem im Anfangszustand abgestrahlten Photon weggetragen wird, wird interpretiert als von einem neutralen

Pion transportierte Energie. Der Anteil der durch Abstrahlung verlorenen Energie kann aus den beschriebenen Formeln (s. Kap. 10) bestimmt werden; er beträgt ca. 7 % der Gesamtenergie.

Im Experiment wird außerdem diejenige Energie, die Neutrinos oder als Pionen mißinterpretierte schwere Teilchen wie Neutronen oder Protonen beinhalten, falsch zugeordnet, wobei ebenfalls ein scheinbarer Energieverlust entsteht, der jedoch wegen des geringen Wirkungsquerschnitts dieser Prozesse nach der Mitteilung über alle Ereignisse geringer als 2 % ist.

Zu einer weiteren Verfälschung des Meßergebnisses führen schließlich die 2-Photon-Ereignisse, wie z.B.  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$ , wenn bei ihnen ein oder mehrere Teilchen nicht registriert werden. Da das nicht registrierte schwach gestreute Elektron einen großen Teil seiner Energie behalten kann, ist die bei solchen Ereignissen im Detektor gemessene Energie der Teilchen klein, so daß der Anteil der im Mittel im gesamten Ereignis gesehenen Energie zu kleinen Werten hin verschoben wird. Verlangt man, daß der Azimut-Winkel zwischen den beiden Myonenspuren größer als  $30^\circ$ , der Winkel der registrierten Spuren gegen die Strahlachse größer als  $30^\circ$  und der Impuls transversal zur Strahlachse größer als 240 MeV/c ist, so ist der Wirkungsquerschnitt für solche Ereignisse  $194 \pm 30$  pb //12.4//. Diese Schnitte werden auf die experimentellen Daten angewandt, so daß die Auswirkung dieses Prozesses auf die mittlere Energieverteilung geringer als 1 % ist.

Diese Quellen erzeugen somit insgesamt einen scheinbaren Verlust an gemessener Energie von im Mittel 10 %. Dieser Anteil ist von der Energie zu subtrahieren, die zunächst den neutralen Pionen zugeschrieben wurde, so daß sie nur noch ca.  $40 \pm 5$  % der Gesamtenergie tragen. Diese Zahl bildet eine Diskrepanz mit dem erwarteten Wert von 33 %, die darauf hindeutet, daß die Ereignisse neben dem rein hadronischen Anteil eine weitere Komponente enthalten, die zu einer anderen Verteilung in den Endzuständen führt. Eine starke Quelle für solche Ereignisse ist die Produktion des

schweren Leptons. Geht man von der Annahme aus, daß das Triton mit einer Wahrscheinlichkeit von 70 % in ein geladenes und neutrale Teilchen zerfällt //12.5//, so folgt, daß in  $e\bar{e}$ -Ereignissen das Verhältnis der in geladene Teilchen gehenden Energie zur Schwerpunktsenergie kleiner als 50 % ist. Mit dem Wert von  $E_c/\sqrt{s}$  von 50 % für  $e\bar{e}$ -Ereignisse und 66 % für  $q\bar{q}$ -Ereignisse (hadronische Ereignisse) ergibt sich unter Berücksichtigung der richtigen Wirkungsquerschnitte der Mittelwert von  $E_c/\sqrt{s} = 63$  %, entsprechend  $n^0 : n^c = 37$  %, der mit dem bestimmten Wert von  $40 \pm 5$  % übereinstimmt. Tatsächlich findet man auch, daß das unkorrigierte Verhältnis  $E_c/\sqrt{s}$  von 3,6 GeV zu 5,0 GeV hin abnimmt, was verträglich mit dieser Annahme ist, da in diesem Bereich die Erzeugungsschwelle des schweren Leptons liegt.

Der Meßwert steht demzufolge nicht im Widerspruch zu dem aus bekannten Prozessen erkläraren Wert, so daß aus dieser Messung keinerlei Hinweis auf die sogenannte Energiekrise folgt.

#### 12.1.2 Die inklusiven hadronischen Spektren

Die inklusiven hadronischen Spektren stellen eine wichtige Grundlage für verschiedene Untersuchungen der Quarkhypothese dar. Aus ihr können insbesondere Aussagen über die Wechselwirkungen der Quarks untereinander, die schließlich zur Produktion der freien Teilchen führen, gewonnen werden. Meßergebnisse über diese Größe wurden von der SLAC-LBL-Gruppe //12.6// und der DASP-Gruppe //12.2// veröffentlicht, wobei beide Gruppen zu signifikant verschiedenen Ergebnissen gelangten: während der Verlauf des Spektrums  $s \cdot d\sigma/dx_p$  über  $x_p = 2 \cdot p/\sqrt{s}$  nach den SLAC-LBL-Ergebnissen durch eine Kurve  $\exp(-a \cdot x_p)$  mit  $a \approx 6$  beschrieben werden kann, erhält man aus dem von DASP gemessenen Spektrum  $a \approx 8$ . Beide Gruppen haben zwischen 4,5 GeV und 5,0 GeV Schwerpunktsenergie gemessen, so daß ein wirklicher Widerspruch vorliegt.

Aus den PLUTO-Messungen bei 4,5 GeV Schwerpunktsenergie folgt für den Koeffizienten der Wert  $a = 7,64 \pm 0,04$ . Dieser Wert enthält noch keine Korrekturen, die die Akzeptanzen des Detektors als Funktion des Teilchenimpulses bzw. das Impulsaufklärungsvermögen beinhalten. Das nicht durch Detektoreinflüsse veränderte Spektrum kann jedoch aus dem Modell der Ereigniserzeugung gewonnen werden, das nach der Simulation des Detektors und durchlaufen aller Auswertstufen die gemessenen Spektren reproduziert; diese Methode ist gleichwertig mit der direkten Korrektur der Meßergebnisse. Die so gewonnene Verteilung ist in Abb. 12.1.1 dargestellt; dieses Spektrum kann durch eine exponentielle Funktion mit einem Abfall entsprechend  $a = 8,4 \pm 0,3$  angepaßt werden.

