

KfK 4251
April 1987

Clustertopologie multihadronischer Ereignisse in der e^+e^- -Annihilation

A. Böhrer
Institut für Kernphysik

Kernforschungszentrum Karlsruhe

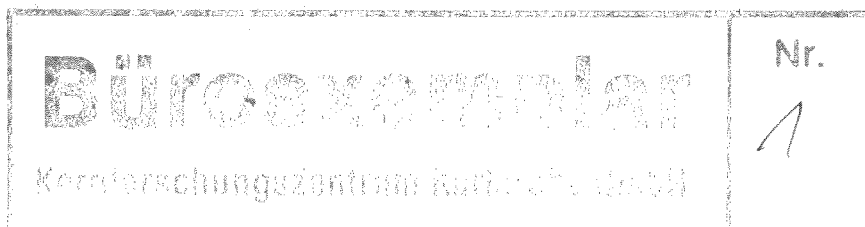
Kernforschungszentrum Karlsruhe
Institut für Kernphysik

KfK 4251

CLUSTERTOPOLOGIE MULTIHADRONISCHER EREIGNISSE
IN DER E^+E^- - ANNIHILATION

Armin Böhrer

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe



Als Manuskript vervielfältigt
Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH
Postfach 3640, 7500 Karlsruhe 1

ISSN 0303-4003

Zusammenfassung

Clustertopologie multihadronischer Ereignisse in der e^+e^- - Annihilation

Mit dem CELLO-Detektor wurden am e^+e^- -Speicherring PETRA multihadronische Ereignisse gemessen.

Bei einer Schwerpunktsenergie von 44 GeV wurde mit einem verallgemeinerten Energiefluß S^{PW} , einer Jetgröße, die auf die Verteilung der Teilchen eines Ereignisses empfindlich ist, die Kopplungskonstante α_s der starken Wechselwirkung bestimmt. Sie ist im Rahmen der Fehler mit früheren Messungen bei 34 GeV konsistent.

Dreijetereignisse wurden bei 44 GeV selektiert. Ereignisse, deren kleinster Jet eine Energie um 7 GeV hat, wurden mit den Jets aus Zweijetereignissen bei 14 GeV verglichen. Der mittlere Transversalimpuls im dritten Jet erweist sich als etwas größer als die Referenzjets bei 14 GeV.

Abstract

Clustertopology of multihadronic events in the e^+e^- -Annihilation

We measured multihadronic events with the detector CELLO at the e^+e^- storage ring PETRA.

At an energy $\sqrt{s} = 44$ GeV we determined the strong coupling constant α_s with a generalized energy flow S^{PW} , a jet measure sensitive to the particle distribution of an event. The result is consistent with former measurements at 34 GeV.

We selected 3-jet events at 44 GeV. Events having a lowest energy jet with an energy of about 7 GeV were compared to 2-jet events at 14 GeV. The mean transversal momentum of the third jet turns out to be somewhat higher than that of the reference jets at 14 GeV.

INHALTSVERZEICHNIS

1. Einleitung	1
2. Theoretische Grundlagen	3
2.1 Das Quark - Parton - Modell	4
2.1.1 <i>Farbe</i>	5
2.2 Die Quantenchromodynamik	6
2.3 Störungstheoretische QCD in der e^+e^- - Annihilation	10
2.4 Die Fragmentation	13
3. Das Experiment	15
3.1 Der Speicherring PETRA	15
3.2 Der Detektor CELLO	19
3.2.1 <i>Der Innendetektor</i>	21
3.2.2 <i>Das Flüssig - Argon - Kalorimeter</i>	24
3.3 Das Triggersystem	26
3.4 Die Datenauslese	28
4. Die Daten	29
4.1 Der Filter	29
4.2 Das Rekonstruktionsprogramm OFFRAM	30
4.3 Auswahl multihadronischer Ereignisse	31
4.3.1 <i>Untergrundereignisse</i>	33
4.3.2 <i>Auswahlbedingungen</i>	36
5. Simulation multihadronischer Ereignisse	37
5.1 Der Partongenerator	38
5.1.1 <i>Strahlungskorrekturen</i>	38
5.1.2 <i>e^+e^- - Vernichtung</i>	38
5.1.3 <i>QCD</i>	38
5.2 Fragmentation	40
5.2.1 <i>Unabhängige Fragmentation (IF)</i>	40
5.2.2 <i>String Fragmentation (SF)</i>	42
5.3 Detektorsimulation	42
6. Bestimmung der starken Kopplungskonstanten	45
6.1 Jetgrößen	45
6.1.1 <i>Sphärizität und Aplanarität</i>	45
6.1.2 <i>Thrust</i>	47

6.1.3	<i>Der verallgemeinerte Energiefluß</i>	48
6.2	Bestimmung von α_s	51
6.2.1	<i>Methode</i>	51
6.2.2	<i>Modellparameter</i>	52
6.3	Analyse	57
6.3.1	<i>Systematische Fehler</i>	58
6.3.2	<i>Diskussion</i>	63
7.	Vergleich des Jets kleinster Energie in Dreijetereignissen mit den Jets in Zweijetereignissen.	65
7.1	Die Clusterroutine	65
7.2	Methode	66
7.3	Auswahl der Jets	68
7.4	Allgemeine Eigenschaften der ausgewählten Ereignisse	69
7.5	Analyse und Ergebnisse	73
7.5.1	<i>Systematische Fehler</i>	74
7.5.2	<i>Diskussion</i>	76
8.	Zusammenfassung und Ausblick	77
Anhang A.	Ein statistisches Modell für Jets	79
A.1	Das Modell	79
A.1.1	<i>Das minimale Modell</i>	80
A.2	Simulation	80
A.3	Analyse	81
A.3.1	<i>Bestimmung der Parameter</i>	81
A.3.2	<i>Verteilungen und Schlußfolgerung</i>	82
	Autorenliste der CELLO - Kollaboration	87
	Abbildungsverzeichnis	89
	Tabellenverzeichnis	91
	Literaturverzeichnis	93

1. EINLEITUNG

Die Elementarteilchen werden heute entsprechend ihrer Wechselwirkung in zwei Gruppen eingeteilt: Leptonen und Hadronen. Während sich zeigt, daß die Leptonen auch bei den höchsten Energien punktförmige und strukturlose Teilchen sind, sind die Hadronen nicht elementar. Diese stark wechselwirkenden Teilchen haben eine Substruktur. Sie sind aus Quarks und Gluonen aufgebaut, die im Experiment jedoch nicht frei gesehen werden, sondern nur als Komponenten von Hadronen.

An Beschleunigern wie PETRA können die Quarks in der e^+e^- -Annihilation entstehen. Wie die Erzeugung anderer Fermionpaare, z.B. $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$, ist die Bildung von Quarkpaaren ein elektroschwacher Prozeß. Die Abstrahlung von Gluonen und der Übergang zu Hadronen wird durch die QCD beschrieben. Die QCD ist eine Theorie zur Erklärung der starken Wechselwirkung mittels eines Konzeptes, das die wesentlichen Prinzipien der QED bzw. der elektroschwachen Theorie übernommen hat.

Als ein technisches Problem bei der Berechnung starker Prozesse erweist sich die Energieabhängigkeit der Kopplungskonstanten. Nur bei hohen Energien ist es möglich, wie in der QED störungstheoretisch zu rechnen. Der Übergang von Quarks und Gluonen zu Hadronen kann nur durch phänomenologische Modelle beschrieben werden.

In der vorliegenden Arbeit wurden multihadronische Ereignisse, die mit dem CELLO-Detektor genommen wurden, behandelt. Sie ermöglichen Untersuchungen an Phänomenen der starken Wechselwirkung, deren Theorie in Kapitel 2 beschrieben wird. In Kapitel 3 wird unser Experiment CELLO am e^+e^- -Speicherring PETRA beschrieben. Hier wird in erster Linie auf die Detektorkomponenten eingegangen, die für die Beobachtung multihadronischer Ereignisse wichtig sind. Die Aufbereitung, Weiterverarbeitung und Auswahl der Daten ist im folgenden Kapitel 4 gegeben. Um die verwendeten Daten mit den theoretischen Vorhersagen vergleichen zu können, werden mit Hilfe eines Simulationsprogramms (Monte-Carlo-) Ereignisse generiert. Die Kapitel 6 und 7 enthalten die eigentliche Analyse. In Kapitel 6 wird die starke Kopplungskonstante α_s der QCD

bestimmt. Dies geschieht durch Anpassen eines verallgemeinerten Energieflusses aus den simulierten Ereignissen an die Daten. Im folgenden Kapitel wird untersucht, ob die Daten einen Unterschied in der Fragmentation der Jets zeigen. Kapitel 8 faßt die wesentlichen Ergebnisse der Arbeit zusammen und gibt einen Ausblick.

Im Anhang wird ein dynamisches Phasenraummodell zur Beschreibung multihadronischer Ereignisse untersucht. Es zeigt qualitativ auch die Jetstruktur. In der hier behandelten Form, minimales Modell, gibt es aber die Daten deutlich schlechter wider.

2. THEORETISCHE GRUNDLAGEN

In der e^+e^- - Vernichtung wird die Erzeugung von Hadronen durch das Standardmodell der elektroschwachen Wechselwirkung und die starke Wechselwirkung beschrieben. Durch den Austausch eines virtuellen Photons oder Z^0 [1], wird entsprechend der Leptonpaarerzeugung ein quasi-freies Quark - Antiquarkpaar erzeugt. Durch Gluonbremsstrahlung entstehen weitere Partonen, d.h. Quarks und Gluonen. Freie Quarks und Gluonen werden jedoch experimentell nicht beobachtet; sie fragmentieren zu Hadronen.

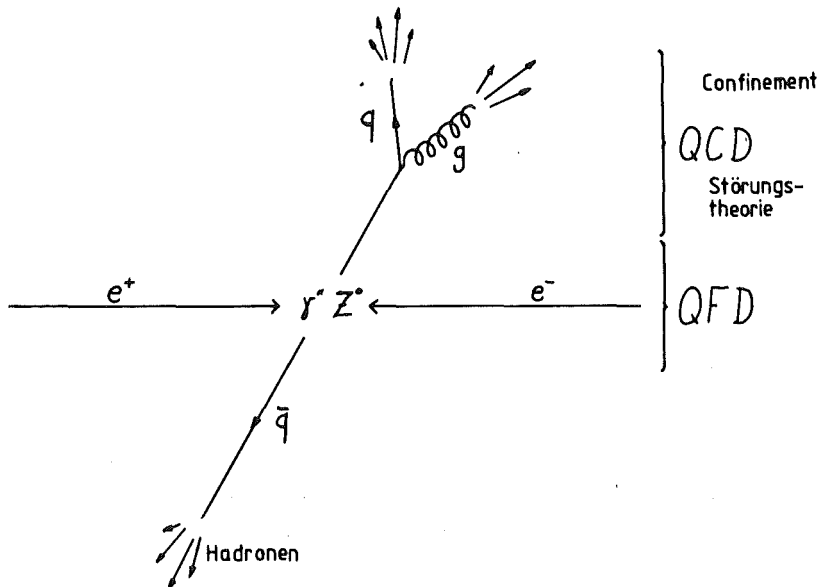


Abbildung 1. Elektron - Positronvernichtung in Hadronen

Dieses Quarkconfinement erklärt man durch eine hohe Kopplungskonstante α_s bei kleinen Impulsüberträgen. Die Berechnung des Hadronisierungsvorgangs durch Entwicklung in eine Störungsreihe entsprechend der QED, ist hier also nicht möglich. Für hohe Impulsüberträge, d.i. für die Prozesse der Vernichtung von Elektron und Positron selbst und der Gluonbremsstrahlung hingegen, verhalten sich Partonen wie freie Teilchen. Daher faktorisiert man den Vorgang der Erzeugung der Hadronen in zwei Schritte:

(1) Die Partonerzeugung geschieht bei hohen Impulsüberträgen, d.h. kleinen Abständen. (2) Bei großen Abständen fragmentieren die Quarks zu experimentell nachweisbaren Teilchen. Da dies ein Vorgang bei kleinem Impulsübertrag ist, haben die Teilchen einen kleinen Transversalimpuls zu ihrem Ursprungsparton. Durch diese Überlegung hat man ein qualitatives Argument für die Bündelung der Teilchen zu Jets.

Wesentlich für das Verständnis dieser Prozesse sind das Quark - Parton - Modell, das durch die Beschreibung der Lepton - Nukleonstreuung eine Grundlage der starken Wechselwirkung wurde, die störungstheoretische QCD und Modelle zur Fragmentation. Diese Punkte werden im folgenden kurz beschrieben [2].

2.1 DAS QUARK - PARTON - MODELL

Anfang der sechziger Jahre stellte man fest, daß sich stark wechselwirkende Teilchen, die denselben Spin, Parität und etwa dieselbe Masse haben, in Familien ordnen lassen. (Man stellt sich vor, daß die Entartung in der Masse durch die elektromagnetische Wechselwirkung aufgehoben wird.) Beispiele hierfür sind die beiden Nukleonen, Neutron und Proton, oder die drei Pionen: π^+ , π^0 , π^- .

Diese Entartung bedeutet eine Symmetrie in der Hamiltonfunktion und führte zur Einführung des Isospins. Die SU(2) - Isospinsymmetrie wurde durch Hinzunahme der Strangeness durch Gell-Mann [3] und Ne'eman [4] 1961 zur SU(3) erweitert. Man hatte nämlich neue 'seltsame' Teilchen entdeckt, die sich zusammen mit den bisher bekannten Teilchen in Familien, d.i. Singletts, Oktetts und Dekupletts, einordnen ließen. Gellmann [5] Zweig [6] interpretierten 1964 diese als Darstellungen eines Tripletts aus drei Quarks up, down, strange, und deren Antitriplett. Mesonen und Baryonen lassen sich aus diesen fundamentalen Darstellung der SU(3) darstellen:

$$\begin{array}{l} \text{Mesonen} \quad q\bar{q} \quad 3 \otimes 3 \quad = 1 \oplus 8 \\ \text{Baryonen} \quad qq\bar{q} \quad 3 \otimes 3 \times 3 = 1 \oplus 8 \oplus 8 \oplus 10 \end{array}$$

Der Erfolg dieser Beschreibung des Spektrums der Hadronen lag darin, daß alle beobachteten Teilchen in das Schema paßten, und Teilchen vorhergesagt wurden, die später entdeckt wurden. In den siebziger Jahren wurde das Modell auf die SU(5) erweitert. 1974 fand man das Charmquark, 1978 das bottom. Ein sechstes Quark, top, hofft man am LEP - Speicherring zu finden.

Die Quarks, zuerst nur als mathematische Beschreibung eingeführt, wurden 1968 in der tief inelastischen Lepton - Nukleonstreuung entdeckt. Die gefundenen punktförmigen Bestandteile wurden mit den Quarks identifiziert. Nur die Hälfte des Impulses wird jedoch von den Quarks getragen. Daher brauchte man ein zweites Parton zur Erklärung dieser Beobachtung. Dieses Gluon wurde 1979 am PETRA - Speicherring in der e^+e^- - Vernichtung entdeckt [7].

2.1.1 Farbe

1) Da die Quarks als Fermionen erkannt wurden, müssen sie der Fermi-statistik genügen. Das Ω^- , der Zustand niedrigster Masse mit $S=-3$, Spin=3/2, besteht aus drei strange Quarks, und sollte daher eine symmetrische Wellenfunktion haben. Dies aber verletzt das Pauliprinzip. Ein Ausweg war die Einführung der Farbe als weiteren Freiheitsgrad: Rot, grün und blau bilden die ungebrochene $SU(3)_{\text{colour}}$. Baryonen und Mesonen sind Colour - Singulets.

2) Eine experimentelle Bestätigung für die Farbe fand man durch die Messung von R:

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

Das Verhältnis ist abhängig von der Anzahl der offenen Flavour (=5: u, d, s, c, b bei 44 GeV), und dem Ladungsquadrat der Quarkladungen. Der auf Effekte der starken und elektroschwachen Wechselwirkung korrigierte Wert braucht den Faktor drei für die Farbe [8].

- 3) Eine weitere Bestätigung der Farbe sind die Zerfallsbreite des π^0 [9], sowie der
- 4) Anteil der semileptonischen Zerfälle des Charm und Bottom [10] und
- 5) die Existenz von qqq Konfigurationen, während qq und qqqq Zustände nicht gesehen werden [2].

2.2 DIE QUANTENCHROMODYNAMIK

In den siebziger Jahren gelang es, für die starke Wechselwirkung in analoger Form wie für die elektromagnetische Wechselwirkung, eine Theorie aufzubauen. Wie die QED ist die QCD (Quanten - Chromo - Dynamik) eine lokale Eichtheorie. Als Eichgruppe wählte man die $SU(3)_{\text{colour}}$, wobei Hadronen, wie oben erwähnt, Coloursingulets sind. Eichtheorie heißt, die Lagrangefunktion ist invariant unter Transformationen in der $SU(3)_{\text{colour}}$; lokal, die Transformationen können unabhängig für jeden Raumzeitpunkt durchgeführt werden [11].

Lagrangefunktion:

$$L = \bar{\psi}_c (i\gamma^\mu D_\mu - m) \psi_c - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F^{a\mu\nu}$$

mit

$$\psi_c(x) = \begin{pmatrix} q_r \\ q_g \\ q_b \end{pmatrix}$$

$$D_\mu = \partial_\mu - i \frac{g}{2} A_\mu^a \lambda_a \quad (1)$$

$$F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a + g f^{abc} A_\mu^b A_\nu^c \quad (2)$$

A_μ^a Oktett von Eichbosonen $a=1, \dots, 8$: Gluonen
 λ_a Gell-Mann-Matrizen
 f_{abc} Strukturkonstanten der SU(3)

lokale Eichtransformation:

$$\psi_c(x) \rightarrow U_{cc'}(x) \psi_{c'}(x)$$

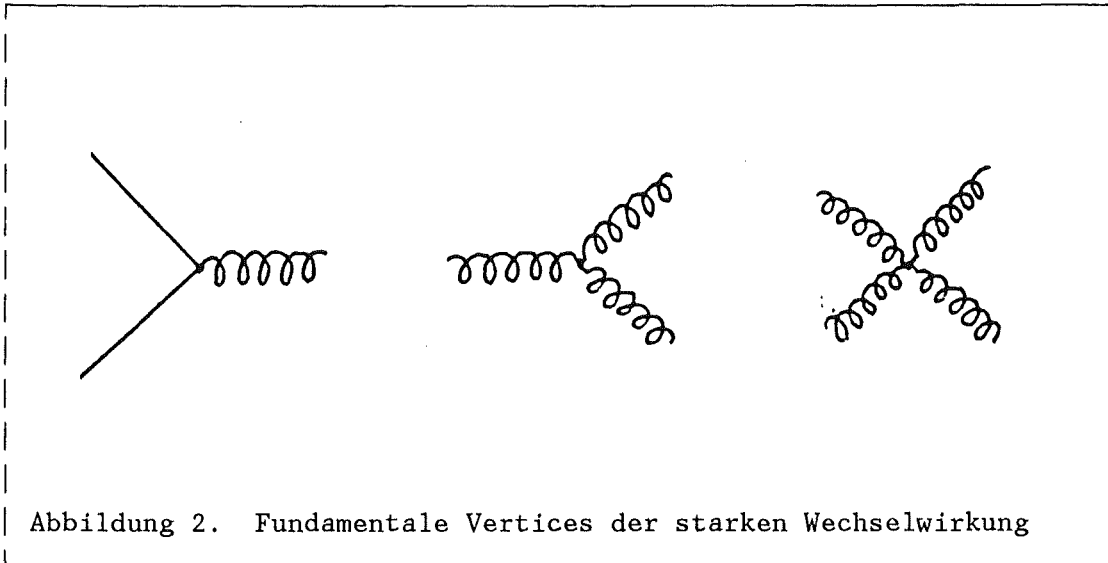
$$A_\mu(x) \rightarrow U(x) A_\mu U^{-1}(x) + \frac{i}{g} U(x) \partial_\mu U^{-1}(x)$$

$$U(x) = \exp\left(i \frac{g}{2} \theta^a(x) \lambda_a\right)$$

$$A_\mu(x) = - \frac{1}{2} A_\mu^a \lambda_a$$

$$g = \sqrt{4\pi\alpha_s} \text{ starke Kopplungskonstante}$$

Der letzte Term in (2) zeigt, daß die Gluonen selbstwechselwirken. Sie koppeln mit derselben Stärke aneinander wie Quarks an Gluonen; letzter Term in (1). Da λ_a, λ_b nicht für beliebige Indices a, b vertauschen, unterscheidet sich die nichtabelsche QCD durch die Selbstkopplung der Eichbosonen von der QED. Damit gibt es folgende fundamentale Vertices:



Die Wechselwirkung freier Teilchen wird in einer Feldtheorie mittels einer unendlichen Reihe dargestellt. Jeder Term ist proportional zu einer Potenz der Kopplungskonstanten (Ordnungen 1,2,..). Durch die fundamentalen Vertices (s.o.) lassen sich im Prinzip alle Feynmangraphen höherer Ordnung angeben. Falls die Kopplung klein ist, kann man hoffen, daß die Reihe konvergiert. Die Berechnung dieser Störungsreihe bis zu einer festen Ordnung liefert in der QCD eine gute Näherung für die Wechselwirkung bei hohem Impulsübertrag q^2 . Die Kopplungskonstante α_s der starken Wechselwirkung fällt mit wachsendem q^2 . In zweiter Ordnung gilt:

$$\alpha_s(q^2) = \frac{12 \pi}{(33-2N_f) \ln\left(\frac{q^2}{\Lambda^2}\right) + 6 \cdot \frac{153-19N_f}{33-2N_f} \ln\left(\ln\left(\frac{q^2}{\Lambda^2}\right)\right)}$$

N_f = Anzahl der offenen Flavour
 = 5 bei $E_{\text{cms}} = 44 \text{ GeV}$

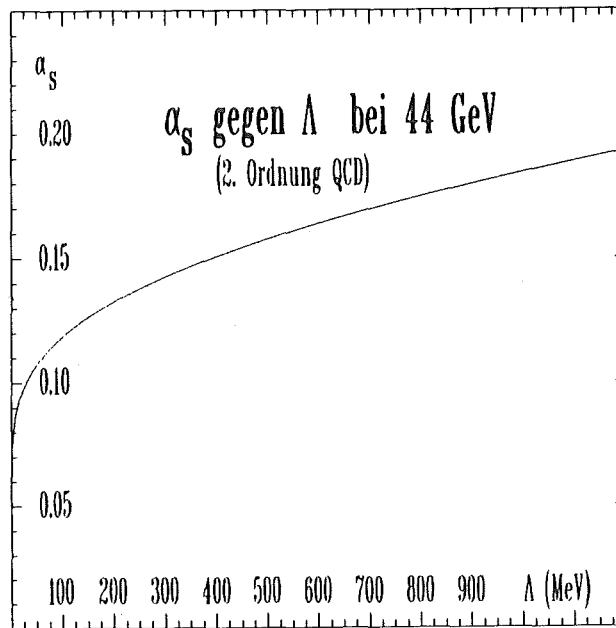


Abbildung 3. $\Lambda_{\overline{MS}}$ gegen die starke Kopplungskonstante

Λ (genauer $\Lambda_{\overline{MS}}$ für modifizierte minimale Subtraktion) [12], [13] ist ein Abschneideparameter der QCD, der experimentell bestimmt werden muß. \overline{MS} gibt das Renormierungsschema an. Manche innere Linien ('loops'), d.h. Korrekturen zum Gluonpropagator, führen zu Divergenzen, da man zu ihrer Berechnung über alle Impulse integrieren muß. Die Möglichkeit, diese Divergenzen durch Neuinterpretation endlich vieler Parameter, die dann durch ihren experimentell bestimmten Wert ersetzt werden, zu beseitigen, nennt man Renormierung. Dies führt zu Abhängigkeiten der Naturkonstanten wie z.B. die oben angegebene gleitende Kopplungskonstante. Für große q^2 (d.h. $q^2 \gg \Lambda^2$) nimmt die Kopplungskonstante ab, die Partonen sind asymptotisch frei, und die Vorgänge können in einer Störungsreihe berechnet werden. Für kleinere Impulsüberträge also größere Abstände steigt die Kopplungskonstante an; es gibt keine freien Quarks (confinement). Die oben angegebene Formel für α_s wird ungültig für kleine q^2 . Deshalb beschreibt man die Hadronisierung der Quarks durch phänomenologische Modelle.