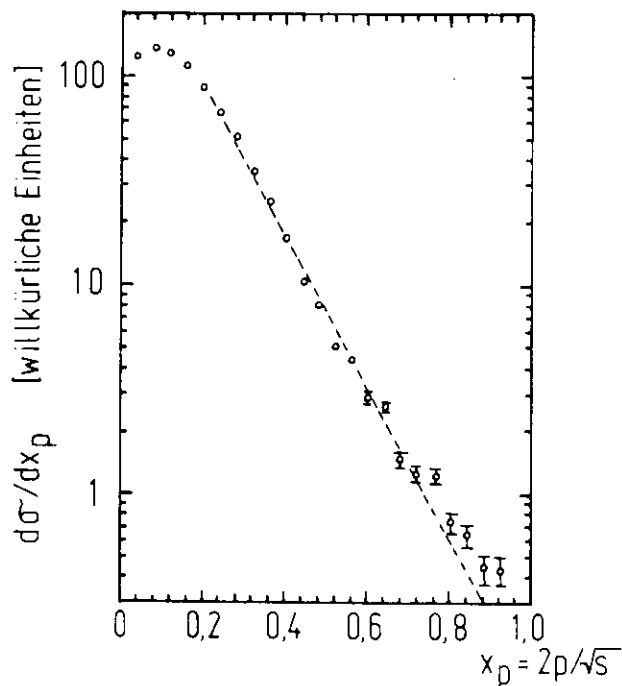


Abb 1211 Zurückgefaltetes hadronisches Spektrum

Das so gewonnene Spektrum beschreibt den Endzustand in Pionen mit einem geringen Anteil an Kaonen. Da Meßergebnisse //12.7// zeigten, daß bei der Entstehung der Mesonen auch ein großer Anteil von Vektormesonen erzeugt wird, die in leichtere Teilchen, Pionen und Kaonen, zerfallen, ist das gemessene Spektrum nicht mit der Impulsverteilung der in den primären Quark-Quark-Wechselwirkungen entstehenden Teilchen identisch. Abschätzungen ergeben, daß ca. 50 % aller Pionen Zerfallsprodukte von Vektormesonen sind, die in dem gemessenen Spektrum fehlen, während die Tochterteilchen in ihm enthalten sind; das Spektrum besteht somit aus mehreren Komponenten. Obwohl die gemessenen Spektren bei großen  $x_p$ -Werten stets etwas flacher verlaufen, lassen sie sich jedoch wegen der für diese Untersuchungen zu hohen Meßgenauigkeiten nicht in einzelne Komponente aufspalten.

Ein weiterer wichtiger Punkt, auf den die inklusiven Spektren zu untersuchen sind, ist das sogenannte Skalenverhalten, demzufolge die Spektren keine Funktion der Schwerpunktsenergie sind. Exakt wird Skaleninvarianz für den Ausdruck  $s \cdot d\sigma/dx_p$  mit  $x_p = 2 \cdot E/\sqrt{s}$ , wobei E die Teilchenenergie ist, gefordert, so daß das Skalenverhalten für die  $x_p$ -Spektren nur bis auf einen Effekt, der durch die Teilchenmassen gegeben ist, erwartet werden darf. Das Ergebnis für  $s \cdot d\sigma/dx_p$  als Funktion der Schwerpunktsenergie zeigt die Abbildung 12.1.2, wobei  $x_p$  in die Intervalle (0,2 - 0,3) (0,3 - 0,6) und (0,6 - 1,0) eingeteilt wurde. Die Diagramme zeigen, daß für  $x_p > 0,6$  Skaleninvarianz sehr gut erfüllt ist, während die Spektren für kleinere  $x_p$ -Werte keine Invariante gegen die Schwerpunktsenergie sind.

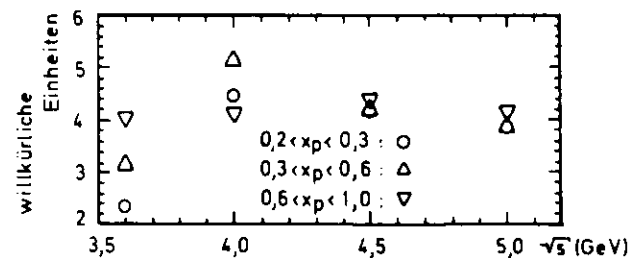


Abb.12.1.2 Inklusives hadronisches Spektrum  $s d\sigma/dx_p$  ( $x_p = 2p/\sqrt{s}$ ) über der Schwerpunktsenergie



Dieses Verhalten der Spektren ist erklärbar mit der Schwelle für die Erzeugung neuer, schwerer Teilchen im Bereich von  $\sqrt{s} = 4 \text{ GeV}$ . Die Produktion schwerer charmanter D-Mesonen sowie schwerer Leptonen, deren Ruhmassen im Bereich von  $2 \text{ GeV}/c^2$  liegen ( $M_{D^*} = 1863 \pm 3 \text{ MeV}/c^2$ ,  $M_{D^*} = 1874 \pm 5 \text{ MeV}/c^2$ ,  $M_{D^{*0}} = 2006 \pm 1,5 \text{ MeV}/c^2$ ,  $M_{D^{*+}} = 2008 \pm 3 \text{ MeV}/c^2$  //12.8//,  $M_{\tau} = 1900 \pm 100 \text{ MeV}/c^2$  //12.5//), führt bei Schwerpunktsenergien im Bereich der Erzeugungsschwelle im Anfangszustand zur Produktion zweier Teilchen, die sich nahezu in Ruhe befinden. Beim Zerfall dieser Teilchen entstehen je mindestens zwei Tochterteilchen, deren Impuls  $x_p$  kleiner als 0,5 ist. Direkt an der kinematischen Erzeugungsschwelle solcher schwerer Teilchen kann sich ihre Produktion im  $x_p$ -Spektrum nur im Bereich  $x_p < 0,5$  äußern, so daß an solchen Schwellen die Skaleninvarianz für kleine  $x_p$ -Werte verletzt wird. Entfernt man sich von der Erzeugungsschwelle, so verschwindet dieser Effekt wieder, und es stellt sich erneut Skalenverhalten ein. Dieser Übergang kann an den Meßpunkten nicht mehr vollständig beobachtet werden, da die Messungen nur bis zu Schwerpunktsenergien von  $5,0 \text{ GeV}$  ausgeführt werden konnten.

### 12.1.3 Winkelverteilungen

Die gemessene Anisotropie in den Verteilungen der Polarwinkel ist ein mit anderen Ergebnissen unkorreliertes Meßergebnis und beinhaltet somit eine unabhängige Aussage.

Das Ergebnis, daß die Verteilung der Jetachsen wie  $(1 + \cos^2 \theta)$  verläuft, ist kompatibel mit den Voraussagen des Jetmodells, obwohl daraus keine eindeutigen Schlüsse auf die Abläufe der Quark-Quark-Wechselwirkungen gezogen werden können. Geht man jedoch davon aus, daß ein Quark-Paar an das virtuelle Photon koppelt, so ist die Anisotropie der Teilchen im Endzustand nur zu erklären, wenn der differentielle Wirkungsquerschnitt der Quark-Paar-Produktion in der Elektron-Positron-Annihilation  $d\sigma/d\cos\theta$  einen nicht konstanten Verlauf hat, da nur so die Richtungsinformation des System des Endzustandes weitergegeben werden kann. Diese Schluß-

folgerung unterstützt die Annahme, daß die Quarks Fermionen sind und somit die Verteilung der Erzeugungswinkel gegen die Strahlachse wie  $(1 + \cos^2 \theta)$  verläuft.

Die Anisotropie der Winkelverteilung wurde von der SLAC-LBL-Gruppe //12.5// für Schwerpunktsenergien zwischen  $5,0 \text{ GeV}$  und  $7,4 \text{ GeV}$  gefunden. Bei diesen Energien sind die Korrelationen der einzelnen Spuren um die Jetachse stärker, so daß die Effekte in dieser Messung deutlicher zu erkennen sind, aber die gleiche Aussage beinhalten.

### 12.2 Hadronische Wirkungsquerschnitte

Das Quarkmodell beinhaltet einige zwingende Aussagen über den totalen hadronischen Wirkungsquerschnitt in der Elektron-Positron-Annihilation; man erwartet entsprechend der Formel

$$R = \sum Q_i^2,$$

wobei die  $Q_i$  die Ladungen aller erzeugten Quarks sind, einen Wert von  $R = 2$  für Schwerpunktsenergien unterhalb der Erzeugungsschwelle charmanter Teilchen, also unterhalb  $4,0 \text{ GeV}$  Schwerpunktsenergie, und  $R = 10/3$  bei Energien so weit oberhalb der Charmschwelle, daß keine Phasenraumunterdrückung mehr auftritt. Hinzu kommt der Einfluß des schweren Leptons, das kurzlebig ist ( $\tau_{\tau} < 2 \cdot 10^{-11} \text{ sec}$ ) //12.7// und daher nicht abgetrennt werden kann, so daß der gemessene Wert für das Verhältnis  $R$  im asymptotischen Bereich unterhalb der Schwellen für die Erzeugung weiterer schwerer Teilchen, wie das jetzt entdeckte  $Y(9,5)$  //12.9//, den Wert  $R = 13/3$  annehmen sollte.

In den folgenden Abschnitten sollen die Ergebnisse des totalen Wirkungsquerschnittes im Vergleich zu diesen Aussagen und zu den Ergebnissen anderer Experimente diskutiert werden.

Meßergebnisse mit vergleichbarer Genauigkeit existieren nur von der SLAC-LBL-Gruppe //12.1//, so daß andere Messungen zu diesem Vergleich nicht herangezogen werden.

12.2.1 Der totale Wirkungsquerschnitt

Betrachten wir zunächst die Ergebnisse des totalen Wirkungsquerschnittes, wobei die schmalen Resonanzen  $\Upsilon/J$  und  $\Upsilon'$  ausgeklammert sind, genauer. Die Abbildung 12.2.1 zeigt noch einmal den gemessenen Verlauf, durch dessen Punkte eine Ausgleichskurve gelegt ist.

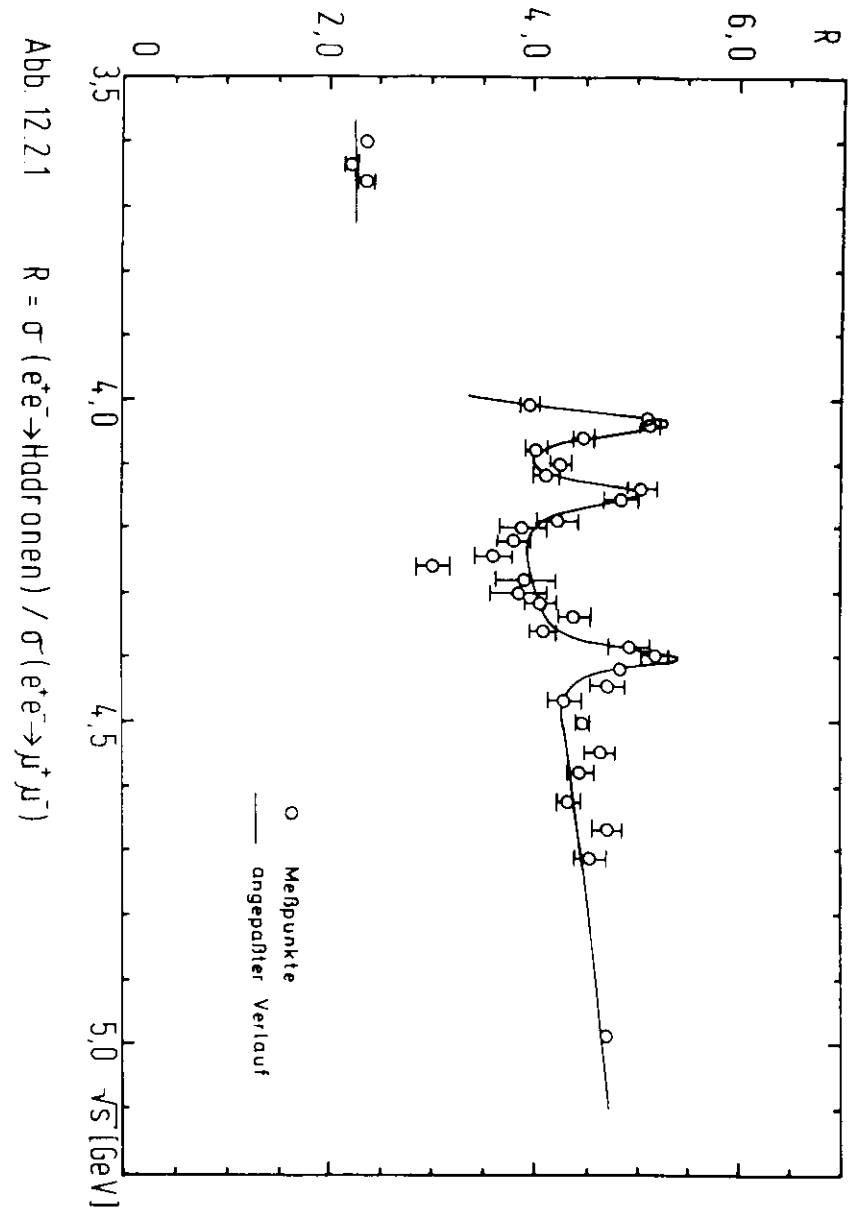
Die grundsätzlichen Eigenschaften des Wirkungsquerschnittes lassen sich aus dieser Darstellung leicht ablesen:

- Bei  $\sqrt{s} = 3,6$  GeV, also unterhalb der Schwelle für charmante Teilchen und schwere Leptonen, ergibt sich ein Wert von  $R = 2,3 \pm 0,2$
- Bei  $\sqrt{s} = 4,0$  GeV existiert offensichtlich eine Stufe im totalen Wirkungsquerschnitt, die zu Werten von  $R = 4,6 \pm 0,5$  bei  $\sqrt{s}$  größer als 4,6 GeV führt.
- Die Schwelle im Bereich von 4 GeV wird überlagert von drei resonanzartigen Beiträgen bei  $\sqrt{s}$  gleich 4,03 GeV, 4,15 GeV und 4,40 GeV.

In den strukturfreien Bereichen unterstützen diese Ergebnisse die Voraussetzungen des Quarkmodells mit der Zusatzannahme, daß ein weiteres Teilchen mit einer Ruhemasse zwischen 1,8 und 2,3 GeV/c<sup>2</sup> und Einheitsladung, das inzwischen als das schwere Lepton identifiziert wurde, existiert. Die Abweichungen betragen unterhalb der Charm- und Triton-Schwelle, wo  $R = 2$  erwartet wird, 15 % und oberhalb der Schwellen 9 %. Hier ist der erwartete Wert unter Berücksichtigung des Phasenraumfaktors für das Triton 4,3.

Setzt man die Quarkhypothese als richtig voraus, so sind folgende Schlüsse zu ziehen:

Die Ergebnisse des totalen Wirkungsquerschnittes bei  $4,5 \text{ GeV} < \sqrt{s} < 5,0 \text{ GeV}$



sind mit der Existenz von 12 Quarks nach dem GIM-Modell //12.10// (4 Flavour- und 3 Colourzustände) und einem schweren Lepton verträglich. Unterhalb der 4,0 GeV Schwelle sind die Daten trotz einer Diskrepanz, die etwas außerhalb des abgeschätzten systematischen Fehlers liegt, kompatibel mit dem Wert  $R = 2$  und somit mit der Anregung von 9 Quarks (3 Flavour- und 3 Colour-Zustände).

Über das Schwellenverhalten bei 4,0 GeV kann keine weitergehende Aussage gemacht werden, da hier zusätzlich Resonanzen auftreten.

Die drei resonanten Strukturen im totalen Wirkungsquerschnitt zwischen 4,0 GeV und 4,5 GeV können in erster Näherung durch einen Breit-Wigner-Ansatz dargestellt werden.

$$\sigma_{\nu}(s) = \frac{12 \cdot M_{\nu}^2 \cdot \Gamma_{ee} \cdot \Gamma_{\nu}}{s \cdot [(s - M_{\nu}^2)^2 + M_{\nu}^2 \Gamma_{\nu}^2]}$$

$s$             Quadrat der Schwerpunktsenergie  
 $M_{\nu}$             Resonanzmasse  
 $\Gamma_{ee}$            Partialbreite für den Zerfall in  $e^+e^-$   
 $\Gamma_{\nu}$             volle Resonanzbreite

Diese Werte enthalten jedoch Unsicherheiten, da der Untergrund, über dem die Resonanzen liegen, nur näherungsweise bestimmt werden kann. Für die Kurve, wie sie in Abb. 12.2.1 dargestellt ist, ergeben sich die folgenden Werte:

$M_{\nu}$ (GeV/c <sup>2</sup> )*	$\Gamma_{ee}$ (keV) **	$\Gamma_{\nu}$ (MeV)
4,035 $\pm$ 0,002	0,7 $\pm$ 0,1	55 $\pm$ 5
4,146 $\pm$ 0,004	0,4 $\pm$ 0,1	47 $\pm$ 11
4,400 $\pm$ 0,003	0,3 $\pm$ 0,1	33 $\pm$ 9

Tab. 12.2.1    Parameter der Resonanzen zwischen 4,0 GeV und 4,5 GeV Schwerpunktsenergie

\* Die Fehler enthalten nicht die Ungenauigkeit der Einstellung des Speicherringes (0,1 %)