2.3 STÖRUNGSTHEORETISCHE QCD IN DER E^+E^- - ANNIHILATION

Proportional zum Quadrat der Ladung e_q ($2/3$ bzw. $1/3$) werden in der e^+e^- - Annihilation Quarkpaare erzeugt. Aufgrund des Spins haben diese Fermionpaare eine Winkelverteilung proportional $1 + \cos^2\theta$ [14]. Der Gesamtwirkungsquerschnitt für N_f Flavours ergibt sich relativ zum Myonpaarerzeugungsquerschnitt σ_μ zu:

$$\sigma_0 = 3 \cdot \sum_{i=1}^{N_f} (e_{qi}^2 \cdot \sigma_\mu)$$

Das so erhaltene Quark - Antiquarkpaar kann ein Gluon abstrahlen. Weitere Feynmangraphen 1. Ordnung sind Korrekturen zum Quarkpropagator und die Vertexkorrektur, siehe Abbildung 5. Die Graphen mit inneren Linien sind sowohl ultraviolett als auch infrarotdivergent, d.h. sie divergieren, wenn der Impuls der inneren Linie gegen unendlich oder null geht. Die beiden Graphen mit quasifreiem Gluon im Endzustand haben Divergenzen, wenn die Energie des abgestrahlten Gluons gegen null geht (infrarote Divergenz), oder das Gluon und das strahlende Quark einen immer kleineren Winkel bilden (kollineare Divergenz). Bei der Berechnung des Wirkungsquerschnittes von $e^+e^- \rightarrow$ Partonen heben sich diese Divergenzen wegen verschiedener Vorzeichen der einzelnen Beiträge gegenseitig auf. Die ultravioletten Divergenzen der inneren Linien vernichten sich gegenseitig, die infraroten Divergenzen der inneren Linien heben die kollinearen und infraroten Divergenzen der Graphen mit Dreipartonendzustand auf. Somit erhält man einen endlichen Wirkungsquerschnitt:

$$\sigma_1 = \sigma_0 \cdot (1 + \alpha_s/\pi)$$

Die Verteilung der Hadronen berechnet man nun mit Fragmentationsmodellen. Diese beschreiben den Zerfall von Partonen in die physikalisch nachweisbaren Teilchen. Hierfür braucht man jedoch den Zwei - bzw. Dreipartonwirkungsquerschnitt separat. Diese sind jedoch für sich allein genommen divergent, wie an dem Beispiel des differentiellen qqg -

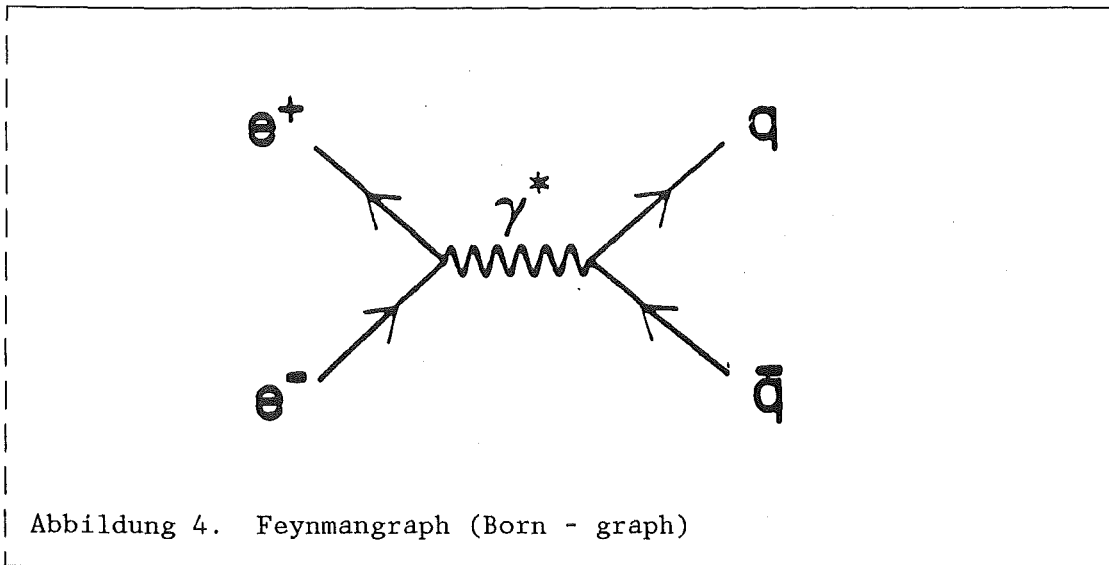


Abbildung 4. Feynmangraph (Born - graph)

Wirkungsquerschnitt verdeutlicht werden soll. Er ist gegeben durch [15]

$$\frac{d^2\sigma_1}{dx_1 dx_2} = \sigma_0 \cdot \frac{2\alpha_s}{3\pi} \cdot \frac{x_1^2 + x_2^2}{(1-x_1)(1-x_2)}$$

$\sigma_0 = 2$ - Parton - Wirkungsquerschnitt 0. Ordnung

$x_i = 2 \cdot E_i/\sqrt{s}$ Partialimpuls der Quarks

$x_3 = 2 - x_1 - x_2$ Impuls des Gluons

An diesem Ausdruck sieht man, daß der differentielle Wirkungsquerschnitt zwei Pole hat:

x_1 und $x_2 \rightarrow 1$ Infrarotsingularität des Gluons

x_1 oder $x_2 \rightarrow 0$ kollineare Singularität

Diese Singularitäten behebt man durch Schnitte bei der Berechnung der Wirkungsquerschnitte. Eine gebräuchliche Lösung ist, zu fordern, daß die invariante Masse zweier Partonen einen festen Wert überschreitet:

$$s_{12} = (p_1 + p_2)^2/s > Y$$

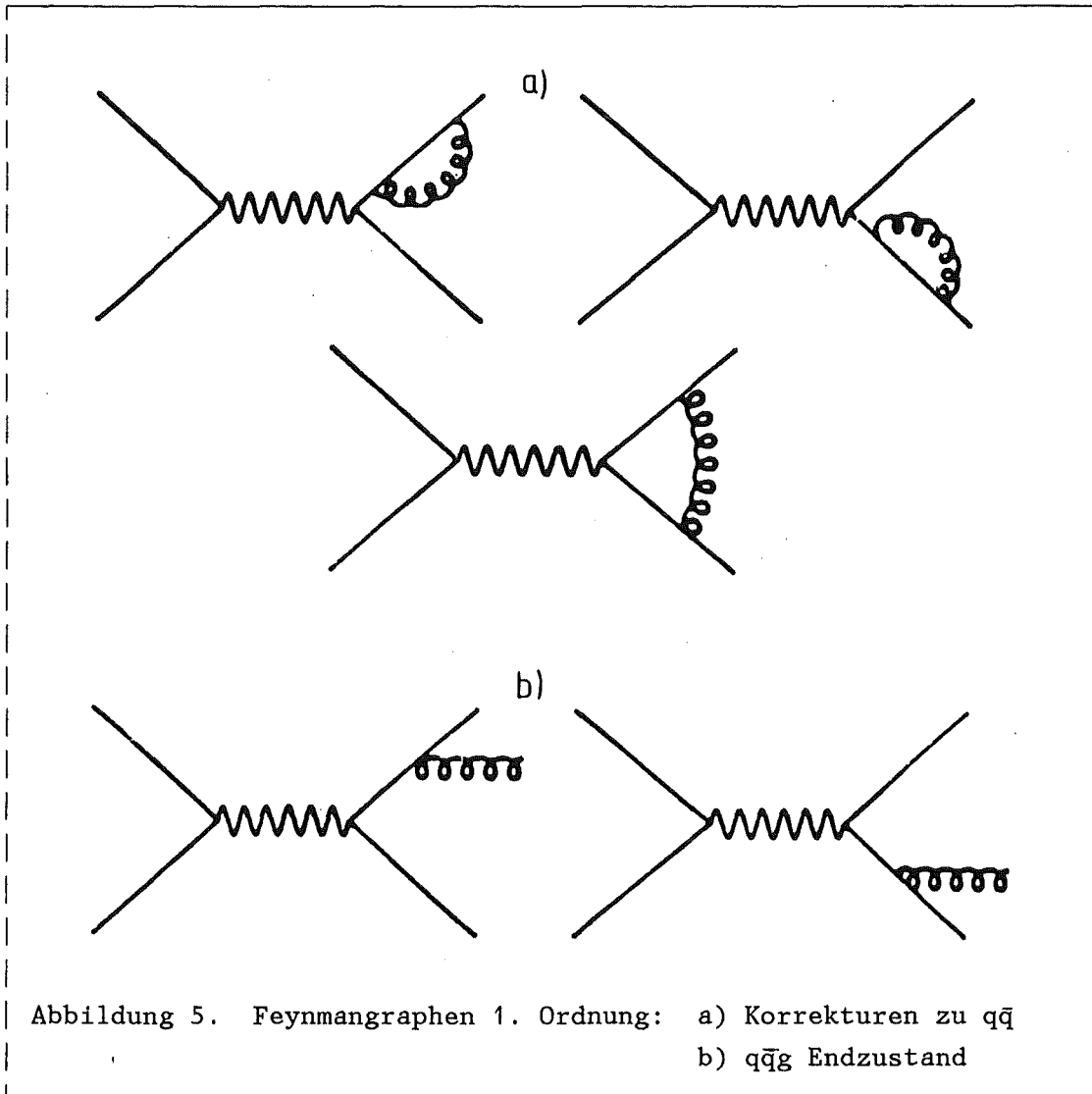


Abbildung 5. Feynmangraphen 1. Ordnung: a) Korrekturen zu $q\bar{q}$
b) $q\bar{q}g$ Endzustand

Dieser Abschneideparameter gewährleistet, daß der Drei - und der Zweipartonwirkungsquerschnitt endlich wird. Dasselbe Verfahren wendet man in zweiter Ordnung der Störungsrechnung an. Auch hier werden durch den Y - Schnitt die einzelnen Wirkungsquerschnitte endlich.

2.4 DIE FRAGMENTATION

Multihadronische Ereignisse haben die Eigenschaft, daß Teilchen mit einem geringen Transversalimpuls relativ zur Achse der Bündel entstehen, der zusätzlich noch kaum von der Schwerpunktsenergie abhängt. Ein weiteres Merkmal ist das Skalenverhalten: die Wahrscheinlichkeit, daß ein Teilchen mit einem Bruchteil des Longitudinalimpulses $z = (E+p_L)_{\text{had}} / (E+p_L)_{\text{q}}$ erzeugt wird, ist unabhängig von der Energie des Partons aus dem es entstand und ist daher nur eine Funktion von z : Fragmentationsfunktion $f(z)$. Zur Beschreibung dieser Tatbestände gibt es zwei verschiedene Modelle [16].¹

In der unabhängigen Fragmentation (Independent Fragmentation) zerfallen alle Partonen in derselben Weise. Die Fragmentation der einzelnen Partonen wird nicht durch die Anwesenheit anderer Partonen beeinflusst. Gluon und Quark verhalten sich gleich. Energieerhaltung gilt nicht automatisch.

Beim Stringmodell (String Fragmentation) beschreibt man die Bildung von Mesonen und Baryonen durch Zerfall des Farbstrings, der sich vom Quark über eventuell vorhandene Gluonen zum Antiquark erstreckt. Das Gluon hat daher eine weichere Fragmentation als das Quark.

Die beiden Modelle sind in Kapitel 5 über die Simulation der Ereignisse näher beschrieben.

¹ Ein weiteres Modell zur Beschreibung der e^+e^- - Annihilation, basierend auf einem dynamischen Phasenraum, ist im Anhang beschrieben.

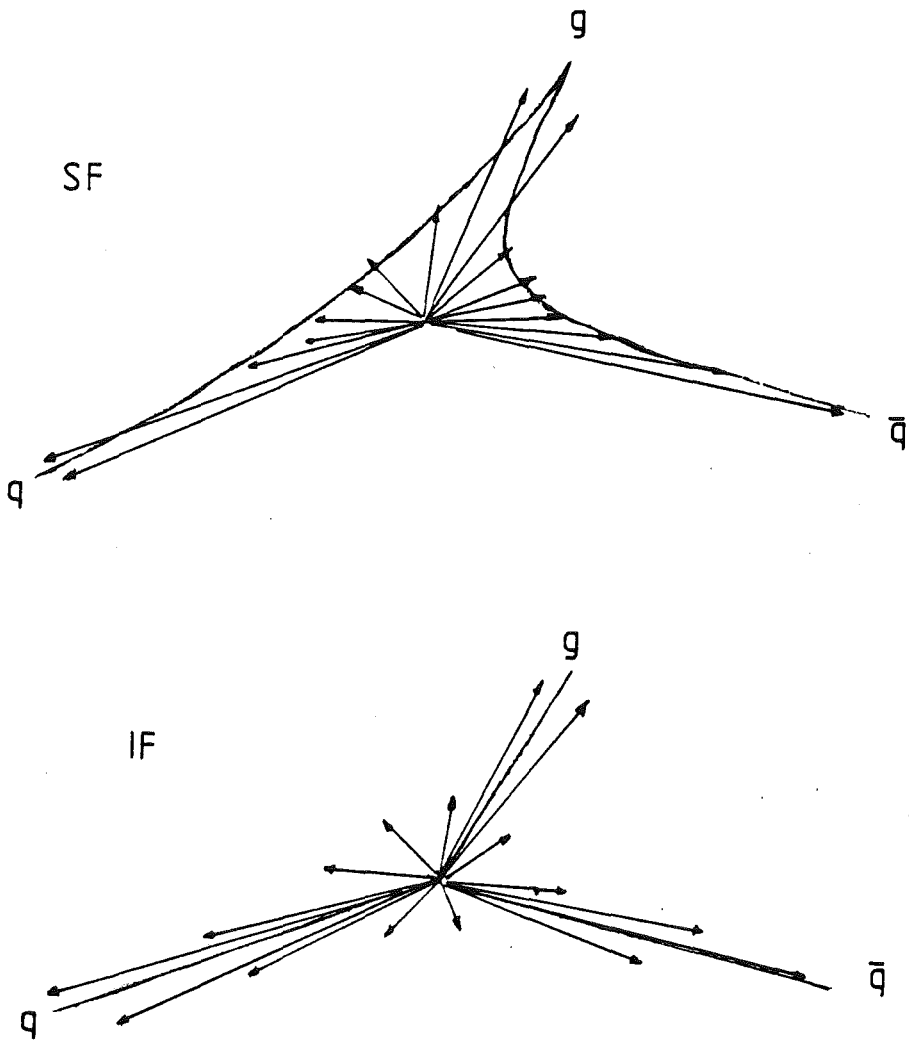


Abbildung 6. Fragmentation:
SF String-fragmentation
IF Unabhängige Fragmentation

3. DAS EXPERIMENT

Die Untersuchung zur Clustertopologie multihadronischer Ereignisse in der e^+e^- - Annihilation wurde mit Daten, die am Detektor CELLO gewonnen wurden, durchgeführt.

CELLO ist eines von vier Experimenten am Speicherring PETRA am DESY in Hamburg [17].

3.1 DER SPEICHERRING PETRA

PETRA (Positron- Elektron- Tandem- Ring- Anlage), ein e^+e^- - Speicherring am DESY (Deutsches Elektron- SYnchrotron) in Hamburg, wurde 1978 in Betrieb genommen. Man begann mit einer Strahlenergie von 11 GeV. 1984 wurde die Energie auf maximal $2 \cdot 23.39$ GeV erhöht. Im Strahlrohr des Speicherrings werden in vier Wechselwirkungszonen zwei Bündel Elektronen mit zwei Bündel Positronen, die im Vakuumrohr auf gleichen

	DESY	DORIS	PETRA
	Synchrotron	Synchrotron	Speicherring
Höchste Energie	7,5 GeV LAB	11,2 GeV CMS	47 GeV CMS
Abmessung	100m \emptyset	55 x 100m	743m \emptyset
Zahl der Ablenkmagnete	48	36	224
Maximales Magnetfeld	0,79 T	0,95 T	0,39 T
Max. Hochfrequenzl.	1 MW	1,1 MW	18 MW
Vakuum	5×10^{-7} Torr	10^{-9} Torr	10^{-9} Torr
Baubeginn	1959	1969	1975
Inbetriebnahme	1964	1974 (DORIS I)	1978

Tabelle 1. Die Hamburger Beschleunigungsanlagen

Bahnen entgegengesetzt umlaufen, zur Kollision gebracht. Im Gegensatz zu Beschleunigern mit festem Target steht hier bei der Teilchenvernichtung die volle Strahlenergie zur Verfügung. Die Reaktionsrate berechnet sich bei bekanntem Wirkungsquerschnitt σ aus der Luminosität:

$$\frac{dN}{dt} = L \cdot \sigma$$

Die Luminosität L ist durch Parameter des Beschleunigers und der Eigenschaften der Teilchenbündel gegeben als:

$$L = \frac{I^+ I^- U}{4\pi c e^2 N_B \sigma_x \sigma_y}$$

mit

I^{+-}	Teilchenströme	(3-10 mA)
U	Umfang des Speicherrings	(2304 m)
N_B	Zahl der Teilchenbündel	(2)
$\sigma_{x,y}$	Ausdehnung der Teilchenbündel	(0,05 bzw. 0,004 mm)
L	Luminosität	$(\approx 2 \cdot 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1})$

Die integrierte Luminosität $\int L dt$, der für diese Analyse bei 44 GeV verwendeten Daten, beträgt $26,4 \text{ pb}^{-1}$.

Wie werden nun diese Teilchenbündel erzeugt? Die durch Glühemission erhaltenen Elektronen werden zunächst mit dem Linearbeschleuniger LINAC - I auf 50 MeV, dann mit DESY - I auf 7 GeV beschleunigt und anschließend in PETRA eingespeichert. Im LINAC - II schießt man Elektronen auf ein Target und erzeugt so Positronen. Auf 450 MeV beschleunigt, werden sie im Akkumulationsspeicherring PIA (Positron- Intensitäts- Akkumulator) gesammelt, im DESY - I auf 7 GeV beschleunigt und in PETRA eingefüllt.

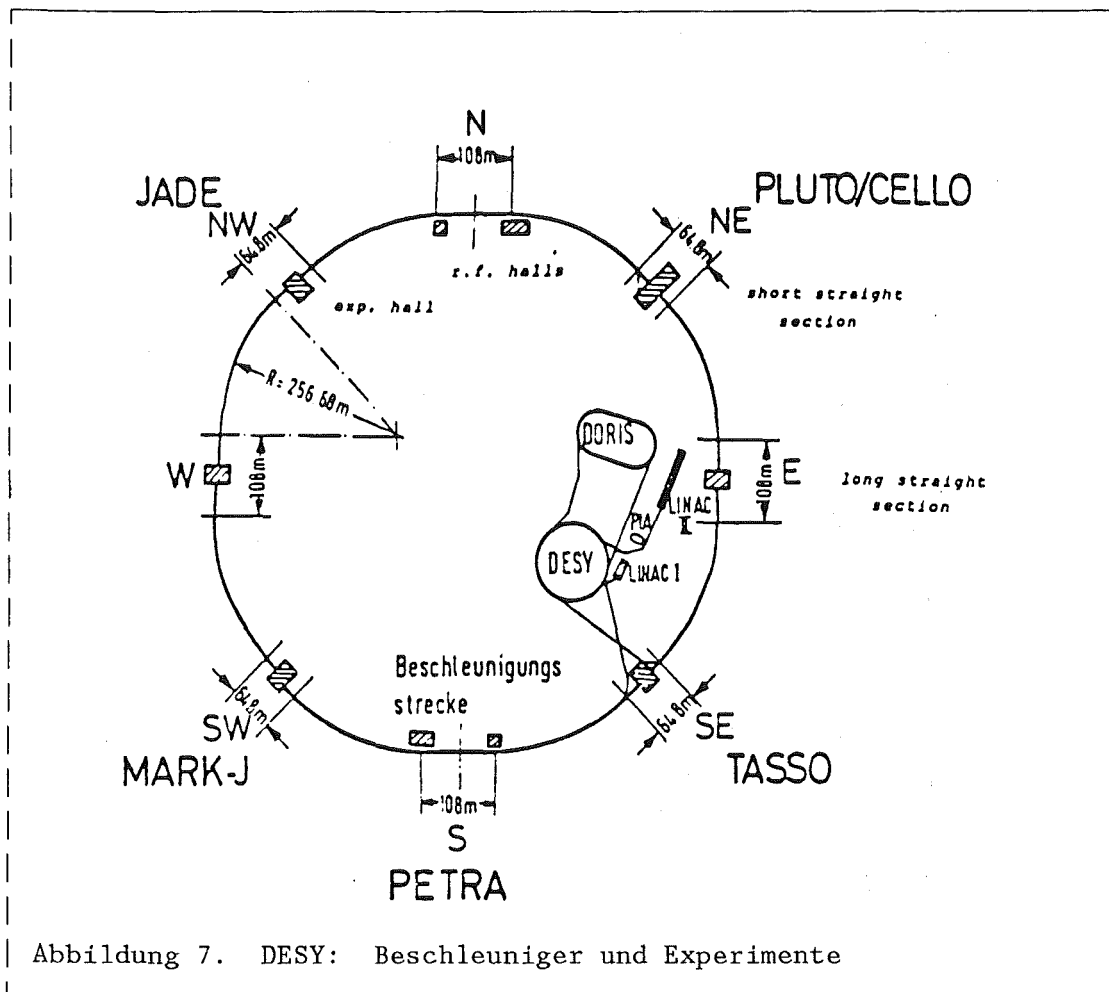
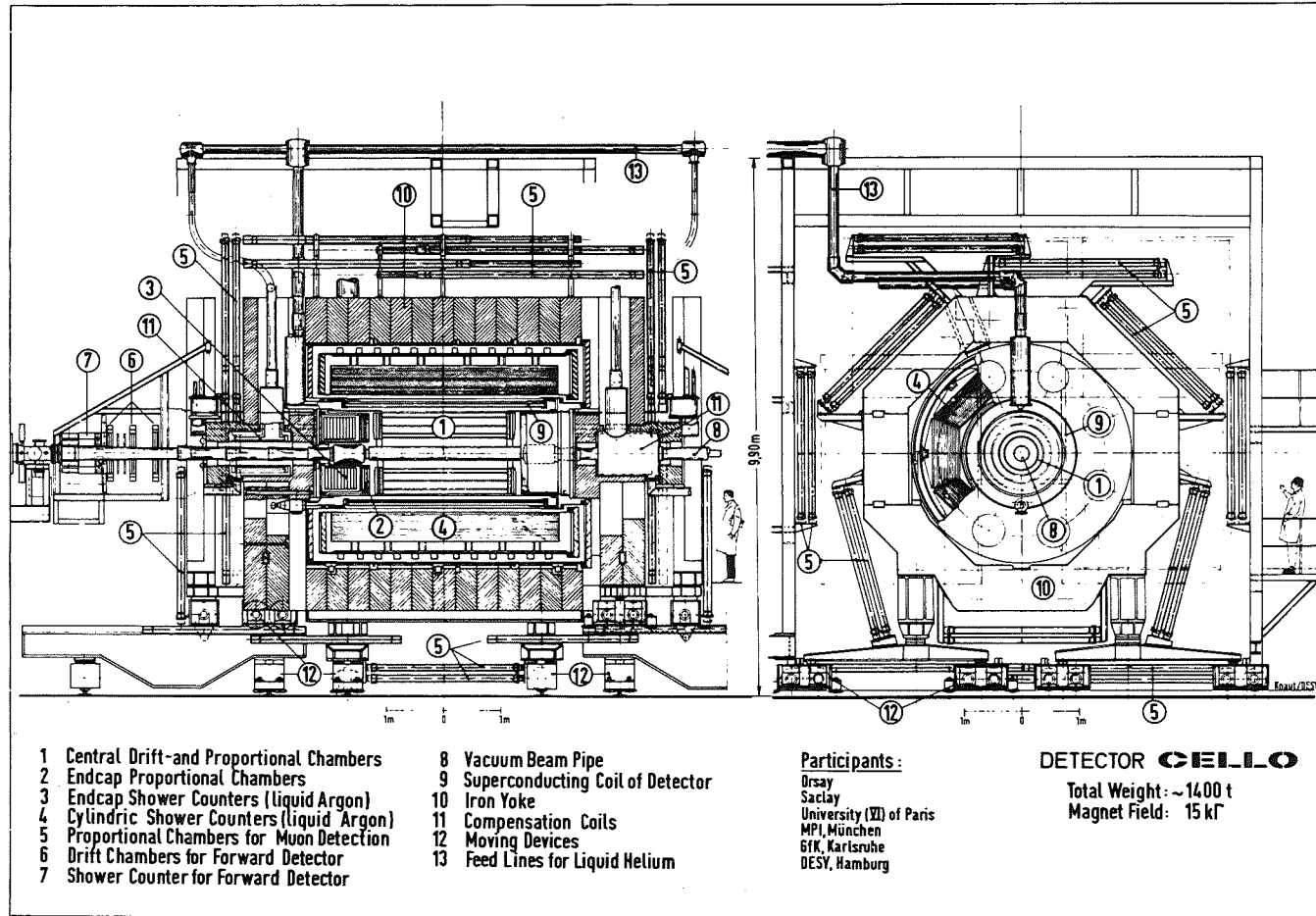


Abbildung 7. DESY: Beschleuniger und Experimente

Vier solche Teilchenbündel werden im Speicherring weiterbeschleunigt, bis die gewünschte Strahlenergie erreicht ist. Dann wird nur noch die Energie zugeführt, die nötig ist, um den Verlust durch Synchrotronstrahlung auszugleichen. Dieser ist proportional zu E^4/r ($r =$ Krümmungsradius des Speicherring: 192 m) und begrenzt die maximal erreichbare Energie. Alle 3 bis 8 Stunden wird der Ring neu gefüllt, da, insbesondere durch Stöße mit Restgas, die Intensität des Elektron- und Positronstrahls abnimmt.