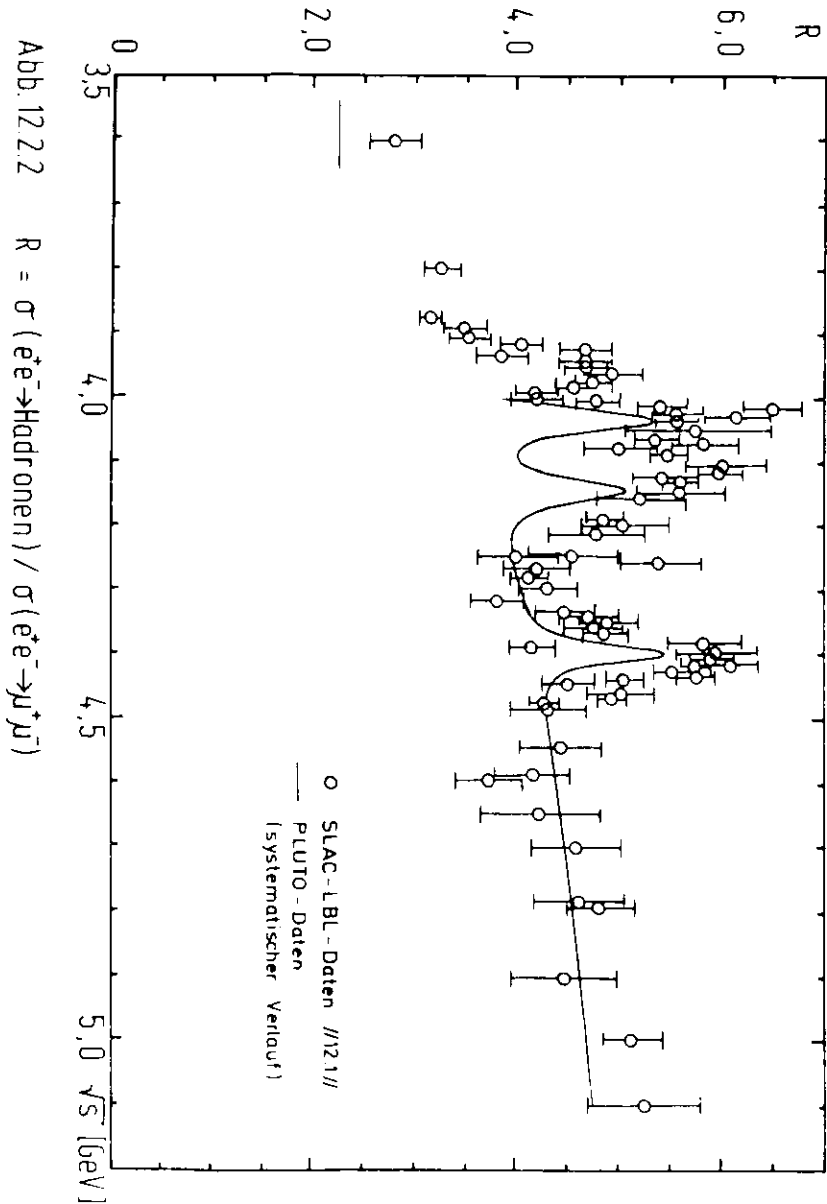
\*\* Die Fehler enthalten keine systematischen Abweichungen (ca. 10 %)

Die Prozesse, die zu diesen Resonanzen führen, sind noch nicht geklärt, so daß die Werte der Tabelle 12.2.1 nur sehr bedingt physikalische Bedeutung haben; auf der Resonanz bei 4,03 GeV Schwerpunktsenergie wurde jedoch bereits eine starke Produktion von D-Mesonen //12.11, 12.12// und bei 4,4 GeV die Produktion von F-Mesonen //12.13// gefunden.

Der totale Wirkungsquerschnitt zeigt bei 4,26 GeV Schwerpunktsenergie einen einzelnen sehr tief liegenden Punkt. Da dieser Meßpunkt um drei Standardabweichungen von dem aus den Nachbarpunkten interpolierten Wert abweicht, wurden die Datengruppen aus diesem Energieintervall speziell untersucht. Dabei stellten sich jedoch keine Unregelmäßigkeiten heraus, so daß der Punkt als vollwertiger Meßpunkt anzusehen ist. Unter der Annahme, daß die Fluktuation der Meßfehler bei kleinen Energievariationen vernachlässigbar ist und daß der Anteil des schweren Leptons am totalen Wirkungsquerschnitt wie  $\sim_{\text{DH}} (3\beta - \beta^3)/2$  verläuft, folgt aus diesem Punkt, daß der Anteil der Charm-Flavour am totalen Wirkungsquerschnitt im Schwerpunktsenergiebereich von 4,25 GeV mit einer Wahrscheinlichkeit von 99 % kleiner als 0,5 Einheiten in R ist. Damit erweist sich dieses Energieband als sehr geeignet für Untersuchungen bezüglich des schweren Leptons.

Den Vergleich der Ergebnisse des totalen Wirkungsquerschnittes mit den von der SLAC-LBL-Gruppe veröffentlichten Ergebnissen zeigt die Abbildung 12.2.2. Die Datenpunkte stammen aus //12.1//, während die durchgezogene Ausgleichskurve den hier bestimmten Wirkungsquerschnitt darstellt.

Die SLAC-LBL-Meßpunkte liegen im gesamten Energiebereich einschließlich der großen Resonanzen  $\Upsilon/J$  und  $\Psi'$  systematisch ca. 15 % über den in dieser Arbeit erzielten Werten, zeigen aber auch in den einzelnen Strukturen einige geringere unsystematische Abweichungen, die jedoch innerhalb der von den Gruppen angegebenen Schwankungsbreiten liegen. Für die Resonanz bei 4,4 GeV sind die von SLAC-LBL gemessenen Parameter in //12.1// angegeben. Die Masse der Resonanz liegt mit (4,415  $\pm$  0,007) GeV/c<sup>2</sup> 0,3 % über dem in dieser Arbeit angegebenen Wert, während die Breite  $\Gamma_{\nu}$  mit (33  $\pm$  10) MeV und die Partialbreite  $\Gamma_{ee}$  mit (0,44  $\pm$  0,14) keV mit den hier gefundenen Werten kompatibel sind.



### 12.2.3 Topologische Wirkungsquerschnitte

Die Ergebnisse der Wirkungsquerschnitte in den verschiedenen Klassen bestimmter Zahlen geladener Teilchen im Ereignis zeigen starke statistische Schwankungen, so daß aus diesen Verteilungen keine detaillierten Schlüsse gezogen werden können.

Bemerkenswert ist jedoch zunächst, daß der Anteil der Ereignisse mit 2 geladenen Spuren bis auf den Bereich um 4,0 GeV einen leichten Anstieg von 35 % auf 40 % zeigt. Geht man davon aus, daß nur Hadronen erzeugt werden, so erwartet man entgegen diesem Ergebnis ein Ansteigen der Teilchenzahl im Ereignis mit der Energie, demzufolge der Anteil an 2-Spur-Ereignissen abnehmen muß.

Der überdeckte Bereich der Schwerpunktsenergien enthält jedoch Schwellen für die Produktion neuer Teilchen, die eine zusätzliche Variation der Teilchenmultiplizität zur Folge haben können.

Eines dieser Teilchen, das schwere Lepton, hat ein großes Verzweigungsverhältnis in Zerfälle, bei denen nur ein geladenes und neutrale Teilchen entstehen, so daß die  $\tau\bar{\tau}$ -Ereignisse einen Überschuß an 2-Spur-Ereignissen erzeugen.

Geht man von der Annahme aus, daß alle  $\tau\bar{\tau}$ -Ereignisse mit einer Wahrscheinlichkeit von 50 % als 2-Spur-Ereignisse registriert werden, so beträgt der 2-Spur-Wirkungsquerschnitt aus diesem Kanal bei  $\sqrt{s} = 5,0$  GeV 0,42 Einheiten in R. Damit liegt der auf das schwere Lepton korrigierte hadronische 2-Spur-Wirkungsquerschnitt im Bereich von 5 GeV bei 1,2 Einheiten in R, beläuft sich also auf  $(31 \pm 4)\%$  des hadronischen Wirkungsquerschnittes. Unterhalb der Triton-Erzeugungsschwelle bei  $\sqrt{s} = 3,6$  GeV mißt man ebenfalls  $(31 \pm 4)\%$ , so daß die Ergebnisse einen nahezu konstanten Anteil von 2-Spur-Ereignissen im rein hadronischen Anteil ergeben, innerhalb der Meßfehler aber ein Abnehmen dieses Anteils um 5 % nicht ausschließen.

Eine über dem gemessenen Energiebereich abnehmende Tendenz zeigt der Anteil der 4-Spur-Ereignisse, während der Anteil der Ereignisse mit 6 und mehr Spuren geladener Teilchen im Ereignis monoton wächst.

Eine signifikante Variation erscheint in den Anteilen der topologischen Wirkungsquerschnitte im Bereich von  $\sqrt{s} = 4,03$  GeV. Hier nimmt der Anteil der 2-Spur-Ereignisse ab, während die Viel-Spur-Ereignisse eine Überhöhung zeigen. Dieses Verhalten ist zurückzuführen auf die verstärkte Produktion von D-Mesonen, die im Mittel zu Ereignissen mit mehr als vier geladenen Teilchen führen //12.8//.

Die Verhältnisse der Wirkungsquerschnitte der einzelnen Ereignisklassen können in der Meßgröße der mittleren Multiplizität geladener Teilchen im Ereignis zusammengefaßt werden, die allerdings Strukturen, wie sie in den verschiedenen Ereignisklassen erscheinen, nur noch in abgeschwächter Form erkennen läßt. Diese Größe ist zusammen mit den von der SLAC-LBL-Gruppe gezeigten Ergebnissen in Abbildung 12.2.3 aufgetragen.

Die Daten, die mit den Ergebnissen aus //12.6// übereinstimmen, zeigen einen leichten Anstieg der Multiplizität geladener Teilchen mit der Energie. In dem überdeckten Schwerpunktsenergiebereich resultiert dieser Anstieg aus einer Überlagerung verschiedener Effekte, so daß eine Übereinstimmung mit dem Verlauf der Kurve in anderen Energieintervallen nicht erwartet werden kann. Die an die PLUTO-Daten angepaßte Funktion hat die Form  $a + b \ln(s)$  mit  $a = 3,3 \pm 0,3$  und  $b = 0,2 \pm 0,1$ . In //12.1// sind die Werte  $a = 1,93$  und  $b = 0,75$  angegeben, die aber aus Messungen über den größeren Energiebereich von 2 GeV bis 7 GeV stammen und somit mit den hier gefundenen Zahlen nicht direkt vergleichbar sind und mit ihnen in keinem Widerspruch stehen.

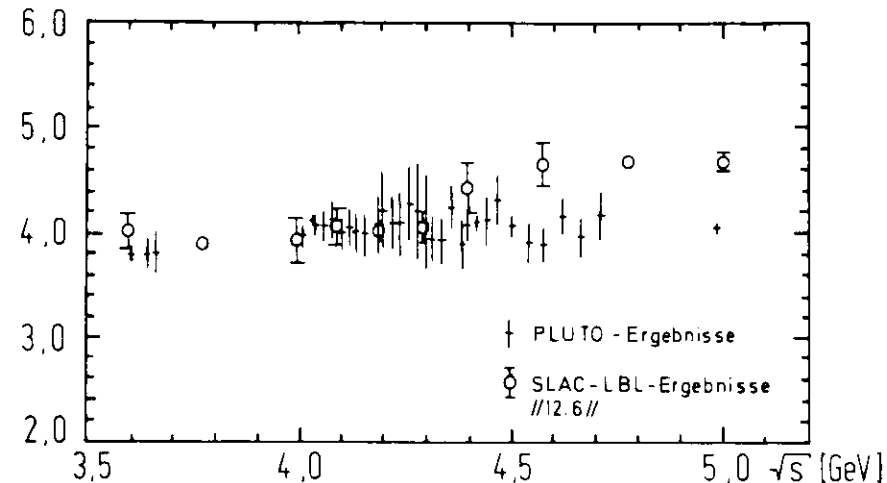


Abb.12.2.3 Mittlere Multiplizität geladener Teilchen

13 Zusammenfassung

Die in dieser Arbeit dargestellten Auswertungen der mit dem PLUTO-Detektor erzielten Meßergebnisse führten zu einer Reihe von Ergebnissen, die in sehr guter Übereinstimmung mit dem Quarkmodell stehen. Sie unterstützen die Hypothese, daß bei den DORIS-Energien im Bereich von 3 GeV bis 5 GeV 4 verschiedene Quark-Flavours in drei Colour-Zuständen, die sogenannten GIM-Quarks, erzeugt werden, von denen eines, das charmante Quark, erst bei einer Energie oberhalb 3,6 GeV ungebunden erzeugt werden kann. Weiterhin konnten aus dem totalen Wirkungsquerschnitt und dem Verlauf der Multiplizität geladener Teilchen mit der Schwerpunktsenergie starke Hinweise auf ein weiteres Teilchen mit einer Ruhemasse im Bereich von 1,8 bis 2,3 GeV/c<sup>2</sup>, das inzwischen als ein schweres Lepton ( $\tau$ ) identifiziert wurde, und auf die erhöhte Produktion charmanter Teilchen bei 4,03 GeV Schwerpunktsenergie gesammelt werden, während Charm-Produktion bei  $\sqrt{s} \approx 4,25$  GeV weitgehend unterdrückt ist.