Abbildung 8. CELLO: Ansicht in Längs- und Querschnitt



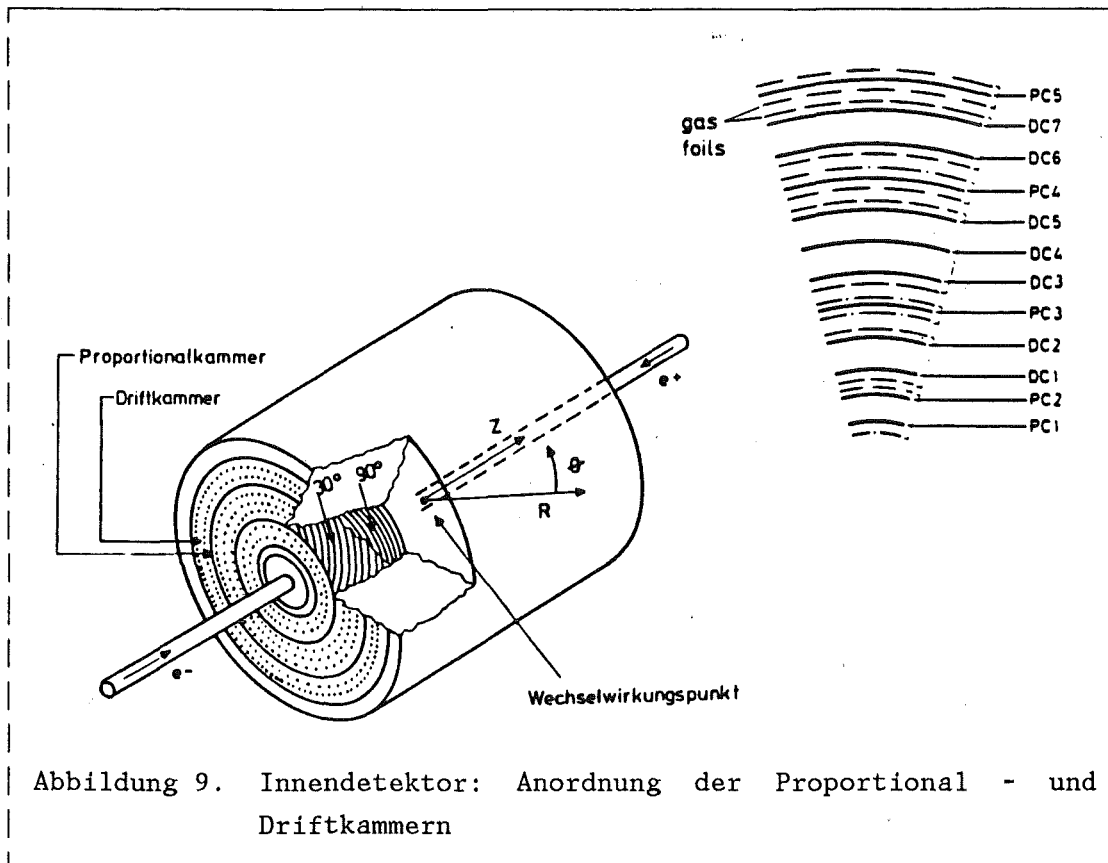
3.2 DER DETEKTOR CELLO

CELLO [18], [19] ist ein Magnetspektrometer zum Nachweis von Spuren hochenergetischer Teilchen, mit guter Impulsauflösung für geladene und guter Energieauflösung für neutrale Teilchen. Erkennung und Trennung dicht liegender Spuren bei hoher Multiplizität ('Jets') waren ebenso wie die gute Erkennung elektromagnetischer Schauer wichtige Forderungen für den Aufbau des Detektors. Dies für einen großen Raumwinkel zu erreichen, prägte wesentlich die Auslegung der einzelnen Detektorkomponenten und deren Anordnung [20],[8]:

Da die Messung im Schwerpunktsystem stattfindet, sind die Detektorkomponenten und deren Anordnung zylindersymmetrisch.

Aufbau des Detektors und Aufgaben seiner Hauptkomponenten:

- *Strahlrohr*
- *Vertexdetektor*: Das Strahlrohr ist von zwei Lagen aus 128 Driftrohren umgeben, um eine gute Rekonstruktion des Wechselwirkungspunktes zu erlauben und die Impulsauflösung zu verbessern.
- Der *Innendetektor* und der *Vorwärtsdetektor*, aufgebaut aus zylindrischen Proportional - und Driftkammern dienen zum Nachweis geladener Teilchen und deren Impulsmessung.
- Die *supraleitende Spule* erzeugt ein Magnetfeld von 1,3 Tesla. Um ein frühzeitiges Aufschauern der neutralen Teilchen gering zu halten, wurde auf eine leichte Bauweise geachtet. Einschließlich Kryostat hat der Solenoid eine mittlere Dicke von nur 0,8 Strahlungslängen.
- Das *zylindrische Kalorimeter* und die *Endkappen* (Bleistreifen in flüssigem Argon) weisen Teilchen mit guter Orts - und Energieauflösung nach. Mit Hilfe der Endkappenschauerzähler wird durch Nachweis der Bhabhaereignisse die Luminosität gemessen.



- Das *Eisenjoch* des Magneten mit einer Dicke von fünf bis acht Absorptionslängen dient zugleich als Hadronfilter. Nur Myonen mit mehr als einem GeV durchdringen es. Sie werden in einer der
- 30 *Myonkammern* nachgewiesen. Dies sind Driftkammern, deren Kathodenstreifen zu den Anodendrähten einen Winkel von 34° bilden, um die Spuren im Raum bestimmen zu können.
- Am Strahlrohr befinden sich *Bleiglasschauerzähler* zum Nachweis der Teilchen, die unter kleinem Winkel zum Strahl entstehen. Außerdem bieten die Zähler eine zweite Möglichkeit zur Messung der Lumineszenz.

Die Analyse der vorliegenden Arbeit wurde mit Daten durchgeführt, die mit dem Zentraldetektor gemessen wurden. Deshalb möchte ich im folgenden den Innendetektor und das elektromagnetische Flüssig - Argon - Kalorimeter etwas genauer beschreiben.

3.2.1 Der Innendetektor

Der Innendetektor besteht aus fünf zylindrischen Proportionaldrahtkammern und sieben Driftkammern. Sie sind konzentrisch um das Strahlrohr angeordnet.

Jede Proportionaldrahtkammer besteht aus axialen Anodendrähten und zwei zylindrische Kathoden. Diese sind in 4,5 mm breite Streifen unterteilt, die um 30° bzw. 90° zur Strahlachse orientiert sind. Die analog ausgelesenen Signale ermöglichen so eine gute Auflösung in z - Richtung (d.h. Strahlrichtung) von $440 \mu\text{m}$, durch Vergleich der Pulshöhen der beiden Streifenlagen. In 91% des Raumwinkels erhält man pro Spur mindestens acht Punkte; mit den Endkappen in 97% mindestens vier. Die genaue Ortsmessung in der Ebene senkrecht zum Strahl erfolgt durch die Driftkammern.

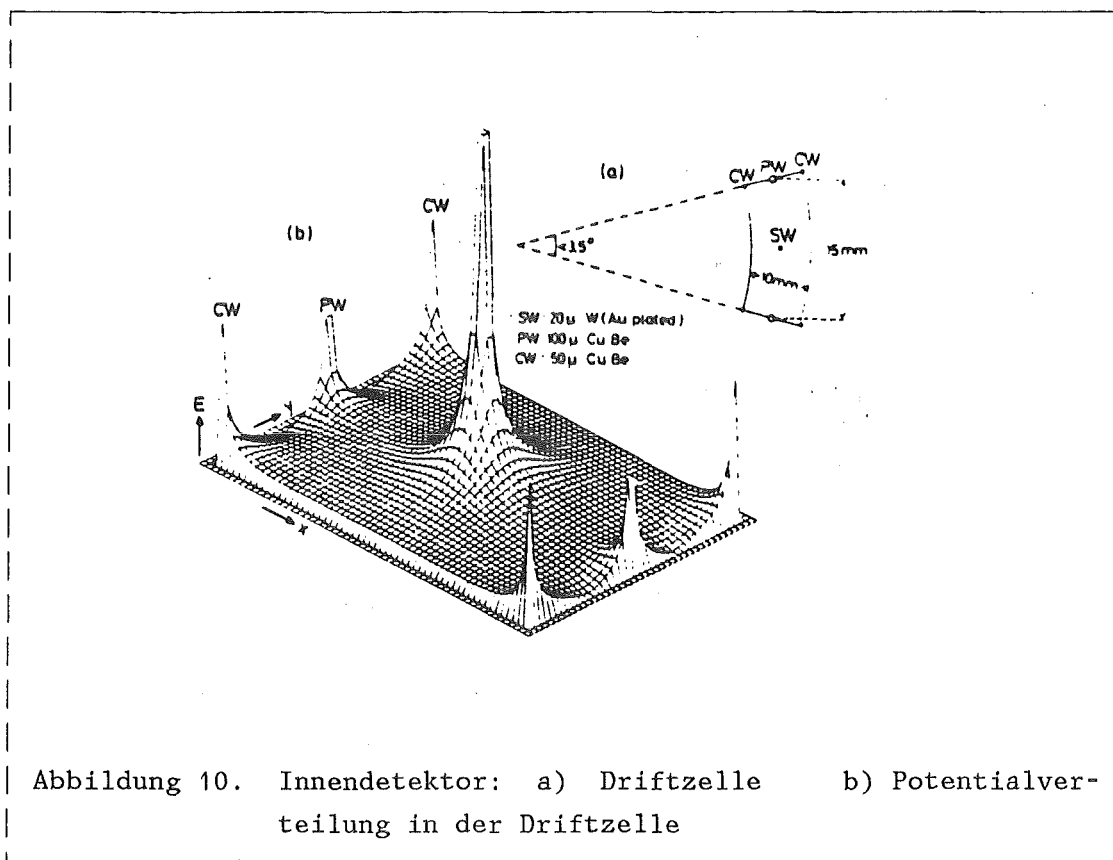


Abbildung 10. Innendetektor: a) Driftzelle b) Potentialverteilung in der Driftzelle

Länge der Drähte	2,20 m
Abstand der 7 Proportional- und 5 Driftkammern vom Vertex	0,17 - 0,70 m
Eigenschaften der Proportionalkammern:	
Zahl der Anodendrähte	5120
Durchmesser der Drähte	20 μm
Material	vergoldetes Wolfram
Zahl der Kathodenstreifen	4320
Breite der Streifen	4,5 mm
Material	Silberlack auf Mylar
Gasfüllung	80% Argon, 20% Isobutan, 0,18% Freon
Eigenschaften der Driftkammern:	
Zahl der Anodendrähte	1312
Durchmesser der Drähte	20 μm
Material	vergoldetes Wolfram
Driftgeschwindigkeit	$\approx 50\mu\text{m/ns}$
Zahl der Kathodendrähte	1312 Potentialdrähte 2624 Kathodendrähte
Durchmesser der Drähte	100 bzw. 50 μm
Material	Cu -Be
Gasfüllung	50% Argon, 50% Äthan
Tabelle 2. Technische Daten des Innendetektors	

Die offene Zellstruktur der Driftkammern mit 10×15 mm großen Zellen ermöglicht es, die Anzahl der Drähte klein zu halten. Die Meßdrähte von $20 \mu\text{m}$ Durchmesser sind jeweils durch drei Potentialdrähte (50 ; $100 \mu\text{m}$ Durchmesser) getrennt; weitere Feldformungsdrähte gibt es nicht. Die Zugkraft der Drähte wird vollständig vom Aluminiumzylinder an der Außenseite des Innendetektors aufgenommen, so daß man auf Verstrebungen im Innern des Detektors verzichten konnte. Hierdurch wird zusätzliche Coulombstreuung vermieden. Da auch durch den leichten Aufbau der Spule, die sich vor dem Kalorimeter befindet und nur $0,49$ Strahlungslängen dick ist, nur wenige elektromagnetische Schauer entstehen, kann im nachfolgenden Kalorimeter eine gute Energieauflösung erzielt werden.

Die technischen Daten und physikalischen Merkmale des Innendetektors findet man in Tabelle 2 und Tabelle 3.

Überdeckter Raumwinkel	91% von 4π
Impulsauflösung σ_p/p^2 (p in GeV)	2,2% 1,3% mit Vertexdetektor
Vertextauflösung	800 μm 300 μm mit Vertexdetektor
Driftkammern:	
Ortsauflösung $r\phi$	130 μm
Winkelauflösung	3 mrad
Proportionalkammern:	
Ortsauflösung rz	440 μm
Winkelauflösung	2 mrad
Tabelle 3. Physikalische Eigenschaften des Innendetektors	

3.2.2 Das Flüssig - Argon - Kalorimeter

Das zentrale Flüssig - Argon - Kalorimeter besteht aus 16 trapezförmigen Modulen. Sie sind, wie Abbildung 11 zeigt, in zwei Achtecken angeordnet. Jedes Modul besteht aus Bleistreifen unter 0° , 45° und 90° zur Strahlachse, die auf Hochspannung liegen. Dazwischen sind Bleiplatten auf Erdpotential.

Im Blei schauern Elektronen und Photonen auf. Die so entstehenden geladenen Sekundärteilchen ionisieren das flüssige Argon. Diese Ladung wird auf den Bleistreifen gesammelt und ausgelesen. Da ein Modul aus mehreren Schichten besteht, deren Streifen in verschiedenen Richtungen zum Strahl angeordnet sind, kann man die Schauer sowohl in der Breite als auch in der Tiefe des Stacks verfolgen, was eine Trennung von elektromagnetischen und hadronischen Schauern ermöglicht. In jedem Modul befinden sich vor den Bleilagern zwei Lagen aus Kupferstreifen und -platten zur dE/dx - Messung.

Länge	4,0 m
radialer Abstand vom Vertex	1,07 - 1,52 m
angelegte Hochspannung	2 bis 5 kV
Anzahl der elektronischen Kanäle	9248
Stärke der Bleilagern	1,2 mm
Breite der Bleistreifen	2,3 cm (0° und 90°) 3,25 cm (45°)
Abstand der Bleilagern	3,6 mm

Tabelle 4. Technische Daten des Flüssig - Argon - Kalorimeters

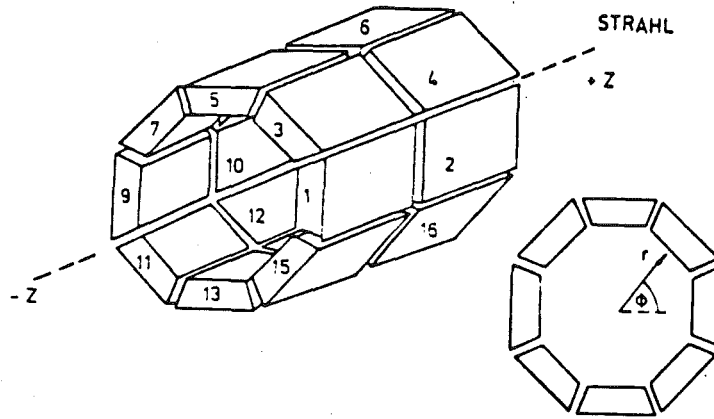


Abbildung 11. Kalorimeter: Anordnung der Module

Überdeckter Raumwinkel	90% von 4π
Dicke des Schauerszählers	20 Strahlungslängen 1,0 Absorptionslänge
Material vor dem Zähler	1,1 Strahlungslängen 0,2 Absorptionslänge
Energieauflösung σ_E/E (E in GeV)	$13\%/\sqrt{E}$
Ortsauflösung	4 mrad

Tabelle 5. Physikalische Eigenschaften des Kalorimeters

Zusätzlich zum zentralen Schauerdetektor wird der Bereich von $5^\circ < \theta < 30^\circ$ durch die Endkappenkalorimeter abgedeckt. Er besteht aus 42 Lagen Bleistreifen mit dazwischenliegenden Bleiplatten. Auch hier befinden sich davor drei Lagen Kupferfolien zur dE/dx - Messung.

3.3 DAS TRIGGERSYSTEM

Mit einer Rate von 250 kHz treffen sich zwei Teilchenbündel. Aufgrund des Wirkungsquerschnitts der untersuchten Reaktion und der Luminosität des Speicherringes erwartet man nur einige interessante Ereignisse pro Stunde (z.B. etwa alle zehn Minuten ein multihadronisches Ereignis).

Ob nun ein solches Ereignis stattgefunden hat, muß daher in weniger als vier Mikrosekunden entschieden werden. Diese Entscheidung wird durch

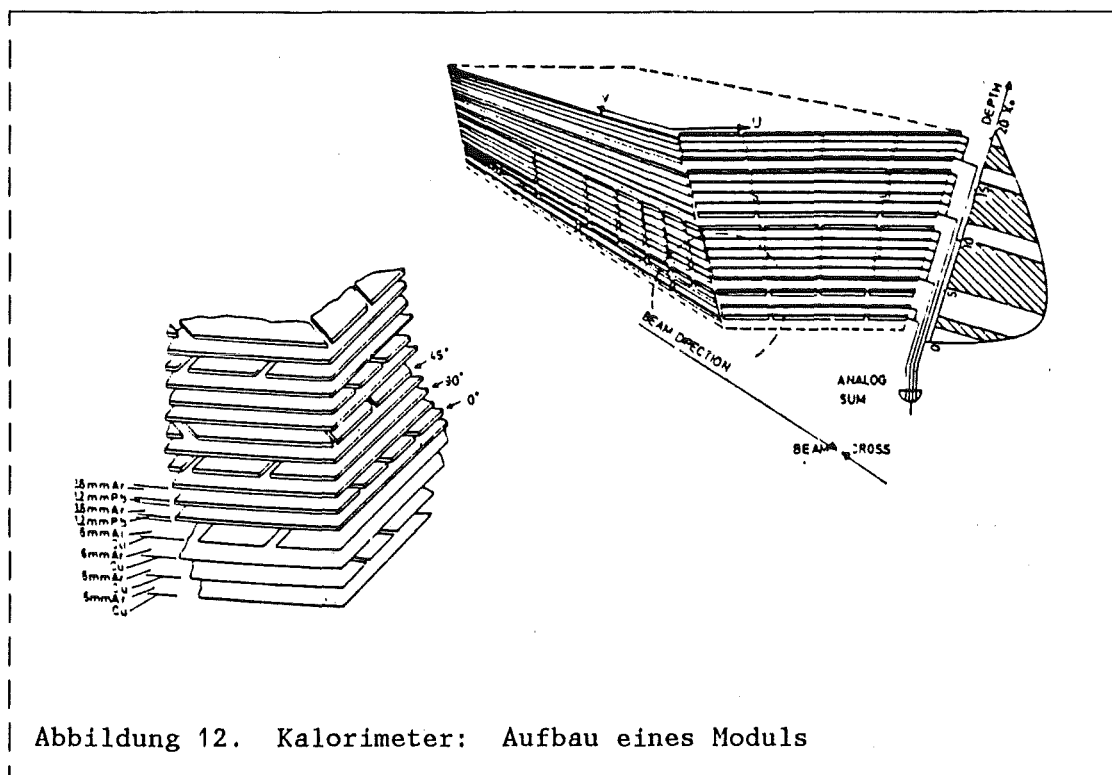


Abbildung 12. Kalorimeter: Aufbau eines Moduls

einige Hardwaretrigger getroffen, der Untergrundereignisse (wie Strahl-Gas-, Strahl-Wand- Wechselwirkung und Höhenstrahlung, s.u.) verwirft, so daß der Detektor mit einer Rate von wenigen Hertz ausgelesen wird. Die für die Erkennung multihadronischer Ereignisse wichtigen Trigger, der Spuretrigger und der Flüssigargontrigger werden beschrieben:

Der Spurtrigger ist ein programmierbarer Hardwaretrigger, der innerhalb von $1,5 \mu\text{s}$ eine Triggerentscheidung liefert. Dies erfolgt durch Eingangssignale der Anoden und der 90° Kathoden der Proportionalkammern und zweier Lagen Driftkammern im Innendetektor. Die Signale werden in 64 (in $r-\phi$) bzw. 37 (in $r-z$) Sektoren zusammengefaßt, die dann mit Masken verglichen werden. Diese Masken erlaubter Spuren sind in RAM's (Random - Access - Memory) gespeichert. So werden aus diesen Signalen in der Projektion senkrecht zum Strahl ($r-\phi$ - Ebene) gekrümmte Spuren oberhalb eines einstellbaren Schwellenwertes des Transversalimpulses (200 bis 350 MeV/c je nach Untergrund) erkannt. Nur Spuren mit weniger als einem Zentimeter Distanz zum Wechselwirkungspunkt, die durch mindestens fünf der sieben Kammern geht, werden akzeptiert. Ebenso geben gerade Spuren in der $r-z$ - Projektion ein positives Triggersignal, wenn vier von fünf Kammern angesprochen haben, wobei der Abstand der Spur zum Vertex kleiner als 15 cm sein muß.

Der Flüssigargontrigger oder Energietrigger benutzt die Energieabgabe der elektromagnetischen Schauer im zentralen Kalorimeter und in den Endkappen. Die in einer Tiefe von einer bis 17 Strahlungslängen deponierte Energie wird addiert (Summe A). Von vier bis sieben Strahlungslängen wird zweimal zeitlich verzögert ausgelesen (Summe B und B'). Man kann so die Korrelation des Signals mit dem Zeitpunkt der Strahlkreuzung überprüfen und als Triggerentscheidung benutzen [21].

Auch Kombinationen von Spur- und Flüssigargontrigger (z.B. ein Stack über ein GeV, eine Spur in $r-z$ und eine Spur in $r-\phi$) liefern Triggersignale.

3.4 DIE DATENAUSLESE

Das CELLO - Master - crate kombiniert die Einzeltrigger zu den gültigen Triggerkombinationen. Hat ein Ereignis eine dieser Triggerbedingungen erfüllt, wird der Detektor ausgelesen. Dies erfolgt mit einer PDP1 (11/45), die auf jede Detektorkomponente direkten Zugriff hat. Jeder 'branch' wird dabei von einem Kleinrechner (LSI 11) überwacht. Die PDP1 rekonstruiert Spuren, überprüft Triggerentscheidungen und untersucht die Datennahme auf Auslesefehler. Hierauf werden die Daten an einen zweiten Rechner PDP2 (11/44) weitergeleitet. Dieser unterstützt die Überwachung des Detektors, sowie die Triggerentscheidungen. Der Rechner erkennt multihadronische Ereignisse und Bhabhastreueung, und er erlaubt so der Schichtbesatzung eine Kontrolle des Auslesevorganges und des Zustandes des Detektors während der Datennahme. Dies wird erleichtert durch Erstellen von Histogrammen über Luminosität, Auslesefehler, Triggerstatistik und Wire-Maps. Die so aufgezeichneten Ereignisse werden zum DESY - Rechenzentrum übertragen und auf Magnetplatte als schnellen Zwischenspeicher geschrieben. Von dieser werden sie dann zur Weiterverarbeitung auf Magnetbänder kopiert.

4. DIE DATEN

4.1 DER FILTER

Die Rohdaten enthalten noch einen hohen Anteil an Untergrund. Dieser wird verursacht durch elektrische Einstreuung und physikalisch nicht interessierende Vorgänge wie Strahl - Gas - und Strahl - Wand - Wechselwirkungen. Um deren Anteil in den Daten zu reduzieren, überprüft man, ob die gemessenen Impuls - und Energiewerte in einem physikalisch sinnvollen Bereich liegen. So kann man Ereignisse, bei denen zu viele Stacks angesprochen haben oder solche mit Spuren, die nicht vom Vertex kommen, verwerfen.

Der Energiefilter ('off line') vergleicht die gemessenen Werte der Module im zentralen Kalorimeter und den Endkappen mit erwarteten Schwellenwerten und physikalisch sinnvollen Kombinationen.

Der Spurfilter ('on line' auf der PDP2) hat zwei Spurerkennungsverfahren. Eines erkennt kollineare Spuren wie kosmische Ereignisse, Bhabhas und μ - Paare. Das Programm zur Erkennung einzelner Spuren versucht Spuren durch den Vertex grob zu rekonstruieren. Neun Punkte werden benötigt, um eine gute Spur zu erhalten. Verworfen werden auch die Spuren, mit zu großem χ^2 für einen durch diese Punkte gefitteten Kreis.

Zur genaueren Rekonstruktion dieser Rohdaten (Raw - Data - Tape) wurde ein Programm (OFFRAM) geschrieben. Es wurde, da es sehr rechenzeitintensiv ist, in einer Form erstellt, die auf jedem Computersystem der Kollaboration eine Aufbereitung der Daten in ein DST (Data - Summary - Tape) erlaubt[22].

4.2 DAS REKONSTRUKTIONSPROGRAMM OFFRAM

OFFRAM [23] ist ein Rahmenprogramm (OFFline - FRAME - program) für CELLO. Seine vorrangige Aufgabe ist es, die Rohdaten (RDT) zu lesen, die Rekonstruktion der Ereignisse zu kontrollieren und die so aufbereiteten Daten in einem maschinenunabhängigen Format auf ein Band (DST) zu schreiben.

Die wichtigsten Routinen dieses Programmpaketes sind:

Die Programmatrix PROM

Die Reihenfolge, in der die verschiedenen Prozessoren zur Rekonstruktion aufgerufen werden, sowie das Setzen von Parametern geschieht durch eine Programmatrix.

Rekonstruktion geladener Spuren durch CELPAT

CELPAT ist ein Programm zur Rekonstruktion geladener Spuren im Innendetektor. Zuerst sucht das Program nach räumlichen Korrelationen zwischen den Anodensignalen und den 30° bzw. 90° Kathodensignalen. So erhält man Raumpunkte im Innendetektor. Man sucht drei Punkte, durch die sich eine Helix legen läßt, deren Abstand vom Wechselwirkungspunkt höchstens 15 cm beträgt. In der Umgebung um diese Helix werden weitere Punkte gesucht. Ein neuer Kreisbogen wird angepaßt. Mehrdeutigkeiten bei der Zuordnung der Punkte (Spiegelpunkte) werden durch einen χ^2 - Test aufgelöst. Für eine Spur müssen mindestens sieben Punkte in verschiedenen Lagen gefunden werden. Punkte können nur zu einer Spur zugeordnet werden.

Verbesserung der Rekonstruktion durch CLGEOM

Die durch CELPAT erhaltene Spur und deren Impulsbestimmung wird durch Berücksichtigung der Inhomogenitäten des Magnetfeldes verbessert. Verringert sich das χ^2 einer Trajektorie durch Einbeziehen des Vertex als zusätzlichen Punkt, so wird diese Information abgespeichert.

Schauererkennung durch LATRAK

Innerhalb einer Ebene eines Moduls sucht das Programm LATRAK nach Ladungskorrelationen in den 0° , 90° und 45° Streifen. Die Schauer definieren Schauerzellen. In die Tiefe hinein werden solche Zellen zu Clustern vereinigt. Durch die Breite der Zellen und Form der Cluster werden sich überlappende Schauer erkannt; hadronische Schauer können von elektromagnetischen unterschieden werden. Liegt der Schauer in Verlängerung einer durch CELPAT erkannten Spur, so bestimmt diese die Schauerachse. Findet man keine solche Zuordnung, so wird ein neutrales Teilchen angenommen und die Achse des Clusters zeigt auf den Wechselwirkungspunkt. Mit Hilfe von Eichkonstanten werden die ausgelesenen Gesamtladungen der Schauer in Teilchenenergien umgerechnet.

Erkennung von Myonen durch MUCH

Durch Auslesen der Anoden - und Kathodensignale der Myonkammern erhält man Raumpunkte, die darauf untersucht werden, ob sie in Verlängerung einer in CELPAT gefundenen Spur im Innendetektor liegen.

Das Programm LNKJOB

Dieses Programm prüft, ob durch LATRAK erkannte Schauer, geladenen Spuren oder Signalen aus den Myonkammern zugeordnet werden können. Diese Zuordnungen werden in eine eigenen Bank geschrieben.

4.3 AUSWAHL MULTIHADRONISCHER EREIGNISSE

Die durch die gewünschten Triggerbedingungen und die Filter vorselektierten Ereignisse enthalten noch einen hohen Anteil aus Untergrund und anderen e^+e^- - Reaktionen. Um diese Ereignisse, bei hoher Ausbeute für die gesuchte Reaktion ' e^+e^- in Hadronen' zu reduzieren, ist es wichtig, die Eigenschaften des gesuchten Vorgangs und der Untergrundreaktionen zu kennen. Hierdurch lassen sich geeignete Schnitte für die Selektion

ermitteln. Der Anteil des Untergrunds kann auf weniger als drei Prozent reduziert werden [24].

Der Prozess der e^+e^- - Vernichtung in Quarks mit anschließender Hadronisierung wurde im Theoriekapitel beschrieben. Er zeichnet sich durch die höchste Multiplizität der bei dieser Schwerpunktsenergie auftretenden Reaktionen aus. Die Teilchen, die im wesentlichen aus Pionen bestehen - die neutralen Pionen werden als zwei Photonen im Kalorimeter nachgewiesen - sind in Bündeln d.h. Cluster/Jets kollimiert. Dem neutralen Anfangszustand entsprechend ist die Ladungssumme aller nachgewiesenen Teilchen etwa gleich null. Bis auf Akzeptanzverluste mißt man die gesamte Schwerpunktsenergie.

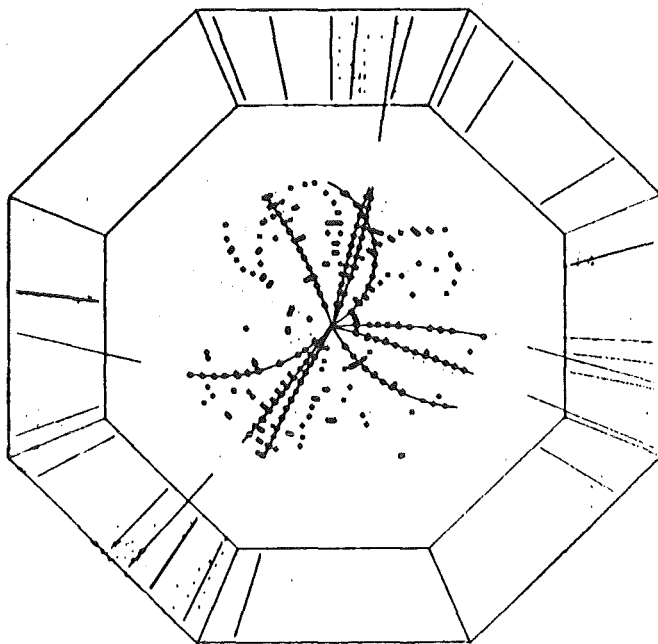


Abbildung 13. Multihadronisches Ereignis:

4.3.1 Untergrundereignisse

Strahl - Gas - Wechselwirkung

Trotz des guten Vakuums von 10^{-7} Pa befinden sich im Strahlrohr noch viele Gasmoleküle. Deshalb ist der Stoß der Elektronen - bzw. Positronenstrahlen mit einem Atomkern eine der häufigsten Untergrundereignisse. Die Kernbruchstücke sind als Spuren im Innendetektor zu sehen. Sie kommen jedoch nicht vom Wechselwirkungspunkt. Da die Fermibewegung der Nukleonen in den Gasmolekülen gegen die Strahlenergie gering ist, befinden sich die Spuren meist in einer z- Hemisphäre des Detektors. Durch den geringen Impuls der Bruchstücke sind die Bahnen stark gekrümmt und erreichen oft nur den Vertexdetektor. Im Kalorimeter weist man bei dieser Art von Untergrund daher nur wenig Energie nach. Die Reaktion unterscheidet sich auch durch ihre kleinere Multiplizität von der multihadronischer Ereignisse.

Strahl - Wand - Wechselwirkung

Durch Kollision der Elektronen und Positronen mit der Wand erhält man Ereignisse mit ähnlicher Signatur wie bei der Strahl - Gas - Wechselwirkung.

Synchrotronstrahlung

Durch das Ablenken der Positron - und Elektronstrahlen durch die Dipol- und Quadrupolmagnete von PETRA entsteht Synchrotronstrahlung, die in den Proportionalkammern Anstoßelektronen erzeugt. Diese führen insbesondere zum Ansprechen des Spurtriggers. Da bei dieser Art von Ereignissen viele Kammern ansprechen, wird dieser Untergrund schon von dem oben beschriebenen Energiefilter, verworfen.

Elektronische Einstreuung

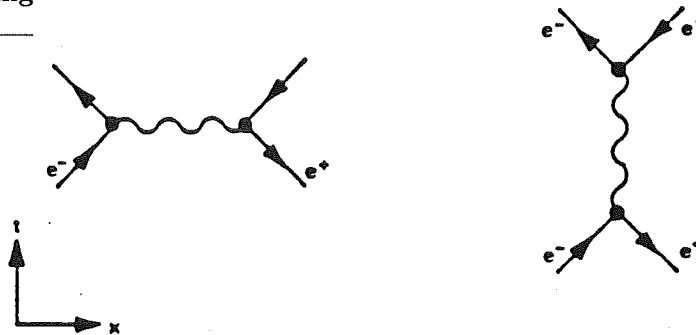
Entsprechendes gilt für elektronische Einstreuung. Auch hier sprechen viele Kanäle mehrerer Module des Kalorimeters an. Die Triggersumme der Module ist hoch, und das Ereignis kann durch den Energiefilter verworfen werden.

Höhenstrahlung

Kosmische Höhenstrahlung sind Ereignisse, die völlig unkorreliert mit dem Wechselwirkungszeitpunkt auftreten. Zumeist sind es Myonen, die man hier nachweist, da, wie oben beschrieben, beinahe nur diese das Eisenjoch des Magneten durchdringen. Jedoch laufen diese hochenergetischen Teilchen in aller Regel nicht durch den Wechselwirkungspunkt. Zuweilen entstehen kosmische Schauer mit sehr vielen Spuren durch Bremsstrahlung der Myonen im Eisenjoch.

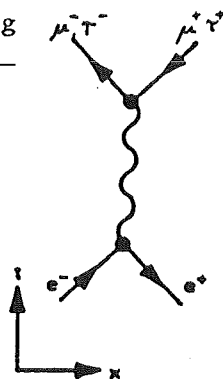
Elektromagnetische Wechselwirkungen

Bhabhastreueung



Die Bhabhastreueung hat den größten Wirkungsquerschnitt der e^+e^- -Reaktionen. Die Signatur sind zwei Spuren mit halber Schwerpunktsenergie. Zuweilen ($\sim \alpha$) wird im Anfangs- oder Endzustand ein Photon abgestrahlt, das in ein zusätzliches e^+e^- -Paar konvertieren kann.

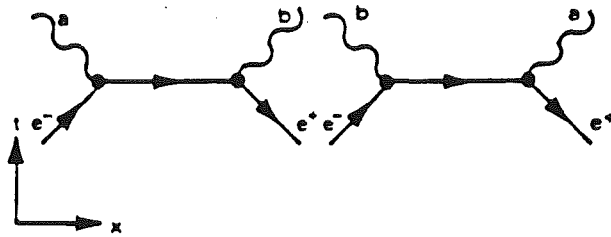
Leptonpaarerzeugung



Die Erzeugung eines μ -Paares hat, da nur möglich über e^+e^- -Anniihilation, einen kleineren Wirkungsquerschnitt als Bhabhaereignisse. Die Signatur ist ähnlich, jedoch tritt Bremsstrahlung im Endzustand selte-

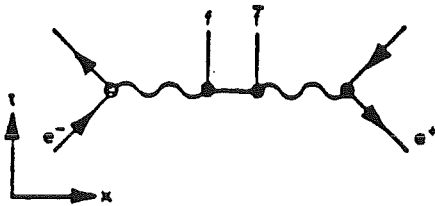
ner auf. Wird ein τ - Paar erzeugt, so zerfällt dieses noch im Strahlrohr über die schwache Wechselwirkung. Man beobachtet entweder ein $\mu^+\mu^-$ bzw. ein e^+e^- - Paar mit nicht kollinearen Teilchen oder zwei Jets geringer Multiplizität, wobei die Energie zumindest um die Energie der beiden τ - Neutrinos geringer als die Schwerpunktsenergie ist.

Photonpaarerzeugung



Bei der Photonpaarerzeugung erhält man wie bei Bhabhastreuung zwei elektromagnetische Schauer im Kalorimeter, sieht jedoch keine Spuren im Innendetektor. Zuweilen konvertiert eines der Photonen in ein e^+e^- - Paar; seltener beide.

Photon - Photon - Wechselwirkung



Strahlen das Elektron und das Positron im Anfangszustand je ein Photon ab, so können diese wechselwirken. Da das Elektron und das Positron nur wenig abgelenkt werden, verlassen sie im allgemeinen den Detektor durch das Strahlrohr und werden nicht nachgewiesen. Somit ist die sichtbare Energie deutlich kleiner als die Schwerpunktsenergie. Als Reaktionsprodukte findet man zwei Fermionen oder zwei niederenergetische Jets.

4.3.2 Auswahlbedingungen

Durch die Kenntnis dieser Eigenschaften der multihadronischen Ereignisse und des Untergrundes lassen sich die gewünschten Daten separieren:

Schnitte auf die Spuren

- Der Abstand der Spuren vom Wechselwirkungspunkt in der r - ϕ -Ebene ist kürzer als 5 mm.
- Der Kosinus des Winkels der Teilchenspur zur Strahlachse ist kleiner als 0,865.
- Der Impuls für eingeladenes Teilchen überschreitet 250 MeV, für ein neutrales 500 MeV.

Schnitte auf das Ereignis

- A Nach den Schnitten auf die Spuren verbleiben mehr als 4 Teilchen.
- B Die sichtbare Energie überschreitet 33% der Schwerpunktsenergie.
- C Die geladenen Teilchen haben über 22% der Schwerpunktsenergie.
- D Mehr als 1 GeV neutrale Energie wird gemessen.
- E Die gemessene Gesamtladung des Ereignisses ist unter 6 Elementarladungen.
- F In beiden z - Hemisphären befinden sich geladene Spuren.

Von den Daten, die mit dem Detektor bei 44 GeV genommen wurden, genügen 4466 Ereignisse den Schnitten A,B,D und E, 4204 den Schnitten A,C,E,F. Nach dieser Selektion bleiben insgesamt 4726 multihadronische Ereignisse, die eine der beiden Kombinationen der Schnitte (A,B,D,E oder A,C,E,F) erfüllen.

5. SIMULATION MULTIHADRONISCHER EREIGNISSE

Um die gewonnenen Daten mit theoretischen Vorhersagen vergleichen zu können, werden die Ereignisse mit einem Monte-Carlo-Generator simuliert [16].

Der physikalische Vorgang der e^+e^- -Vernichtung in Hadronen wird, wie im Theoriekapitel beschrieben, in zwei Schritte eingeteilt:

- a) Die Erzeugung von Partonen mittels elektroschwacher und starker Wechselwirkung geschieht bei hohem Impulsübertrag. α_s ist klein (asymptotische Freiheit der QCD) und der Vorgang läßt sich durch störungstheoretische QED und QCD beschreiben.
- b) Die Fragmentation der Partonen in Hadronen wird durch phänomenologische Modelle beschrieben, da hier bei kleinen Impulsübertrag α_s groß (confinement) und damit Störungsrechnung nicht mehr möglich ist.

Dementsprechend besteht der Lund-Generator, Version 5.2, zur Erzeugung von Vierervektoren aus zwei Teilen:

- Der Partongenerator beschreibt die e^+e^- - Vernichtung mittels elektroschwacher Wechselwirkung und QCD - Störungsrechnung in Quarks und Gluonen unter Berücksichtigung der Anfangsbremsstrahlung.
- Die Fragmentationsmodelle (Standard ist das String Modell) beschreiben den Zerfall der Partonen zu physikalisch nachweisbaren Teilchen.

Die so erhaltenen Vierervektoren durchlaufen anschließend ein Detektorsimulationsprogramm, das den Einfluß des Detektors berücksichtigt. Somit können gemessene Daten direkt mit simulierten Ereignissen verglichen werden.

5.1 DER PARTONGENERATOR

5.1.1 Strahlungskorrekturen

Abstrahlungen von Photonen im Anfangszustand durch Elektron und Positron sind bis zur dritten Ordnung in α gerechnet. Dieser QED - Prozess verringert die Energie des Restsystems. Das Monte - Carlo - Programm berechnet im Schwerpunkt des Restsystems die Vierervektoren der Parton - und Hadronerzeugung und transformiert danach die errechneten Vierervektoren wieder ins Laborsystem [25].

5.1.2 e^+e^- - Vernichtung

Entsprechend der QED werden bei 44 GeV, weit über der Schwelle für die Erzeugung des Bottomquark, die fünf Quarkflavours entsprechend ihrem Ladungsquadrat paarweise gebildet: u: d: s: c: b = 4: 1: 1: 4: 1. Zusätzlich zum Austausch eines virtuellen Photons wird auch die Möglichkeit eines schwachen Prozesses berücksichtigt. Jedoch ist der Beitrag durch Z^0 - Austausch und der elektroschwachen Interferenz des Z^0 mit dem Photon, die z.B. die Winkelverteilung der primären Quarks ändert, für die in dieser Analyse betrachtete Untersuchung vernachlässigbar.

5.1.3 QCD

Die Prozesse der QCD sind bis zur zweiten Ordnung [26] in α_s berücksichtigt. Um die Divergenzen zu beseitigen, wurde ein Wert für den Abschneideparameter Λ (siehe Kapitel 2.3 auf Seite 10) von 0,010 ge-

Parameter für String Fragmentation:		
Partongenerator:		
Strahlungskorrekturen		0,5 % bis 99 % (α^3)
Weinbergwinkel	$\sin\theta_W$	0,214
Erzeugung von	u: d: s: c: b	4: 1: 1: 4: 1
Matrizelement		FKSS/GKS[26]
Kopplung	$\Lambda (\alpha_s)$	500 MeV (0,158)
Abschneideparameter Y		0,010
Partonmassen M	up	325 MeV
	down	325 MeV
	strange	500 MeV
	charm	1600 MeV
	bottom	5000 MeV
Fragmentation:		
Fragmentationsfunktion:		
f(z) =		leichte Quarks: Lund
		$(1-z)^a/z \cdot e^{-b \cdot M^2/z}$
mit	a b	1,0 0,60
f(z) =		schwere Quarks: Peterson
		$(1-1/z+\epsilon/(1-z))^{-2}/z$
mit	$\epsilon_c \epsilon_b$	0,025 0,0035
p_t - Verteilung		exponentiell
Breite σ_q		270 MeV
Erzeugung von uu: dd: ss		1: 1: 0,3
Erzeugung von Diquarkpaaren		9 % von Quarkpaaren
Pseudoskalare Mesonen P/(P+V)		0,40 leichte Quarks
		0,75 schwere Quarks
Geänderte Parameter für Unabhängige Fragmentation:		
Gluon fragmentiert wie ein Quark		
p_t - Verteilung		Gauss
Breite σ_q		250 MeV
Tabelle 6. Parameter des Vierervektorgenerators		

nommen. Der Schnitt liegt so tief, daß man Dreipartonereignisse mit weichem, d.h. kollinearem oder niederenergetischem Gluon nach der Fragmentation nicht von solchen mit zwei Quarks unterscheiden kann. Entsprechendes gilt für den Übergang von Vierpartonereignissen zu Drei- bzw. Zweipartonereignissen. Der Abschneideparameter darf jedoch nicht zu klein gewählt werden, da sonst der Dreipartonwirkungsquerschnitt größer als der totale Wirkungsquerschnitt wird.

5.2 FRAGMENTATION

5.2.1 Unabhängige Fragmentation (IF)

Das Modell der unabhängigen Fragmentation wurde von Feynman und Field [27] entwickelt.

Beginnend mit einem Quark q_1 hoher Energie, wird aus dem Vakuum ein neues Quark - Antiquark - Paar $q_2\bar{q}_2$ gebildet; im allgemeinen sind das $u\bar{u}$, $d\bar{d}$, $s\bar{s}$, die Bildung schwerer Quarks ist unterdrückt. Die Quarks q_1 und \bar{q}_2 bilden ein Meson. Die Wahrscheinlichkeit der Erzeugung eines Pseudoskalars oder eines Vektormesons wird, in etwa durch theoretische Überlegungen abschätzbar, als freier Parameter eingesetzt. Wiederholung des Prozesses bis das Quark eine gewisse Minimalenergie unterschreitet, führt zur Bildung einer Kaskade von Mesonen aus dem Vakuum. Das letzte Quark rekombiniert mit dem letzten Antiquark aus der anderen Kaskade. Um auch Baryonen zu erhalten, besteht die Möglichkeit ($\approx 9\%$) für die Bildung eines Diquarkpaares aus dem Quarksee.