Aus der Messung des inklusiven hadronischen Spektrums im Bereich der Schwerpunktsenergie von 3,6 GeV bis 5,0 GeV kann Skaleninvarianz nur für große Werte der Bjorken'schen Skalenvariablen  $x_p$  ( $x_p > 0,6$ ) bestätigt werden, da in diesem Bereich Schwellen für die Produktion neuer Teilchen überschritten werden. Aus diesen Abweichungen vom Skalenverhalten kann jedoch auf das Auftreten schwerer Teilchen im 4 GeV-Bereich geschlossen werden, wobei in diesen Verteilungen nicht zwischen dem schweren Lepton und den charmanter Mesonen differenziert werden kann. Das inklusive Spektrum wird bei Schwerpunktsenergien im Bereich von 4,0 GeV bis 5,0 GeV gut durch eine Exponentialfunktion  $\exp(-a x_p)$  mit  $a = 8,4 \pm 0,3$  beschrieben.

Die gemessenen Winkelverteilungen zeigen, daß die Teilchenproduktion bei höheren Energien nicht isotrop erfolgt, die Ergebnisse enthalten starke Hinweise auf eine jetartige Struktur der Ereignisse. Die bei der Teilchenproduktion ablaufenden Vorgänge können jedoch mit den vorliegenden Untersuchungsmethoden nicht weiter ausgeleuchtet werden, da zunächst noch eine

eingehendere Information darüber fehlt, welchen Einfluß die Erzeugung von Vektormesonen hat.

Für die sogenannte Energiekrise, daß in hadronischen Ereignissen mehr neutrale Pionen als erwartet erzeugt werden, folgen aus diesen Messungen keine signifikanten Hinweise: sie wird offensichtlich durch eine Reihe numerisch schwer abzuschätzender Effekte und das Auftreten des schweren Leptons simuliert. Die in diesem Experiment gefundenen Werte bestätigen, daß das Verhältnis der neutralen zu geladenen Pionen 1 : 2 beträgt.

Die Auswertung der Daten zeigte, daß an dem Detektor für weitergehende Messungen einige Erweiterungen vorzunehmen sind, die erstens eine gute Identifizierung von Photonen und Elektronen und zweitens eine Diskriminierung der Pionen gegen Kaonen ermöglichen. Dabei ist für die hier aufgestellten Untersuchungen besonders der erste Punkt wichtig, wobei eine optimale Überdeckung des gesamten Raumwinkels anzustreben ist, da dann eine gute Separation einer großen Zahl von Untergrundereignissen (Bhabha-Streuereignisse und Zwei-Photon-Ereignisse) ermöglicht wird. Mit diesen Verbesserungen ist eine eingehendere Untersuchung der inklusiven Verteilungen sowie der Jetstruktur hadronischer Ereignisse und eine exakte Messung des totalen Wirkungsquerschnittes bei höheren Energien möglich.

Literaturverzeichnis

- 2.1 Der Name Triton ( $\tau$ ) wurde von M. Perl in einem Übersichtsartikel (M. L. Perl, SLAC-PUB-1923) (1977) vorgeschlagen.
- 2.2 PLUTO-Kollaboration, J. Burmester et al.  
Phys. Lett. 68 B (1977), 297 und  
Phys. Lett. 68 B (1977), 301
- 2.3 M.L. Perl et al., Phys. Rev. Lett. 35 (1975) 1489  
M.L. Perl et al., Phys. Lett. 63B (1976) 466
- 2.4 M. Gell-Man, Phys. Rev. 125, (1962), 1067
- 2.5 Y. Ne-mann, Nucl. Phys. 26, (1961), 222
- 2.6 S. Sakata, Progr. Theor. Phys. 16 (1956) 686
- 2.7 W. A. Bardeen, H. Fritzsch und M. Gell-Man  
in Scale and Conformal Invariance in Hadron Physics  
herausgegeben von R. Gatto (Wiley, New York, 1973)
- 2.8 S. L. Glashow, J. Illiopolous und L. Maiani  
Phys. Rev. D2 (1970) 1285
- 2.9 C. W. Kim, Lectures on Physics of the New Particles  
nicht veröffentlichter Bericht der Seoul National Univ.  
(Seoul, Korea, 1976)
- 2.10. H. Harari, Konferenzbeitrag auf dem Storage-Ring-Meeting,  
Flaine, Frankreich (1976)
- 2.11 J. J. Aubert et al., Phys. Rev. Lett. 33 (1974) 1404
- 2.12 J. E. Augustin et al., Phys. Rev. Lett. 33 (1974) 1406
- 2.13 G. S. Abrams et al., Phys. Rev. Lett. 33 (1974) 1453
- 2.14 PLUTO-Kollaboration L. Criegee et al.,  
Phys. Lett. 53B, (1975) 489  
und DASP-Kollaboration W. Braunschweig et al.,  
Phys. Lett. 53B (1974) 393
- 2.15 S. Okubo, Phys. Lett. 5 (1963) 165  
G. Zweig, CERN Preprint TH 401 (1964) 412
- 2.16 G. S. Goldhaber et al., Phys. Rev. Lett. 37 (1976) 255
- 2.17 I. Peruzzi et al., Phys. Rev. Lett. 37 (1976) 569
- 2.18 PLUTO-Kollaboration, J. Burmester et al.,  
Phys. Lett. 64B (1976) 369
- 2.19 B. H. Wiik und G. Wolf, DESY, 77/01 (1977)  
(nicht veröffentlicht)
- 2.20 G. Hanson et al., Phys. Rev. Lett. 35 (1975) 1609
- 2.21 N. Cabbibo, G. Parisi und M. Testa,  
Lett. Nuovo Cimento 4 (1970) 35
- 2.22 G. Knies (PLUTO-Kollaboration), Vortrag auf dem  
International Symposium on Lepton and Photon Interactions  
at High Energies, Hamburg 1977
- 2.23 G. Flügge DESY 77/35 (1977) (nicht veröffentlicht)