Der Impuls der Baryonen und Mesonen wird durch zwei Größen festgelegt, den Longitudinal - und den Transversalimpuls. Die Fragmentationsfunktion $f(z)$ gibt die Wahrscheinlichkeit an, daß ein Hadron den Bruchteil des Partialimpulses $z = (E+p_L)_{had}/(E+p_L)_q$ seines Ursprungsquarks erhält. Die von der Schwerpunktsenergie unabhängige Fragmentationsfunktion (Skalenverhalten) ist in der Tabelle 6 gegeben. Quark und Antiquark

erhalten bei ihrer Bildung einen entgegengesetzten Transversalimpuls. Die Verteilung wird als Gaussverteilung mit einer Breite von $\sigma_q = 250$ MeV angenommen.

Entsteht zusätzlich zu dem primären Quark - Antiquarkpaar ein Gluon, so fragmentiert es wie ein Quark. Gluonen und Quarks haben in diesem von Hoyer vorgeschlagenen Modell diesselbe Fragmentationsfunktion, so daß die Teilchen bei gleicher Partonenergie in den Zerfallskaskaden dieselbe Verteilung haben.

In diesem Modell der IF ist die Energie - Impuls - Erhaltung nicht erfüllt. Sie kann zusätzlich eingeführt werden: z.B. nach Ali [28]: Aufteilung des fehlenden Impulses auf die Jets und anschließendes Skalieren der Energie; oder nach Hoyer [29]: Wahl der Jetenergie und des Impulses so, daß sowohl die Energie als auch der Impuls erhalten ist.

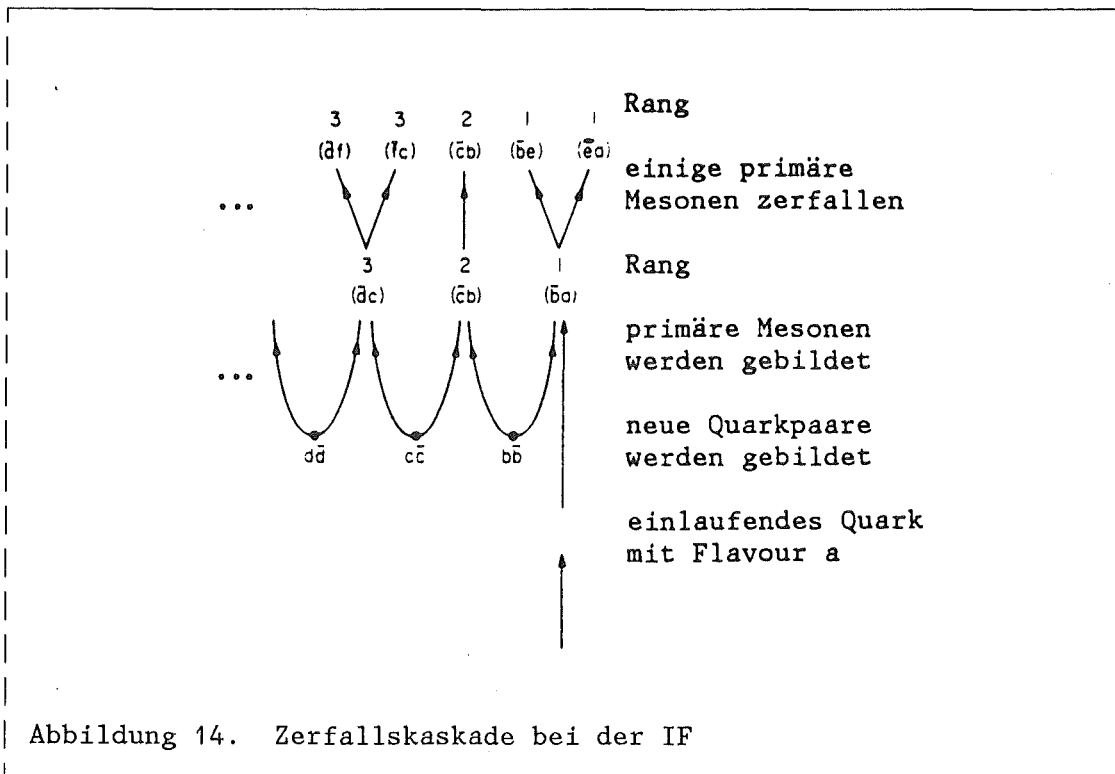


Abbildung 14. Zerfallskaskade bei der IF

5.2.2 String Fragmentation (SF)

Bei der Stringfragmentation [30], das bei der CELLO- Gruppe als Standard benutzt wird, werden primäre Quark - Antiquark - Paare durch Aufbrechen eines Farbstrings gebildet. Der Farbstring spannt sich vom Quark über eventuell vorhandene Gluonen zum Antiquark. Die Kinematik wird gut durch einen masselosen, relativistischen String ohne seitliche Ausdehnung mit konstanter Energie pro Längeneinheit $\kappa \sim 1 \text{ GeV/fm}$ beschrieben. Aufbrechen des Strings entspricht der Bildung eines $q_2 \bar{q}_2$ - Paares. q_2 wird in Richtung \bar{q}_1, \bar{q}_2 auf q_1 zu gezogen. Durch weiteres Aufbrechen des Strings bilden sich weitere Paare. Diese Paare liegen, mit großen Fluktuationen, auf Hyperbeln mit konstanter Eigenzeit. Da die Kaskade der Hadronbildung auf die primären Partonen zuläuft, besteht eine feste Ordnung in der Impulsverteilung der Teilchen ('inside-out'-Kaskade im Gegensatz zur IF).

Die weiteren Eigenschaften, wie Impulsverteilung - longitudinal, transversal (jedoch mit einer Breite σ_q von 270 MeV exponentiell verteilt) - und der Anteil der Baryonen wird analog zur IF beschrieben.

Ein wesentlicher Unterschied ist jedoch die automatische Energieerhaltung, da hier die einzelnen Partonen nicht als isolierte Systeme fragmentieren.

Das Gluon wird hier völlig anders als in der IF behandelt. Da die Energie des Gluonjets auf zwei Strings verteilt wird, ist die Fragmentation weicher als bei Quarks, d.h. der Transversalimpuls wird größer und die Multiplizität sollte sich etwas erhöhen: zwischen qg und qg sollte es mehr Teilchen geben als zwischen qq .

5.3 DETEKTORSIMULATION

Die so erhaltenen Vierervektoren werden im Program PTRAK unter Berücksichtigung des Magnetfeldes durch die einzelnen Detektorkomponenten

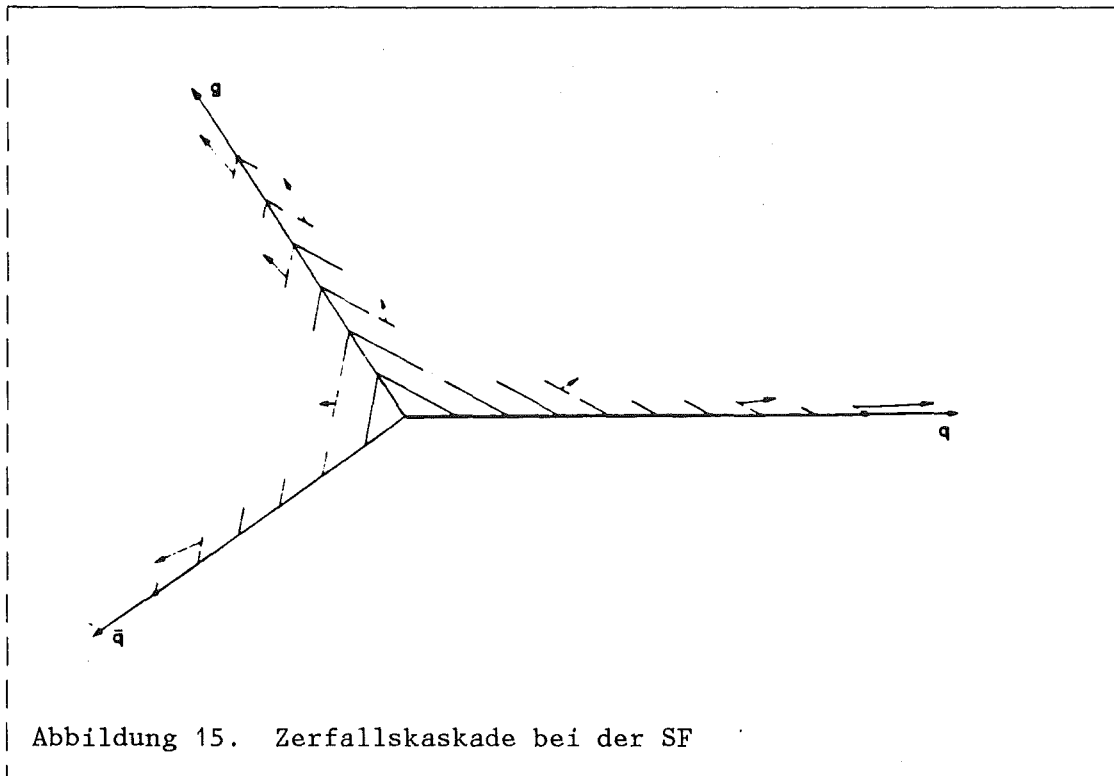
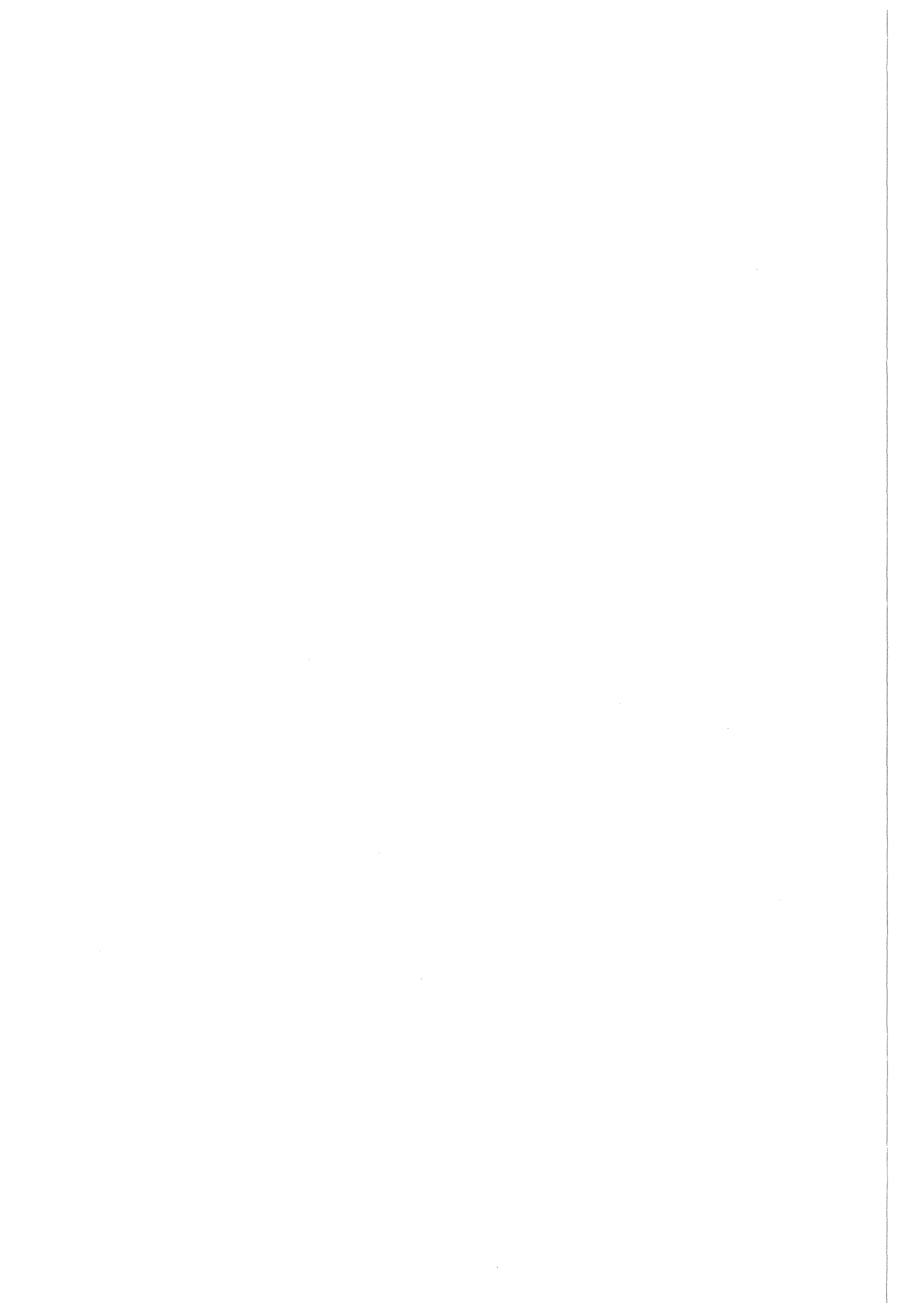


Abbildung 15. Zerfallskaskade bei der SF

verfolgt. Wechselwirkung, wie Streuung im Detektor werden berücksichtigt. Für die beschränkte Impulsauflösung wird für jeden Signaldraht eine Gaussverteilung mit der mittleren Ortsauflösung überlagert. Elektromagnetische Schauer im Kalorimeter, die durch Elektronen und Photonen entstehen, werden durch das EGS - Programm simuliert. Myonische und hadronische Schauer werden im Kalorimeter durch HETC simuliert.

Unter Berücksichtigung des aktuellen Zustands des Detektors formatiert CELINT die simulierten Ereignisse in einer Struktur, wie die gemessenen Daten. Die Ansprechwahrscheinlichkeit der Kammern, die aktuelle Kalibrierung, sowie tote und heiße Kanäle werden simuliert.

Die Rohdaten (RDT) aus der Simulation durchlaufen, wie die reellen Daten, anschließend das Rekonstruktionsprogramm OFFRAM und die Hadronselektion.



6. BESTIMMUNG DER STARKEN KOPPLUNGSKONSTANTEN

6.1 JETGRÖßEN

Zerfiere das virtuelle Austauscheteilchen in der e^+e^- - Annihilation direkt in Hadronen, so würde man bis auf statistische Fluktuationen und Resonanzen eine isotrope Verteilung der Teilchen erwarten. Wie im Theoriekapitel erläutert, verläuft die Reaktion in zwei Schritten:

$$e^+e^- \rightarrow \begin{array}{l} q\bar{q} \\ q\bar{q}g \rightarrow \text{Hadronen} \\ q\bar{q}gg \\ q\bar{q}q\bar{q} \dots \end{array}$$

Die hierdurch entstehende Kollimation der Teilchen in Bündel beschreibt man durch Größen, die auf die Verteilung der Hadronen im Raum empfindlich sind.

6.1.1 Sphärizität und Aplanarität

Aus den Eigenwerten des Sphärizitätstensors werden die Größen Sphärizität und Aplanarität gebildet [31]. Der Sphärizitätstensor ist definiert als:

$$S_{\alpha\beta} = \frac{\sum_{i=1}^n p_{i\alpha} \cdot p_{i\beta}}{\sum_{i=1}^n p_i^2}$$

$\alpha, \beta = x, y, z$

$i = \text{Teilchen } i = 1, \dots, n$

Nach einer Hauptachsentransformation erhält man die Hauptachsen n_1, n_2, n_3 mit den Eigenwerten Q_1, Q_2, Q_3 mit

$$0 < Q_1 < Q_2 < Q_3 < 1 \quad ; \quad \sum_{i=1}^3 Q_i = 1.$$

Zu n_3 gehört der größte Eigenwert (Abbildung 16). Der Transversalimpuls zu dieser Achse ist minimal. Die Sphärizität, die als

$$S = 3/2 \cdot (1 - Q_3)$$

definiert ist, läßt sich auch berechnen aus

$$S = \frac{3}{2} \cdot \text{Min} \left(\frac{\sum_{i=1}^3 p_{iT}}{\sum_{i=1}^n p_i^2} \right)$$

Für isotrope Ereignisse wird $S=1$, für ein ideales Zweijetereignis ist $S=0$.

Die Auszeichnung einer Vorzugsrichtung in einem Ereignis durch n_3 gibt die Möglichkeit, das Ereignis in zwei Hälften durch die Ebene, die durch

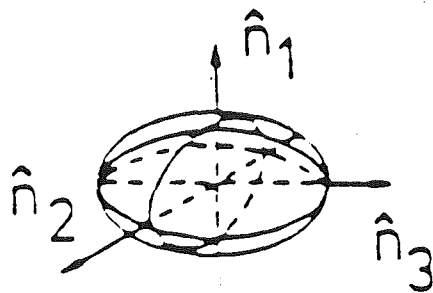


Abbildung 16. Sphärizitätstensor

n_1 und n_2 aufgespannt wird, einzuteilen. Alle Teilchen einer Hemisphäre werden zu einem Jet zusammengefaßt. Der schmalere der beiden Jets ('slim jet'), sollte dabei weniger durch Gluonbremsstrahlung beeinflusst sein als der breite Jet ('fat jet'). Die Breite des schmalen Jets ist also im wesentlichen durch die Breite der Fragmentation σ_q bestimmt.

Die Aplanarität ist gegeben durch:

$$A = 3/2 \cdot Q_1$$

Sie dient als Maß für die Planarität eines Ereignisses.

6.1.2 Thrust

Definition des Thrust [32]:

$$T = \text{Max} \left(\frac{\sum_{i=1}^n p_{iL}}{\sum_{i=1}^n p_i} \right)$$

Die Thrustachse ist die Richtung eines Ereignisses, auf die die Summe des Longitudinalimpulses projiziert maximal wird. Gegenüber der Sphärizität ist der Thrust weniger auf die Fragmentation der Quarks in Hadronen empfindlich.

6.1.3 Der verallgemeinerte Energiefluß

Sowohl Sphärizität als auch Thrust liefern für ein Ereignis nur eine Achse, d.h. sie zeichnen zwei Richtungen aus. Da bei hohen Schwerpunktsenergien, wie hier verwendet, auch 3- und 4- Jetereignisse auftreten, braucht man zur Beschreibung multihadronischer Ereignisse eine Größe, die diese Struktur wiedergibt.

Ein Jet (oder Cluster) besteht immer aus einer Anhäufung von Teilchen, die zu einer Richtung (d.i. Partonrichtung) einen kleinen Transversalimpuls haben, wie dies im Theoriekapitel erläutert ist. Je größer der Winkel zwischen einem Hadron und einem Quark ist, desto kleiner ist die Wahrscheinlichkeit aus diesem entstanden zu sein. Aus diesem Grund führt man für jedes Teilchen einen gewichteten Impuls ein. Er ordnet jedem Teilchen eine Wahrscheinlichkeit zu, in einer vorgeschlagenen Richtung zu einem Jet zu gehören:

$$p_i^w = p_i \cdot \exp \left(- \frac{\delta^2}{\delta_0^2} \right)$$

p_i = Impuls des Teilchens i

δ = Winkel zum Teilchen i

δ_0 = 20° , freier Parameter

Da immer mehrere Teilchen einen Cluster bilden sollen, bietet sich folgende Größe zur Suche an [33] (siehe auch die Abbildungen 17 und 18):

$$S_2^{PW}(\theta, \phi) = \frac{\sum_{i,k=1, i \neq k}^n (p_i^w \cdot p_k^w)}{\sum_{i=1}^n p_i^w}$$

Dieser verallgemeinerte Energiefluß gewährleistet, daß nur in Richtungen mit mindestens zwei Teilchen lokale Maxima von S^{PW} auftreten. Um zu verhindern, daß zwei Photonen, die aus einem π^0 stammen, ein Maximum bilden, werden zwei neutrale Teilchen zu einem Teilchen vereint, falls ihre invariante Masse kleiner als 270 MeV ist, d.h. die doppelte Pionmasse nicht überschreitet.

Ordnet man diese Maxima nach dem Wert, so ist $S^{PW}(3. \text{ Max.})/S^{PW}(1. \text{ Max.})$ ein Maß für die Stärke des dritten Clusters und damit für die Gluonbremsstrahlung. Damit bietet dieses Verhältnis eine Möglichkeit die starke Kopplungskonstante α_s zu bestimmen.

Andere Definitionen des Energieflusses, wie

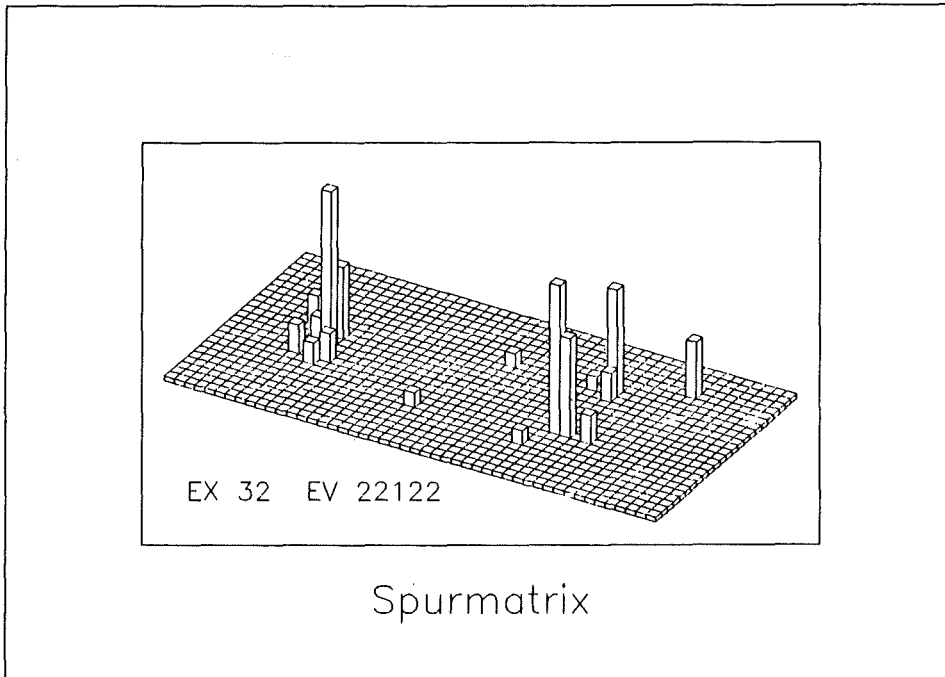


Abbildung 17. Spurmatrix (Dreijetereignis):
Die Höhe der Säulen gibt den Teilchenimpuls an

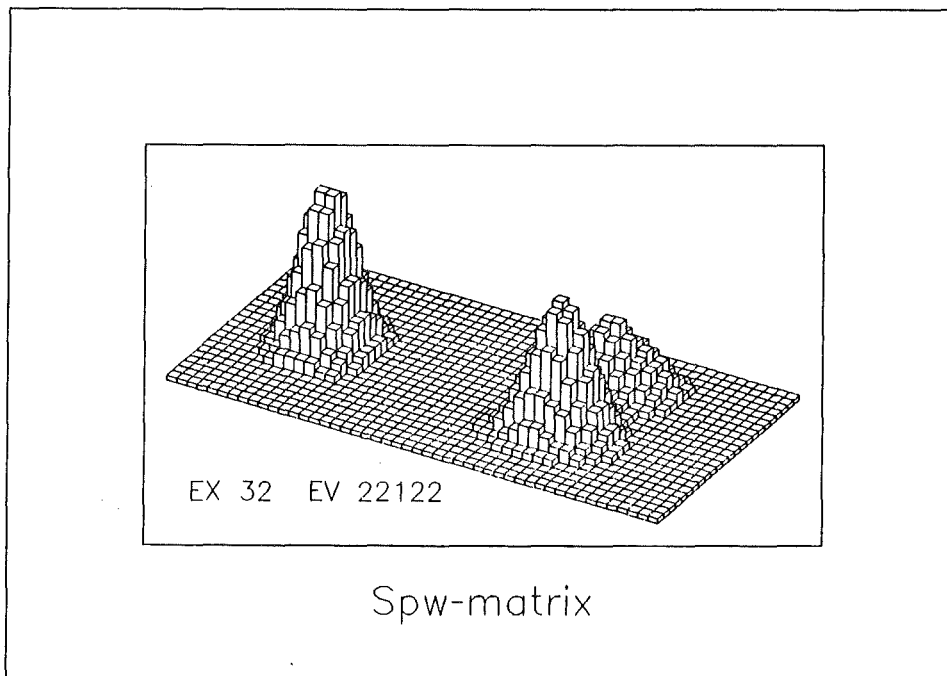


Abbildung 18. Matrix des Energieflusses (Dreijetereignis)

$$S_1^{PW}(\theta, \phi) = \sum_i^n p_i^W$$

$$S_3^{PW}(\theta, \phi) = \frac{\sum_{i,k,l=1, i \neq k \neq l}^n (p_i^W \cdot p_k^W \cdot p_l^W)}{(\sum_{i=1}^n p_i^W)^2}$$

erscheinen ähnlich sinnvoll. S_1^{PW} hat jedoch den Nachteil, daß ein einzelnes isoliertes Teilchen allein ein Maximum ergibt.

6.2 BESTIMMUNG VON α_S

6.2.1 Methode

Die Maxima der Energieflußverteilung S^{PW} lassen nicht direkt einen Schluß auf die Partonen zu. Sowohl die Richtung als auch die Größe von S^{PW} geben nur in etwa die Richtung und die Energie der Partonen wider. Der Stringeffekt, der die Jetachsen gegen die Partonachsen verdreht, ist eine Ursache. Auch Teilchenverluste beim Nachweis und Überlagerung zweier Cluster sind weitere Gründe. Daher ist man zur Bestimmung der starken Kopplungskonstanten auf den Vergleich mit der Simulation der Ereignisse durch Monte - Carlo - Rechnungen angewiesen.

Man berechnet

$$\frac{\sum S^{PW}(\text{3. Maximum})}{\sum S^{PW}(\text{1. Maximum})},$$

wobei man über alle Ereignisse summiert, die mindestens drei Maxima haben. Aus kinematischen Gründen werden nur solche Ereignisse betrachtet, deren erstes und zweites Maximum mindestens 120° getrennt sind. Durch diesen Schnitt wird gewährleistet, daß die Maxima eins und zwei meist von einem Quark, das dritte bevorzugt von einem Gluon kommt.

Die Daten werden mit den Monte - Carlo - Ereignissen auf Vierervektorebene verglichen. Für das errechnete Ergebnis hat das den Vorteil, daß Werte und Verteilungen mit denen anderer Experimente verglichen werden können. Weiterhin benötigt man weniger Rechenzeit. Für die Untersuchung (40000 Ereignisse pro Parametersatz) braucht man nicht die gesamte, rechenzeitintensive Detektorsimulation zu durchlaufen. Für die Umrechnung wurde aus den Vierervektoren von Lund SF und ihren DST ein Korrekturfaktor berechnet (für Verteilungen für jedes 'bin'), und damit die Daten korrigiert.

Durch Variation von α_s im Partongenerator des Simulationsprogramms erhält man durch Vergleich mit den Daten einen Wert für α_s . Da der erhaltene Wert für α_s von der genauen Übereinstimmung der generierten Ereignissen mit den gemessenen Daten abhängig ist, wurden σ_q , der Abschneideparameter Y und der Anteil der pseudoskalaren zu vektorialen Mesonen $P/(P+V)$ variiert und deren Einfluß auf α_s untersucht.

6.2.2 Modellparameter

Die wichtigsten Parameter wurden im Kapitel über die Simulation der Daten erläutert. Sie wurden durch Anpassen von Verteilungen aus Monte - Carlo - Ereignissen an die Daten bestimmt [34]. In der vorliegenden Analyse werden diese Parameter als bekannt angenommen und nur der Einfluß der wichtigsten Parameter untersucht, im Rahmen der Genauigkeit, mit der sie durch die Daten festgelegt sind.

Um zu zeigen, daß die generierten Ereignisse die multihadronischen Ereignisse gut beschreiben, sind die wichtigsten Verteilungen - insbesondere Thrust, Sphärizität und Aplanarität, die auf Jetstrukturen

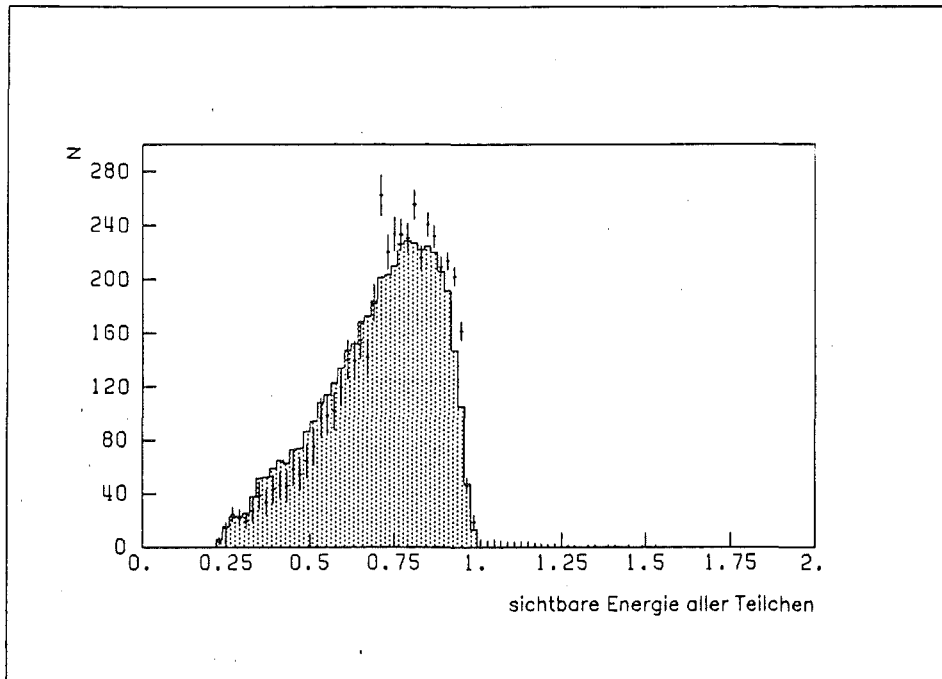


Abbildung 19. Gemessene Energie des Ereignisses:
+ Verteilungen für Daten mit statistischen Fehlern
□ Stringfragmentationsmodell (schraffiertes Feld)

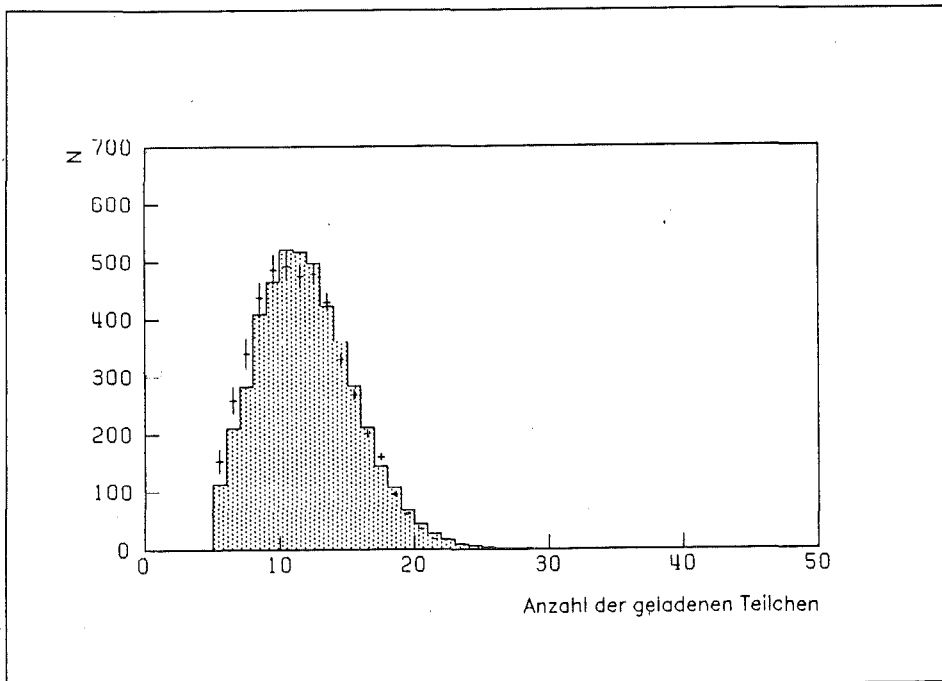


Abbildung 20. Verteilung der Multiplizität der geladenen Teilchen

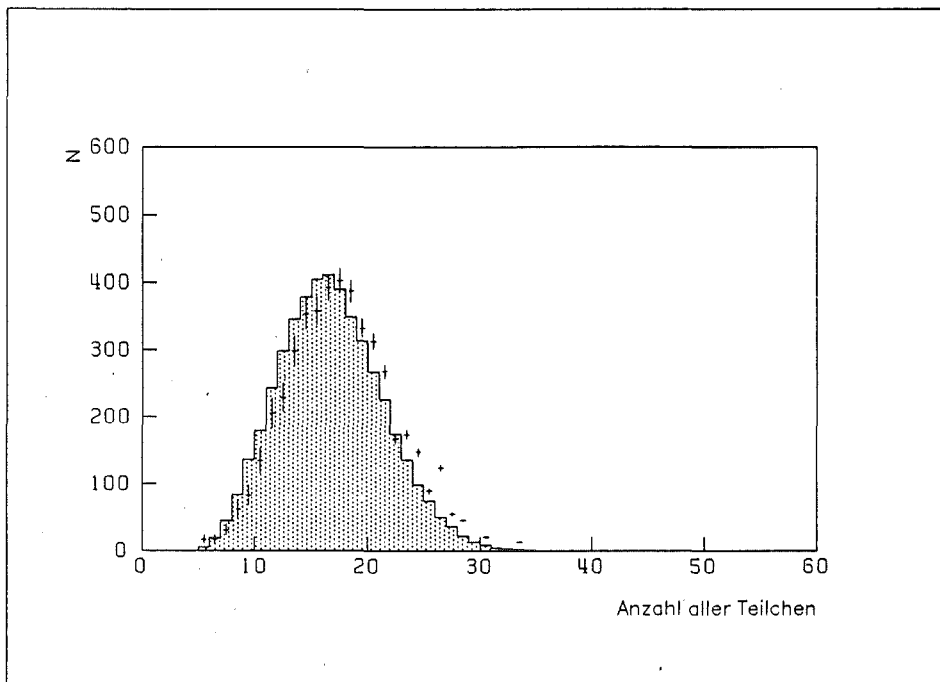


Abbildung 21. Verteilung der Multiplizität aller Teilchen

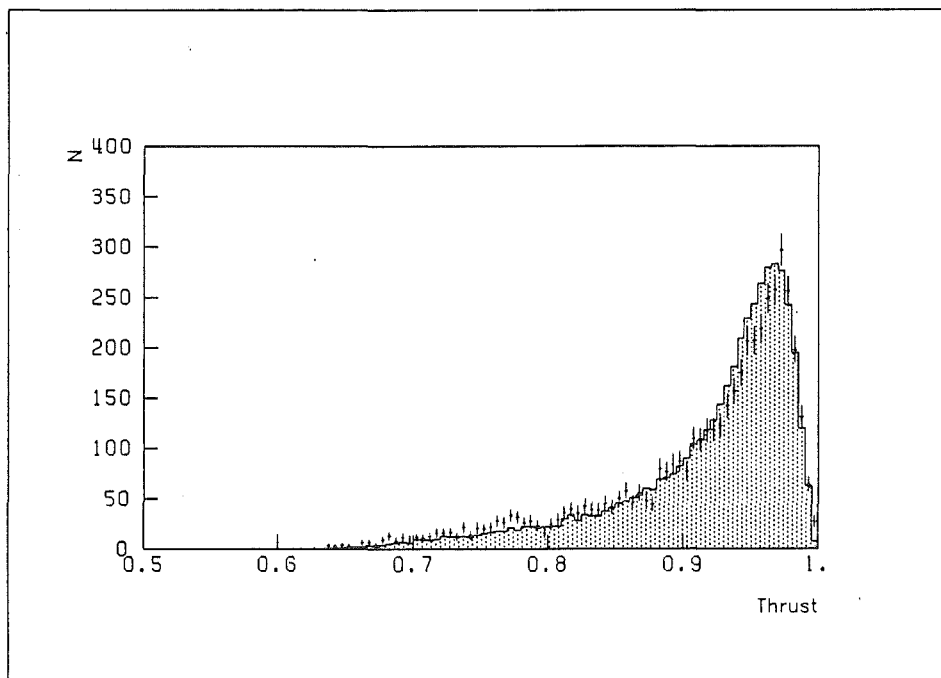


Abbildung 22. Thrustverteilung

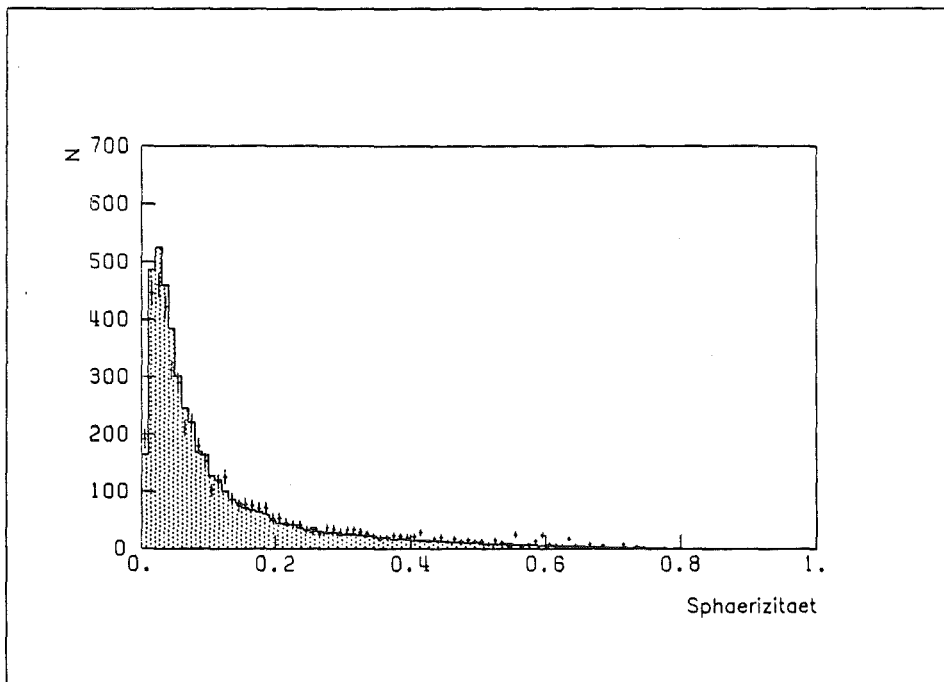


Abbildung 23. Sphärizität

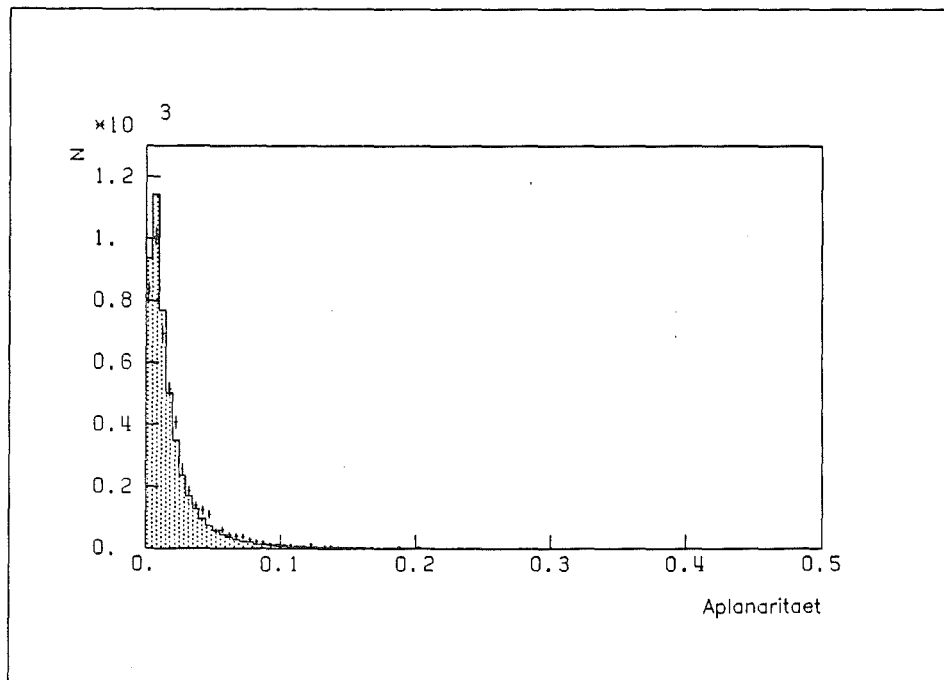


Abbildung 24. Aplanarität

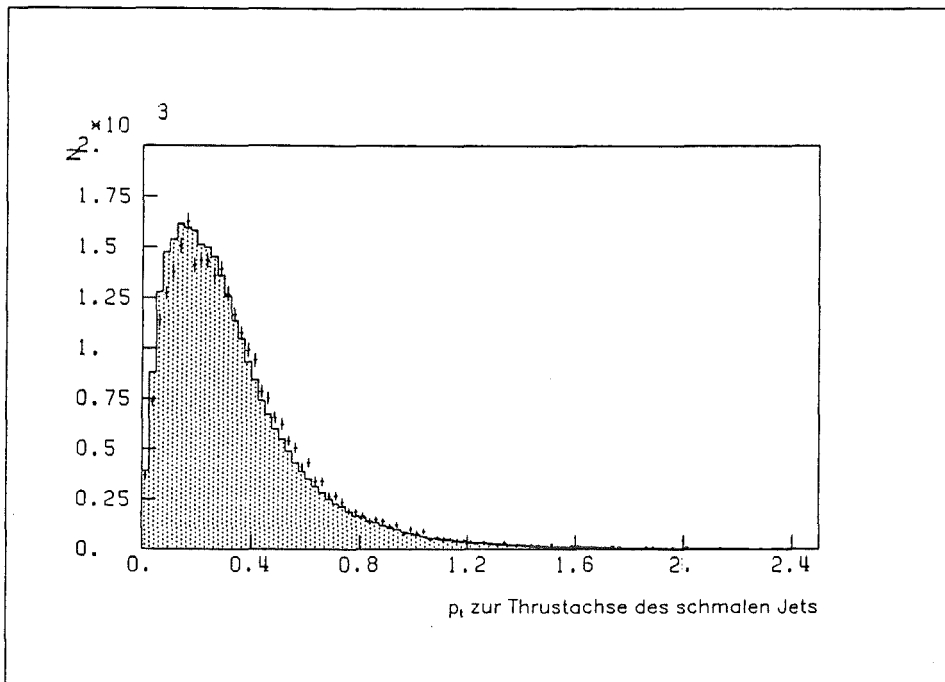


Abbildung 25. Transversalimpuls p_t zum schmalen Jet

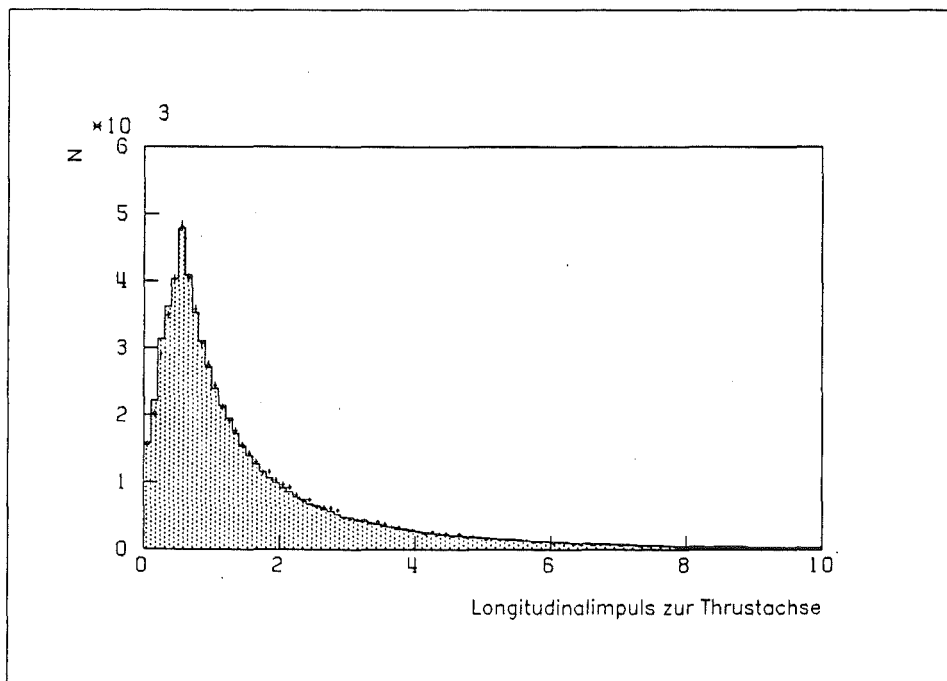


Abbildung 26. Longitudinalimpuls p_l zur Thrustachse

empfindlich sind - in den Abbildungen 19 - 26 gezeigt. Die Werte der wichtigsten Parameter sind in Tabelle 6 auf Seite 39 gegeben.

6.3 ANALYSE

Die Bestimmung der starken Kopplungskonstanten α_s geschah mit 4726 multihadronischen Ereignissen mit einer Schwerpunktsenergie von 44 GeV. In der Abbildung 28 ist das Verhältnis $\Sigma S^{PW}(3.\text{Max.})/\Sigma S^{PW}(1.\text{Max.})$ gegen α_s aufgetragen. Für die Monte - Carlo - Ereignisse wurden für fünf verschiedene α_s - Werte dieses Verhältnis berechnet. Es zeigt sich ein etwa linearer Zusammenhang. Die Daten sind durch das horizontale Band dargestellt. Die Breite gibt die Größe des statistischen Fehlers an. Um die systematischen Effekte durch die Definition von S^{PW} und die Schnitte abzuschätzen, zu können, wurde α_s auch mit S_1^{PW} und S_3^{PW} sowie für alle drei Definitionen die Abhängigkeit vom Winkel zwischen dem dritten und dem ersten bzw. zweiten Maximum berechnet (Abbildung 28 und Tabelle 7). Verwendet wurden hier nur Ereignisse, deren Winkel des dritten Maximums zu den beiden größeren Maxima einen gewissen Wert ($0^\circ, 10^\circ, \dots, 70^\circ$) überschreiten (Ihre Anzahl ist in Abbildung 27 in Abhängigkeit dieses Winkels zu sehen). Die statistischen Fehler sind als Fehlerbalken angegeben. Man erkennt, daß die Werte innerhalb der Fehler für α_s übereinstimmen.