- 3.1 PLUTO-Kollaboration PLUTO Handbuch (Hamburg 1974/1977)  
(nicht veröffentlicht)
- 4.1 G. Franke und R. Schmitz DESY 76/64 (1976)  
(nicht veröffentlicht)
- 5.1 R. Ripken (Diplomarbeit, Hamburg 1975)
- 5.2 H. C. Dehne, private Mitteilung
- 7.1 G. Franke, nicht veröffentlichter Bericht (Hamburg 1975)
- 8.1 D. Lücke, das Programm wurde in seiner ursprünglichen Form  
für Untersuchungen an einer Blasenkammer entwickelt
- 8.2 R. Hagedorn, Relativistic Kinematics herausgegeben  
von W. A. Benjamin (New York, Amsterdam 1963)
- 8.3 P. Söding, H. Spitzer, DESY - interner Bericht (F 1 73-7)
- 8.4 Landau-Lifschitz, Lehrbuch der theoretischen Physik II  
Akademie-Verlag (Berlin 1973)
- 8.5 Der Formalismus wurde von G. Franke in einem nicht veröffent-  
lichten Bericht beschrieben
- 8.6 H. Neuert, Kernphysikalische Meßverfahren, Verlag G. Braun  
(Karlsruhe 1966)
- 8.7 W. P. Trower, High Energy Particle Data Vol. IV  
University of California UCRL-2426 (1966)
- 8.8 T. G. Trippe et al., *Rev. Mod. Phys.* 48 (1976) Nr. 2, Teil 2
- 8.9 J. B. Marion und B. A. Zimmermann, *Nucl. Instr. and Meth.* 51  
(1967) 93

- 8.10 H. Messel und D. F. Crawford, Electron Photon Shower  
Distribution Function Tables for Lead, Copper and Air  
Absorbers, Pergamon Press (1970)
- 8.11 Das Programm stammt von D. Kreinick und Y. Totsuka und  
wurde von E. Lohrmann für dieses spezielle Problem  
umgearbeitet.
- 9.1 G. Hanson Vortrag gehalten auf dem VII International  
Colloquium on Multiparticle Reactions (Tutzing/München 1976),  
SLAC-PUB-1814 (1976)
- 9.2 PLUTO-Kollaboration, J. Burmester et al.,  
*Phys. Lett.* 67B (1977) 367
- 10.1 D. R. Yennie, S. C. Frautschi und H. Suura  
*Annals of Physics* 15 (1961) 379
- 10.2 J. D. Bjorken und S. D. Drell, Relativistic Quantum Fields  
Mc Graw Hill (1965)
- 10.3 M. Greco et al., *Nucl. Phys.* B101 (1975) 234
- 10.4 G. Bonneau und F. Martin, *Nucl. Phys.* B27 (1971) 381
- 10.5 J. D. Jackson und D. L. Scharre, *Nucl. Instr. and Meth.* 128  
(1975) 13
- 10.6 E. A. Behrends, K. J. F. Gaemers und R. Gastmans  
*Nucl. Phys.* B37 (1973) 381
- 10.7 R. Ripken Diplomarbeit (Hamburg 1975)



- 12.1 V. Lüth, Vorlesung gehalten auf der X. International School for High Energy Physics (Baku, USSR, 1976)
- 12.2 DASP-Kollaboration, R. Brandelik et al., Phys. Lett. 67B (1977) 358
- 12.3 J. Feldman und M. Perl, Physics Reports 19C Nr. 5 (1975)
- 12.4 Z. Rek, private Mitteilung
- 12.5 PLUTO-Kollaboration, J. Burmester et al., Phys. Lett. 68B (1977) 297
- 12.6 G. Hanson SLAC-PUB-1814 (siehe auch Ref. 9.1)
- 12.7 PLUTO-Kollaboration, interne Notiz
- 12.8 G. Goldhaber, Vortrag gehalten auf der Conference on Particle Physics (Budapest, 1977)
- 12.9 S. W. Herb et al., Phys. Rev. Lett. 39 (1977) 252
- 12.10 L. Glashow, J. Illiopolous und L. Maiani, Phys. Rev. D2 (1976) 1285
- 12.11 PLUTO-Kollaboration, J. Burmester et al., Phys. Lett. 64E (1976) 369
- 12.12 I. Peruzzi et al., Phys. Rev. Lett. 37 (1976) 569
- 12.13 DASP-Kollaboration, R. Brandelik et al., DESY 77/44 (1977)

Die Mitglieder der PLUTO-Gruppe sind

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

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

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

H. Meyer, K. Wacker  
 Gesamthochschule Wuppertal

Danksagung

Die vorliegende Arbeit wurde im Rahmen der Experimente der PIUTO-Kollaboration angefertigt.

Für die Betreuung dieser Arbeit und die zahlreichen kritischen Diskussionen danke ich Herrn Prof. Dr. Lohrmann.

Für die Unterstützung bei der Anfertigung der Arbeit und die vielen hilfreichen Beiträge danke ich Herrn Prof. Dr. Brandt, Herrn Dr. Grupen und Herrn Prof. Dr. Zech.

Der gesamten PIUTO-Gruppe, insbesondere Herrn Dr. Devenish, Herrn Prof. Dr. Meyer und Herrn Dr. Timm gilt mein besonderer Dank für die zahlreichen Diskussionen sowie für die gute Zusammenarbeit.

Frau Espe danke ich für die Anfertigung dieser Schrift.

Ich versichere, diese Arbeit selbständig unter Verwendung der angegebenen Quellen angefertigt zu haben.

Siegen, den 25.10.1977