	α_s	stat. Fehler
S_1^{PW}	0,177	$\pm 0,006$
S_2^{PW}	0,174	$\pm 0,010$
S_3^{PW}	0,175	$\pm 0,020$
Mittelwert 0,176 \pm 0,008		
Tabelle 7. Starke Kopplungskonstante α_s		

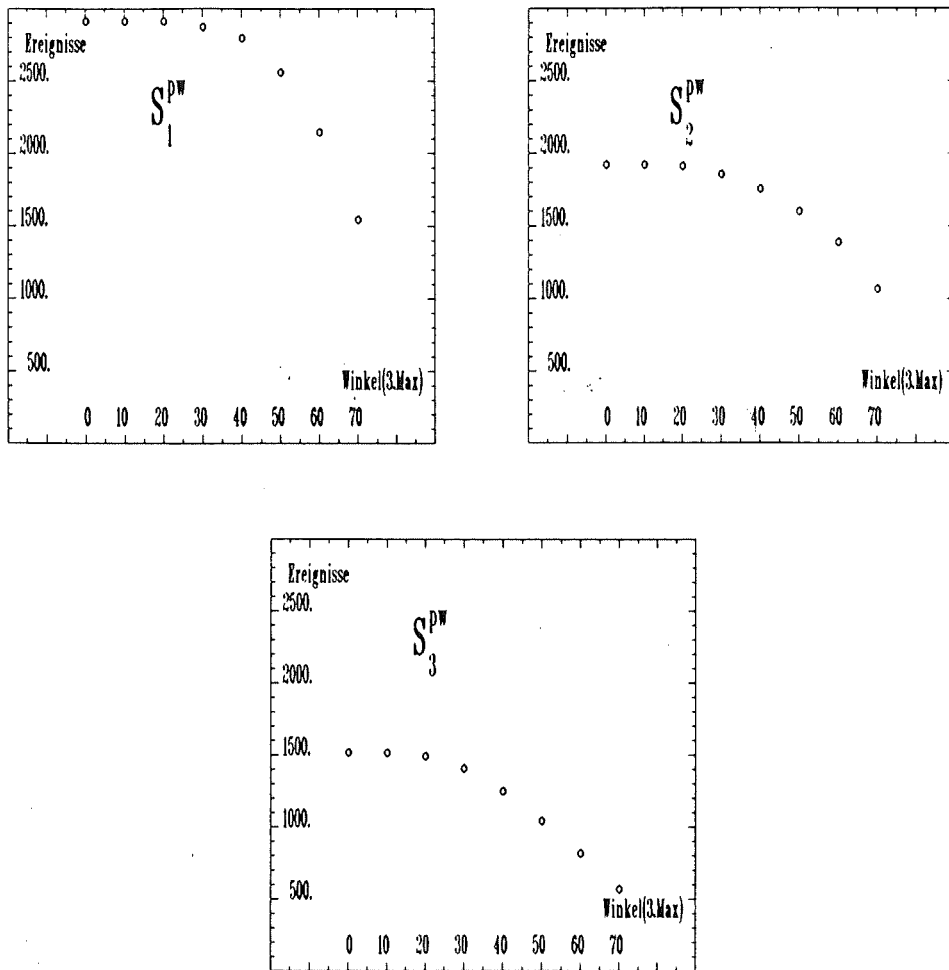


Abbildung 27. Zahl der Ereignisse:
Zahl aller Ereignisse, die den Winkel von 0°, 10°, ... des 3. Maximums zum 1. und 2. Maximum überschreiten.

6.3.1 Systematische Fehler

Clusterparameter

Neben der Untersuchung des Einflusses des Winkels, wurden auch δ_0 (freier Parameter) variiert ($20^\circ \rightarrow 25^\circ$). Ebenso wurde untersucht, ob kleinere Maxima ($S_j^{PW}(i) < 200$ MeV), die seltener mit Partonen korreliert sind, das Ergebnis beeinflussen. Dazu führt man die Analyse durch, indem man Ereignisse mit kleineren Maxima wegläßt. Man erhält, wie beim

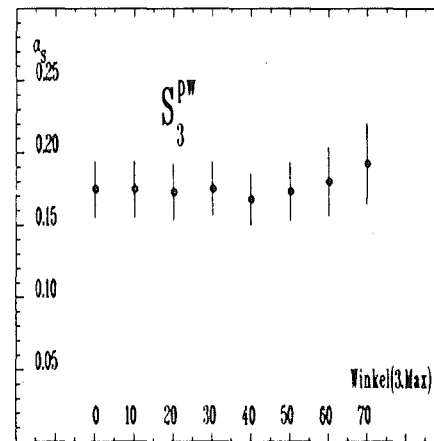
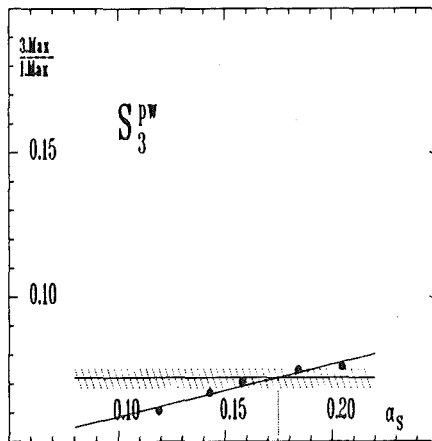
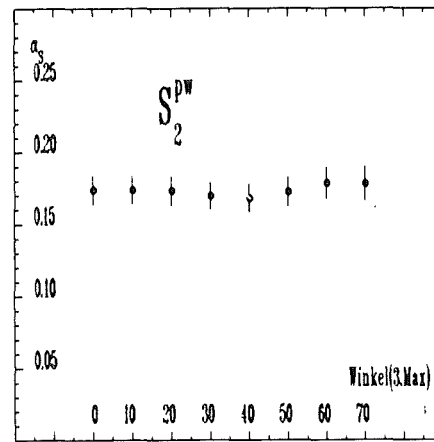
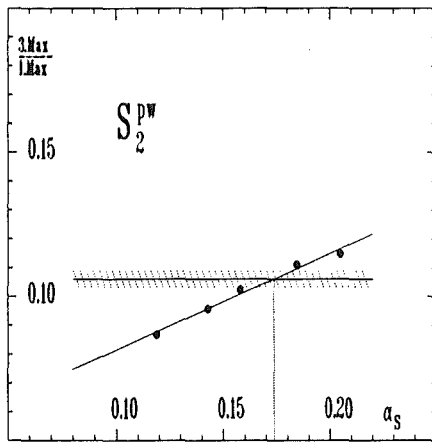
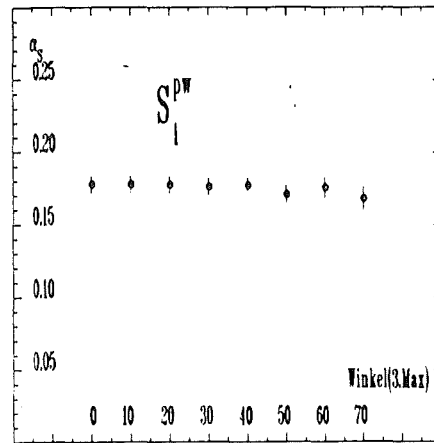
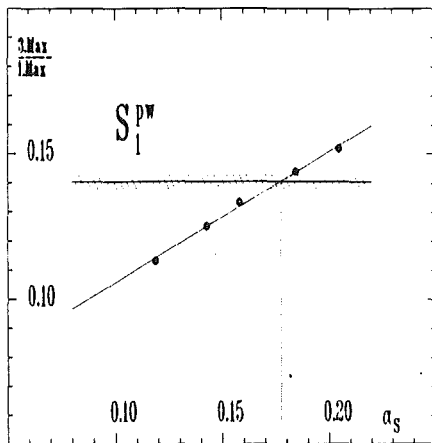


Abbildung 28. Bestimmung der starken Kopplungskonstanten:
 a) Abhängigkeit von $S^{PW}(3.)/S^{PW}(1.)$ von α_s
 b) Abhängigkeit von α_s vom Winkel des 3. Maximums zum 1. und 2. Maximum. (integrale Darst.: d.h. Wert für Ereignisse, die $0^\circ, 10^\circ, \dots$ überschreiten.)

Verändern des δ_0 , Werte, die mit den statistischen Fehlern aus Tabelle 7 verträglich sind.

S_1^{PW}	$\Delta\alpha_s = -0,003 +0,000$
S_2^{PW}	$\Delta\alpha_s = -0,008 +0,005$
S_3^{PW}	$\Delta\alpha_s = -0,016 +0,012$

Tabelle 8. Systematische Fehler durch Clusterparameter

Monte - Carlo - Parameter

Die systematische Einflüsse auf die Bestimmung von α_s wurde für den Abschneideparameter Y, die Breite des Transversalimpulses der primären Hadronen σ_q und den Anteil der pseudoskalaren zu vektoriellen Mesonen, P/(P+V), untersucht.

Der Standardwert von Y = 0,010 wurde auf 0,030 erhöht, die Breite σ_q von 270 MeV auf 405 MeV, P/(P+V) von 0,40 auf 0,60.

Die Veränderung der Modellparameter beeinflusst neben dem Verhältnis $S^{PW}(3.)/S^{PW}(1.)$ auch andere Größen wie der Longitudinalimpuls p_l zur Thrustachse, der Transversalimpuls p_t zum schmaleren Jet oder die Zahl der geladenen Teilchen im Ereignis.

Diese Größen X_j wurden benutzt, um die erlaubte Variation der Parameter μ_i zu bestimmen. Als Näherung nahmen wir an, daß die Abhängigkeit linear in den Parametern ist:

$$X_j(\mu_i) = X_{0j} + \sum_i m_{ij} \cdot (\mu_i - \mu_{0i})$$

X_{0j}, μ_{0i} Standardwerte
 $m_{ij} = \Delta X_j / \Delta \mu_i$ Steigungen

Durch die oben angegebene Veränderung der μ_i : α_s , Y , σ_q und $P/(P+V)$ erhält man die Steigungen m_{ij} .

Durch Variation der μ_i in dem Ausdruck

$$\chi^2 = \sum_{j=1}^4 \frac{(X_j(\mu_i) - X_{j\text{Daten}})^2}{\sigma_{j\text{Daten}}^2}$$

X , $\sigma_{j\text{Daten}}$: Werte und statistische Fehler der gemessenen Daten

bestimmt man dessen Minimum. Dies geschah mit dem Programm MINUIT [35]. Die Fehlerellipsen in Abbildung 29 zeigen die Korrelation, die zwischen α_s und den drei anderen Parametern besteht. Am stärksten sind α_s und der Schnitt Y korreliert. Erhöhung des χ^2 um eins ergibt die zulässige Schwankungsbreite für die Parameter μ_i .

Durch die erlaubte Schwankung der μ_i errechnet man die Änderung des Energieflusses S^{PW} und erhält damit durch den linearen Zusammenhang zwischen S^{PW} und α_s den Fehler von α_s . Für jeden der drei Parameter, Y , σ_q und $P/(P+V)$, ist dieser Einfluß auf die starke Kopplungskonstante in Tabelle 9 gegeben. Um eine konservative Abschätzung des Fehlers von α_s zu erhalten, wurde der systematische Fehler der starken Kopplungskonstanten gleich der Summe der erhaltenen $\Delta\alpha_s$ gesetzt.

$\Delta\mu_i$	S_1^{PW}	S_2^{PW}	S_3^{PW}
	$\Delta\alpha_s$		
$\Delta Y = \pm 0,005$	0,002	0,003	0,003
$\Delta\sigma_q = \pm 8,5 \text{ MeV}$	0,001	0,001	0,002
$\Delta P/(P+V) = \pm 0,045$	0,003	0,002	0,002
Summe	0,006	0,006	0,007

Tabelle 9. Systematische Fehler durch Monte - Carlo - Parameter

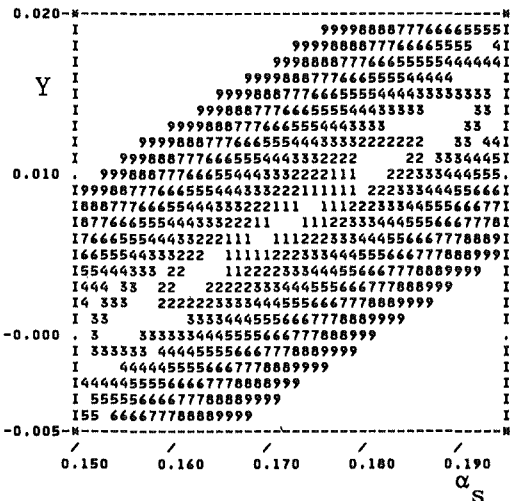
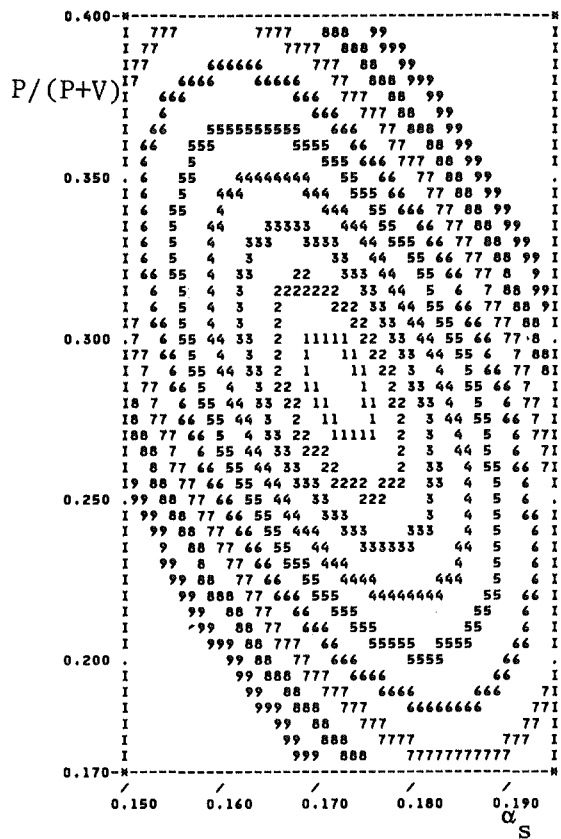
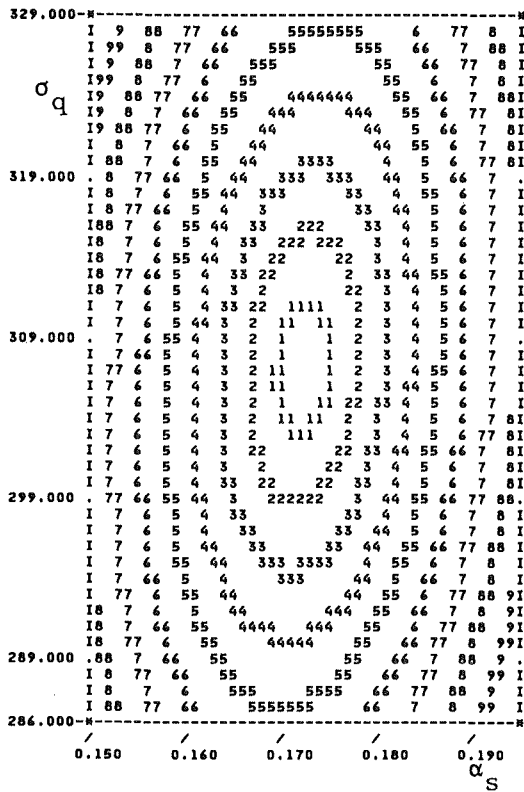


Abbildung 29. Fehlerellipsen:
 Korrelation von α_s mit Y, σ_q und $P/(P+V)$

Wie in Abbildung 29 zu sehen ist, fallen die Werte von Y , σ_q und $P/(P+V)$ bei minimalem χ^2 nicht genau mit den Standardwerten des verwendeten Simulationsprogramms (Tabelle 6 auf Seite 38) zusammen. Der Wert der starken Kopplungskonstanten liegt hier dennoch um nur 0,004 unter dem oben erhaltenen Mittelwert für α_s . Unter Einbeziehung dieser Differenz als zusätzlichen Fehler bei der Bestimmung von α_s ergibt sich:

$$\alpha_s = 0,172 \pm 0,008 \pm 0,016$$

(stat.) (syst. Fehler)

Sonstige Einflüsse

In der Simulation der Ereignisse wird nur bis zu einer festen Ordnung, d.i. zweite Ordnung, gerechnet. Fehlende Ereignisse mit fünf und mehr Partonen müssen durch vermehrte Erzeugung von Drei - und Vierpartonereignissen ausgeglichen werden. Dies hat zur Folge, daß die starke Kopplungskonstante zu groß angenommen werden muß, um die Daten zu beschreiben. Deshalb wurde α_s nochmals bestimmt, wobei man einen Schnitt in der Aplanarität machte. Hierdurch werden Ereignisse mit vier Partonen unterdrückt, und der Einfluß höherer Ordnung auf die verbleibenden, zumeist Dreipartonereignisse, sollte einen geringeren Einfluß haben und somit zu einem geringen Wert für α_s führen. Für Ereignisse mit einer Aplanarität unter 0,1 ergibt sich für α_s ein um 0,01 kleinerer Wert als ohne diesen Schnitt.

6.3.2 Diskussion

Unter Berücksichtigung aller Effekte ergibt sich für α_s :

$$\alpha_s = 0,172 \pm 0,008 \pm 0,016$$

(stat.) (syst. Fehler)

In der Formel auf Seite 8 für die Bestimmung von α_s sieht man, daß α_s energieabhängig ist. Es ist daher besser, den Abschneideparameter Λ anzugeben. Man erhält:

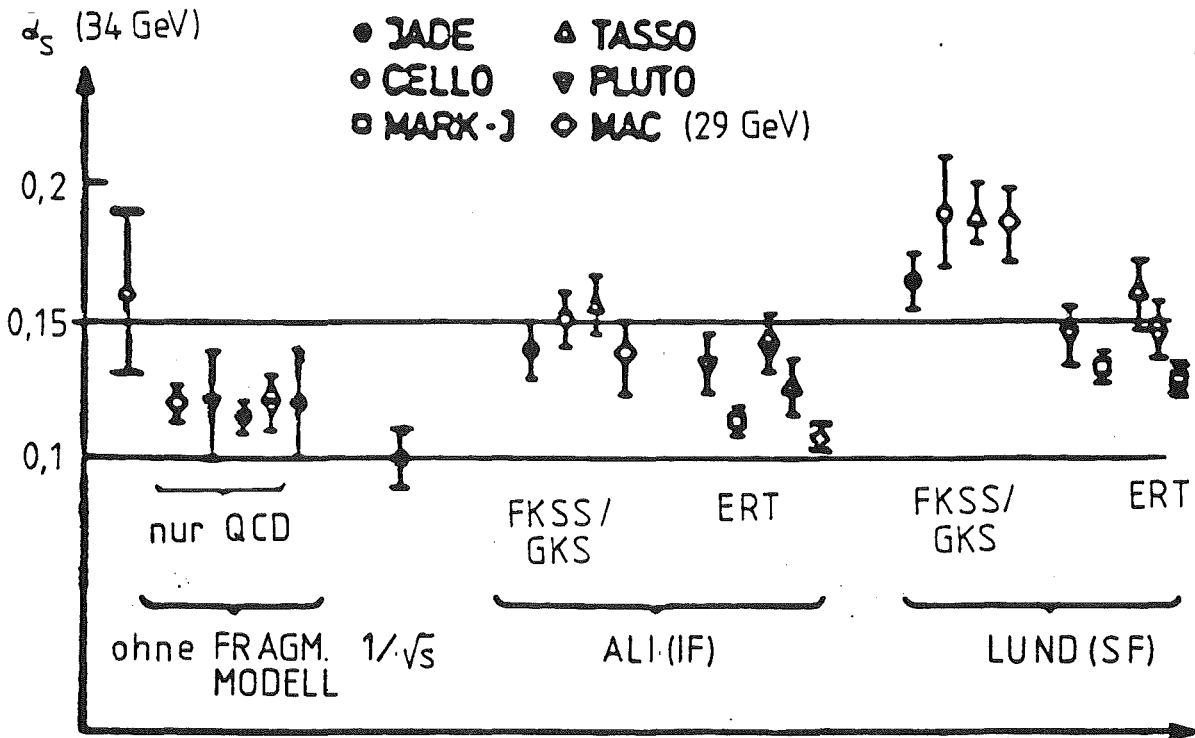


Abbildung 30. Werte der Kopplungskonstanten bei 34 GeV:
Zur Veranschaulichung der Abhängigkeit von α_s vom verwendeten Modell

$$\Lambda = 750 \text{ MeV} \begin{matrix} + 160 & + 340 \\ - 150 & - 260 \end{matrix}$$

(stat.) (syst. Fehler)

Die hier benutzte Methode der Bestimmung der starken Kopplungskonstanten durch Vergleich mit Modellrechnungen liefert ein Ergebnis mit ziemlich kleinen statistischen Fehlern im Vergleich mit modellunabhängigen Methoden. Jedoch ist man sich bewußt, daß man, durch die Berechnung bis zu einer festen Ordnung, d.i. zweite Ordnung, ein zu hohes Ergebnis erhält. Ähnliches gilt für die Abhängigkeit vom benutzten Fragmentationsmodell [36], sowie dem benutzten Matrixelement. Zur Veranschaulichung dieser Sachverhalte sind für 34 GeV in der Abbildung 30 Werte für α_s gegeben [37], die auf verschiedene Art bestimmt worden sind.

7. VERGLEICH DES JETS KLEINSTER ENERGIE IN DREIJETEREIGNISSEN MIT DEN JETS IN ZWEIJETEREIGNISSEN.

Im vorangegangenen Kapitel haben wir gesehen, daß das dritte Maximum des Energieflusses wesentlich durch die Stärke der Gluonbremsstrahlung bestimmt ist. Jets, die durch die Fragmentation eines Gluons entstehen, sollen aufgrund ihrer höheren Farbladung und der Gluonselfkopplung breiter sein. D.h. in Ereignissen mit drei Jets erwartet man einen größeren Transversalimpuls der Teilchen zur Jetachse des Jets niedrigster Energie als für Jets gleicher Energie in Zweijetereignissen [38][39]. Um diese eventuellen Unterschiede untersuchen zu können, braucht man ein Verfahren, das in einem multihadronischen Ereignis die Anzahl der Jets und deren Richtung bestimmt und zugleich eine Zuordnung der Teilchen zu Jets liefert. Dies leistet die Clusterroutine [33].

7.1 DIE CLUSTERROUTINE

Die Maxima des Energieflusses S^{PW} (s.o.²) dienen als ersten Vorschlag für die Jetachsen. Durch einen iterativen Prozess werden die Jets gefunden, wobei nur die Teilchenimpulse benutzt werden.

Teilchen werden dem nächsten Jet zugeordnet, wenn der Winkel zu dieser Achse weniger als 45° beträgt. Hierauf bestimmt man neue Jetachsen,

² Wir benutzen hier eine etwas andere Definition von p_i^W , die berücksichtigt, daß harte Spuren kleinere Winkel zur Jetachse haben:

$$p_i^W = p_i \cdot \exp \left(- \frac{\delta^2}{\delta_0^2} \cdot \frac{p_i}{1 \text{ GeV}} \right)$$

$$\delta_0 = 25^\circ, \text{ freier Parameter.}$$

indem man die Teilchenimpulse innerhalb eines Jets addiert. Mit diesen Achsen beginnt man nun von neuem mit Zuordnen der Teilchen und erneuter Bestimmung der Jetachsen. Dieser Vorgang wird solange wiederholt, bis ein stabiler Zustand erreicht ist. Innerhalb dieser Jetsuche werden Jets jedoch nur akzeptiert, wenn sie

- aus mindestens drei Teilchen bestehen, von denen eines geladen sein muß,
- die gemessene Energie E_j^e von 1,5 GeV überschreiten,
- und zu größeren Jets einen Winkel von mehr als 50° haben.

7.2 METHODE

Wir untersuchen in einer phänomenologischen Analyse den mittleren Transversalimpuls zur Jetachse $\langle p_\perp \rangle$ und $\langle p_{\perp out} \rangle$ für geladene Teilchen.

Die beiden Größen sind definiert durch:

$\langle p_\perp \rangle$ Mittlerer Transversalimpuls der Teilchen zur Jetachse

$\langle p_{\perp out} \rangle$ p_\perp jedes Teilchens wird in zwei Komponenten aufgespalten. $p_{\perp in}$ liegt in der Ebene, die durch Jet #1 und #2 aufgespannt wird. $p_{\perp out}$ ist sowohl senkrecht zu $p_{\perp in}$ als auch zur Richtung des Jets #3.

$\langle p_{\perp out} \rangle$ und $\langle p_{\perp in} \rangle$ für Zweijetereignisse ist als $\langle p_\perp \rangle \cdot 2/\pi$ gegeben.

$\langle p_{\perp out} \rangle$ wurde verwendet, da diese Größe weniger durch benachbarte Jets beeinflusst ist.

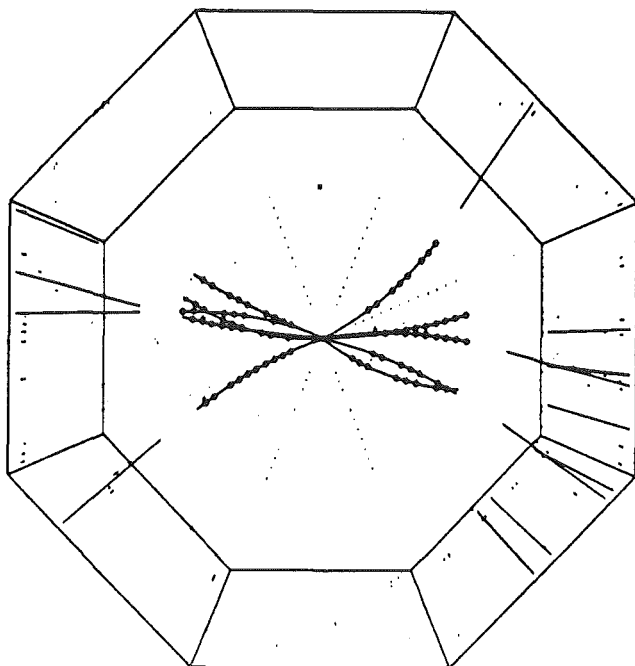


Abbildung 31. Multihadronisches Ereignis:
Zweijetereignis bei 14 GeV
(Dreijetereignis bei 44 GeV siehe Abbildung 13)

Aus Ereignissen bei 14 GeV (insgesamt 1234 multihadronische Ereignisse) wählen wir Ereignisse mit zwei Jets aus; sie werden als Quarkjets bezeichnet und dienen als Referenz. Aus Daten um 44 GeV (8330 Ereignisse von 38.3 bis 46.4 GeV) werden Dreijetereignisse ausgesucht. Ereignisse deren Jet kleinster Energie eine Energie um 7 GeV hat, werden mit den Referenzjets bei 14 GeV verglichen. Modelle werden hier nur benutzt, um systematische Effekte abzuschätzen, die durch die Clusterroutine und durch Einflüsse des CELLO - Detektors entstehen.

7.3 AUSWAHL DER JETS

Um die Jets vergleichen zu können muß, betrachtet man Jets gleicher Energie. Um von Teilchenverlusten unabhängiger zu sein, wurde nicht die gemessene Jetenergie E_j^e wie bei der Clusterroutine benutzt, sondern man berechnet die Energie aus den Winkeln zwischen den Jets (die Formeln gelten exakt nur für planare, masselose Jets):

$$E_j^d = \frac{\sin \theta_{k,1}}{\sum_{k=1}^3 \sin \theta_{k,1}} \cdot E_{cm} \quad (j,k,l \text{ zyklisch}) \quad \text{für drei Jets}$$

$$E_j^d = E_{cm}/2. \quad \text{für zwei Jets}$$

Die Jets werden nach ihrer Energie geordnet:

$$E_1^d > E_2^d > E_3^d .$$

Um wohldefinierte Jets zu erhalten, wurden weitere Schnitte gemacht:

Das Ereignis wird akzeptiert falls:

- Boost in Strahlrichtung $< .2 \cdot \sqrt{s}$

Schnitte auf die einzelnen Jets:

- $E_j^e < E_j^d$
(Verwirft schlecht erkannte Jets)
- Jets liegen gut im Innendetektor
|cos(Winkel zum Strahl(1., 2. Jet))| bei 14 GeV $< .707$
|cos(Winkel zum Strahl(3. Jet))| bei 44 GeV $< .707$

- $5 \text{ GeV} < E_3^d < 9 \text{ GeV}$
- Winkel zwischen den drei Jets bei 44 GeV $> 60^\circ$

7.4 ALLGEMEINE EIGENSCHAFTEN DER AUSGEWÄHLTEN EREIGNISSE

Nach den Schnitten verbleiben 395 Zweijetereignisse bei 14 GeV, was 790 Referenzjets ergibt. Die Bedingungen für den dritten Jet erfüllen 157 Ereignisse um 44 GeV. Siehe Tabelle 10 und Tabelle 11. Wie man der Abbildung 32 entnimmt, sind die ausgewählten Ereignisse ziemlich planar; ihr mittlerer Aplanaritätswinkel liegt unter 10° .

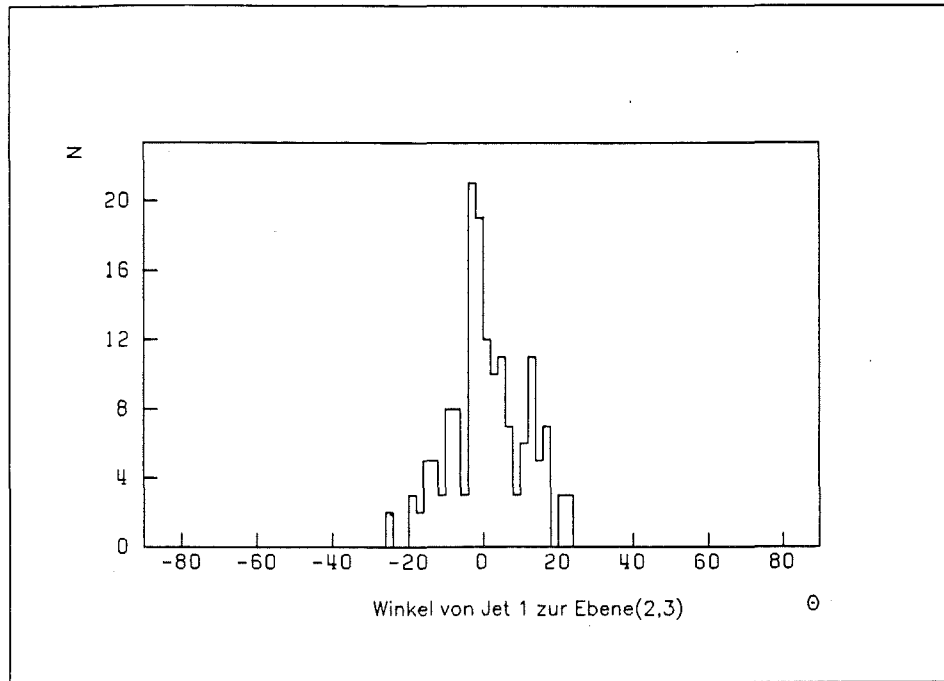
Bei den gewählten Schnitten stimmt die Energie E_j^d aus den Winkeln wie auch die gemessene Energie E_j^e bei 14 und 44 GeV gut überein. Dies läßt den Schluß zu, daß die Detektoreffizienz bei 14 GeV und 44 GeV gleich ist.

	2-Jet-	3-Jetereignisse
E_{cm} (GeV)	14	44
multihadronische Ereignisse	1234	8330
Ereignisse mit 2 bzw. 3 Jets	466	829
Verwendete Jets	2•395	157

Tabelle 10. Statistik der verwendeten Daten

a)

- 70 -



b)

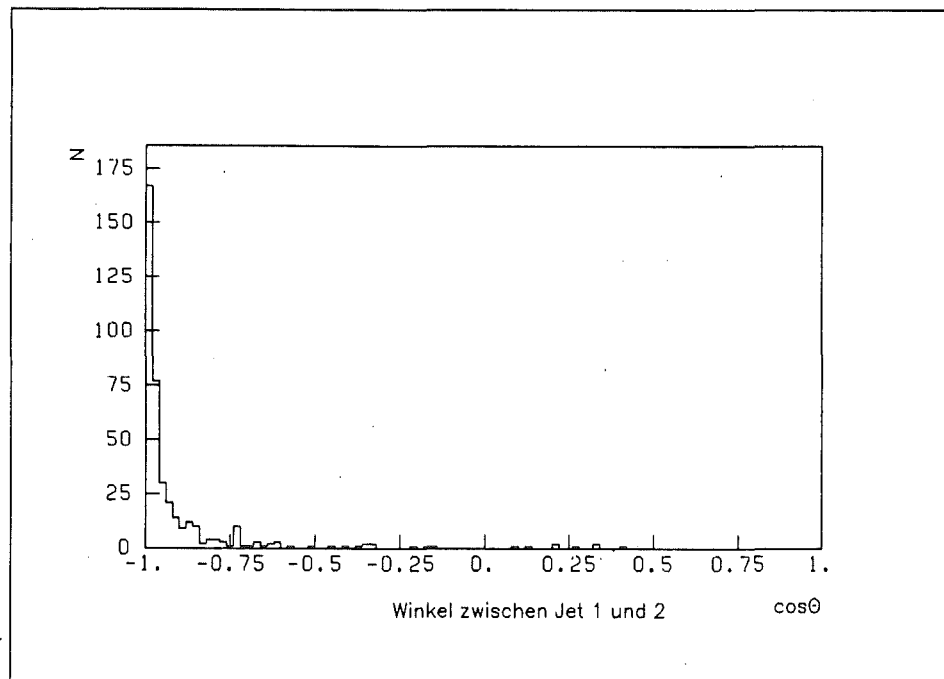


Abbildung 32. Planarität der Jets.:

a) Planarität der ausgewählten Dreijetereignisse bei 44 GeV

b) Kollinearität der Zweijetereignisse bei 14 GeV

		E_j^d (GeV)			E_j^e (GeV)		
		j1	j2	j3	j1	j2	j3
44 GeV	3-jets	18.7	16.7	6.98	9.01	8.38	3.72
14 GeV	2-jets			7.			3.96
E_j^d = Jetenergie, aus den Winkeln zwischen den Jets							
E_j^e = Jetenergie aus den Teilchen eines Jets							

Tabelle 11. Mittlere Jetenergien

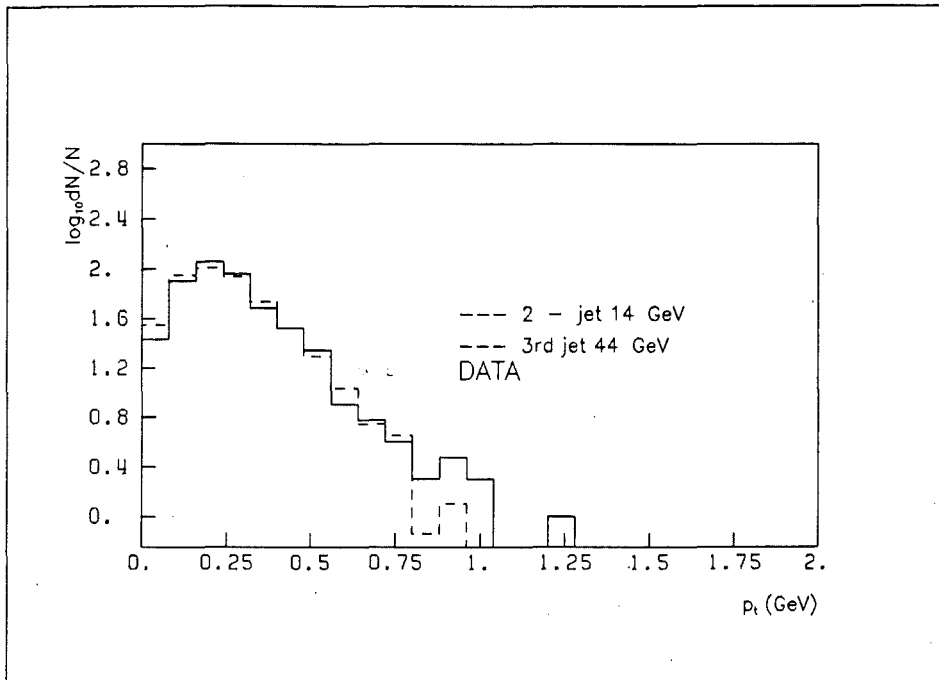
Um die Überschneidung der Jets gering zu halten, wurden dem Jet nur Teilchen zugeordnet, die einen Winkel von weniger als 45° zur Jetachse bilden. Für die Winkel zwischen den Jets fordert man mindestens 60° .

Daß der Einfluß des Überlapps vernachlässigbar ist, kann mit Simulationsrechnungen mit unabhängiger Fragmentation bestätigt werden. Berechnet man in erster Ordnung $\langle p_\perp \rangle$ bzw. $\langle p_{\perp out} \rangle$ und bildet das Verhältnis des dritten Jets bei 44 GeV zum Referenzjet bei 14 GeV, so ergibt sich $1,00 \pm 0,02$ für $\langle p_\perp \rangle$ bzw. $1,02 \pm 0,02$ für $\langle p_{\perp out} \rangle$.

In zweiter Ordnung Störungstheorie erscheint folgende Kontrolle für sinnvoll: Ordnet man jedem Teilchen sein Ursprungsparton zu, (Da bei der unabhängigen Fragmentation jedes Parton unabhängig fragmentiert, kann jedes Teilchen im Endzustand im Gegensatz zur Stringfragmentation bis zu seinem Ursprungsparton zurück verfolgt werden.) und bildet $\langle p_{\perp in} \rangle / \langle p_{\perp out} \rangle$, so erhält man $1,01 \pm 0,02$, d.h. das Modell erzeugt runde Jets. Bei Zuordnung durch die Clusterroutine ergibt sich $1,00 \pm 0,02$. Dieser Wert ist bis auf etwa ein Prozent unabhängig von α_s (verwendet wurden $\Lambda=100, 500$ und 2000 MeV).

Es zeigt sich, daß das Verhältnis $\langle p_{\perp in} \rangle / \langle p_{\perp out} \rangle$ stark auf die Fragmentation empfindlich ist: Das SF - Modell liefert einen um etwa zehn Prozent größeren Wert als die IF.

a)



b)

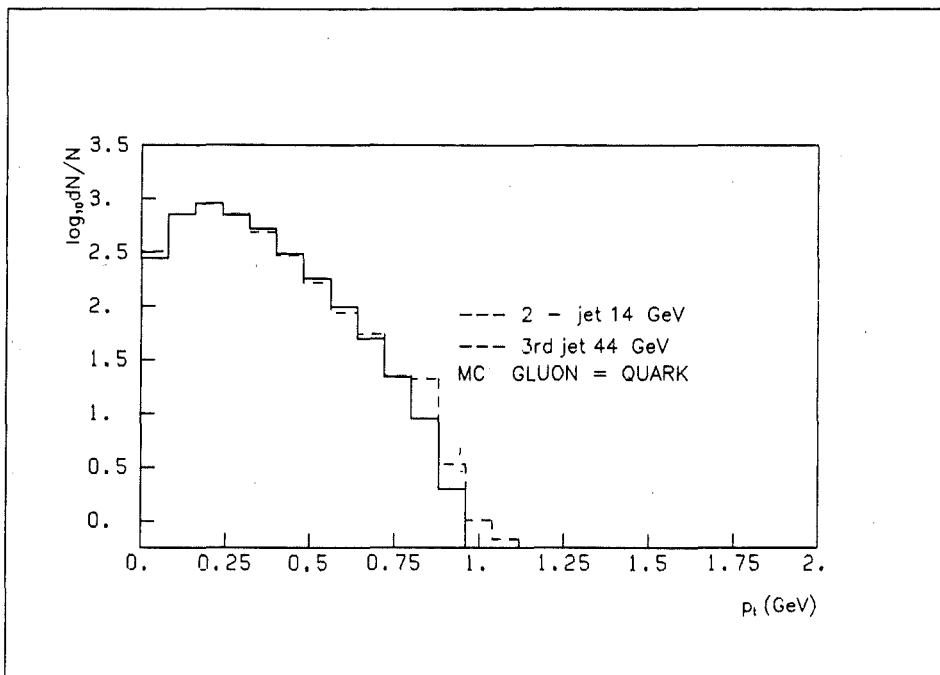


Abbildung 33. Mittlerer Transversalimpuls:
Verteilung für Drei - bzw. Zweijetereignisse
a) Daten b) Simulation IF 1.Ordnung

Weiterhin wurde durch die angegebenen Schnitte erreicht, daß die Einflüsse durch den Detektor klein sind. Der mittlere Transversalimpuls $\langle p_{\perp} \rangle$ bei 14 GeV liegt drei, bei 44 GeV um ein Prozent unter den Werten für Vierervektoren. Durch die starke Einschränkung, nur Jets zuzulassen, die einen Winkel von mehr als 45° zur Strahlachse haben, ist der Einfluß durch die begrenzte Akzeptanz des Innendetektors sowohl bei 14 GeV als auch bei 44 GeV jeweils nur zwei Prozent.

7.5 ANALYSE UND ERGEBNISSE

Untersucht haben wir Verhältnisse zweier Größen: $\langle p_{\perp} \rangle$ und $\langle p_{\perp out} \rangle$ für geladene Teilchen des dritten Jet in Dreijetereignissen und der Jets in Ereignissen mit zwei Jets. Es werden hier unkorrigierte Daten verwendet, da Einflüsse wie begrenzte Akzeptanz und Wirkungsgrad des Detektors durch die ausschließliche Betrachtung von Verhältnissen gering sind. Mit zwei bis vier Prozent sind sie kleiner als die statistischen Fehler, weshalb keine Korrekturen auf die erhaltenen Verhältnisse gemacht wurden.

Die Ergebnisse sind in Tabelle 12 gegeben.

Der dritte Jet bei 44 GeV ist etwas breiter als die Referenzjets bei 14 GeV. Dies zeigt auch Abbildung 33. Die Werte sind im Rahmen der statistischen Fehler verträglich mit denen, die in einer ähnlichen Analyse von JADE bei 34 GeV gefunden wurden [40], jedoch sind unsere gesehene Verhältnisse etwas kleiner.

Das Verhältnis $\langle p_{\perp in} \rangle / \langle p_{\perp out} \rangle$ erwies sich als empfindlich auf den Stringeffekt. Mit $0,96 \pm 0,06 \pm 0,06$ haben die Daten einen ähnlichen Wert wie die simulierten Ereignisse für die unabhängige Fragmentation mit $0,99 \pm 0,02$. Die Stringfragmentation ($1,11 \pm 0,02$) kann jedoch aufgrund des großen Fehlers bei den gemessenen Daten nicht ausgeschlossen werden.

$\langle p_{\perp} \rangle$ 3rd jet(44GeV)	$1.05 \pm 0.04 \pm 0.05$
$\langle p_{\perp} \rangle$ 1.,2. jet(14GeV)	
$\langle p_{\perp out} \rangle$ 3rd jet(44GeV)	$1.08 \pm 0.05 \pm 0.06$
$\langle p_{\perp out} \rangle$ 1.,2. jet(14GeV)	
$\langle p_{\perp in} \rangle / \langle p_{\perp out} \rangle$	$0.96 \pm 0.06 \pm 0.06$
Die angegebenen Verhältnisse sind für geladene Teilchen berechnet.	
Tabelle 12. Verhältnisse von $\langle p_{\perp} \rangle$, $\langle p_{\perp out} \rangle$ und $\langle p_{\perp in} \rangle / \langle p_{\perp out} \rangle$	

7.5.1 Systematische Fehler

Clusterparameter

Um die Stabilität der Ergebnisse zu prüfen, wurden verschiedene Selektionsschnitte verändert und ihr Einfluß auf die untersuchten Größen betrachtet: δ_0 (freier Parameter der Clusterroutine) von $25^\circ \rightarrow 20^\circ$, die Zahl der geladenen Teilchen pro Jet von eins auf zwei, die Minimalenergie pro Jet E_j^e 1,5 GeV \rightarrow 3,0 GeV und den erlaubten Lorenzboost in z - Richtung von $0,2 \cdot \sqrt{s} \rightarrow 0,1 \cdot \sqrt{s}$. Die Änderungen der untersuchten Größen sind von der Größe der statistischen Fehler oder darunter (siehe Tabelle 13).

	δ_0	n_{cha}	Boost	E_j^e
Standard Wert	25°	≥1	<.2•√s	>1.5 GeV
geändert auf	20°	≥2	<.1•√s	>3.0 GeV
Veränderung der Verhältnisse				
$\langle p_{\perp} \rangle (3J/2J)$	-0.03	0.00	-0.01	+0.02
$\langle p_{\perp out} \rangle (3J/2J)$	-0.05	0.00	-0.02	+0.03
$\langle p_{\perp in} \rangle / \langle p_{\perp out} \rangle$	+0.03	0.00	+0.02	-0.02
Tabelle 13. Einfluß der Jetparameter auf p_{\perp}				

Ändert man den maximalen Winkel, den Teilchen zur Jetachse haben dürfen, (Standard 45°) im Bereich von 25° bis 60°, so bleiben die Ergebnisse innerhalb der statistischen Fehler konstant.

Detektoreffekte

Neben dem oben erwähnten Einfluß durch die begrenzte Akzeptanz des Detektors und die Beschränkung auf den Innendetektor, wurde getestet, ob die Orientierung der Jets im Detektor die Verhältnisse ändert. Dreijetereignisse sollten durch die Selektion mit der Einschränkung auf den zentralen Teil des Detektors bevorzugt in einer Ebene senkrecht zur Strahlrichtung liegen. Da durch den zylindrischen Aufbau des Detektors die Auflösung in z - und ϕ - Richtung verschieden ist, könnte eine Korrektur nötig sein.

So wurde das Verhältnis des Transversalimpulses in eine azimuthale und eine polare Komponente zerlegt und das Verhältnis $\langle p_{\perp} \rangle_{az.} / \langle p_{\perp} \rangle_{pol.}$ berechnet. Dies erfolgte für Zweijetereignisse bei 14 GeV und 44 GeV. Zusätzlich wurde bei 44 GeV auch das Verhältnis aller Jets mit $3 \text{ GeV} < E_j^e < 5 \text{ GeV}$ berechnet, da diese etwa dieselbe Energie haben wie die Referenzjets bei 14 GeV und durch den Detektor in vergleichbarer Weise beeinflußt werden. Die Werte sind in Tabelle 14 zusammengefaßt.

14 GeV	2 Jets	1.02 ± 0.03	(2 • 395 Jets)
44 GeV	2 Jets	0.96 ± 0.01	(2 • 3211 Jets)
	$3 < E_j^e < 5$	1.00 ± 0.02	(1361 Jets)

Tabelle 14. Verhältnisse der Azimuth-zur Polarkomponente von $\langle p_{\perp} \rangle$

Mit Hilfe dieser Untersuchungen wurden die systematischen Fehler zu den in Tabelle 12 gegebenen Fehlern abgeschätzt.

7.5.2 Diskussion

Wir erhielten einen Wert für die Verhältnisse von $\langle p_{\perp} \rangle$ bzw. $\langle p_{\perp out} \rangle$ von $1,05 \pm 0,04 \pm 0,05$ und $1,08 \pm 0,05 \pm 0,06$. Diese Verbreiterung ist nur etwa halb so groß wie die in anderen Experimenten gesehene Verbreiterung, wegen der statistischen Fehler jedoch konsistent mit deren Ergebnis. Beim Vergleich sollte jedoch berücksichtigt werden, daß wir eine andere Methode zur Auffindung der Jets benutzt haben.

Das Verhältnis $\langle p_{\perp in} \rangle / \langle p_{\perp out} \rangle = 0,96 \pm 0,06 \pm 0,06$ stimmt besser mit dem der unabhängigen Fragmentation überein, jedoch kann aufgrund der statistischen Fehler die Stringfragmentation nicht ausgeschlossen werden. Die Modellrechnungen zeigen aber, daß die Verteilung der Teilchen innerhalb der Jets auf den Stringeffekt empfindlich ist.

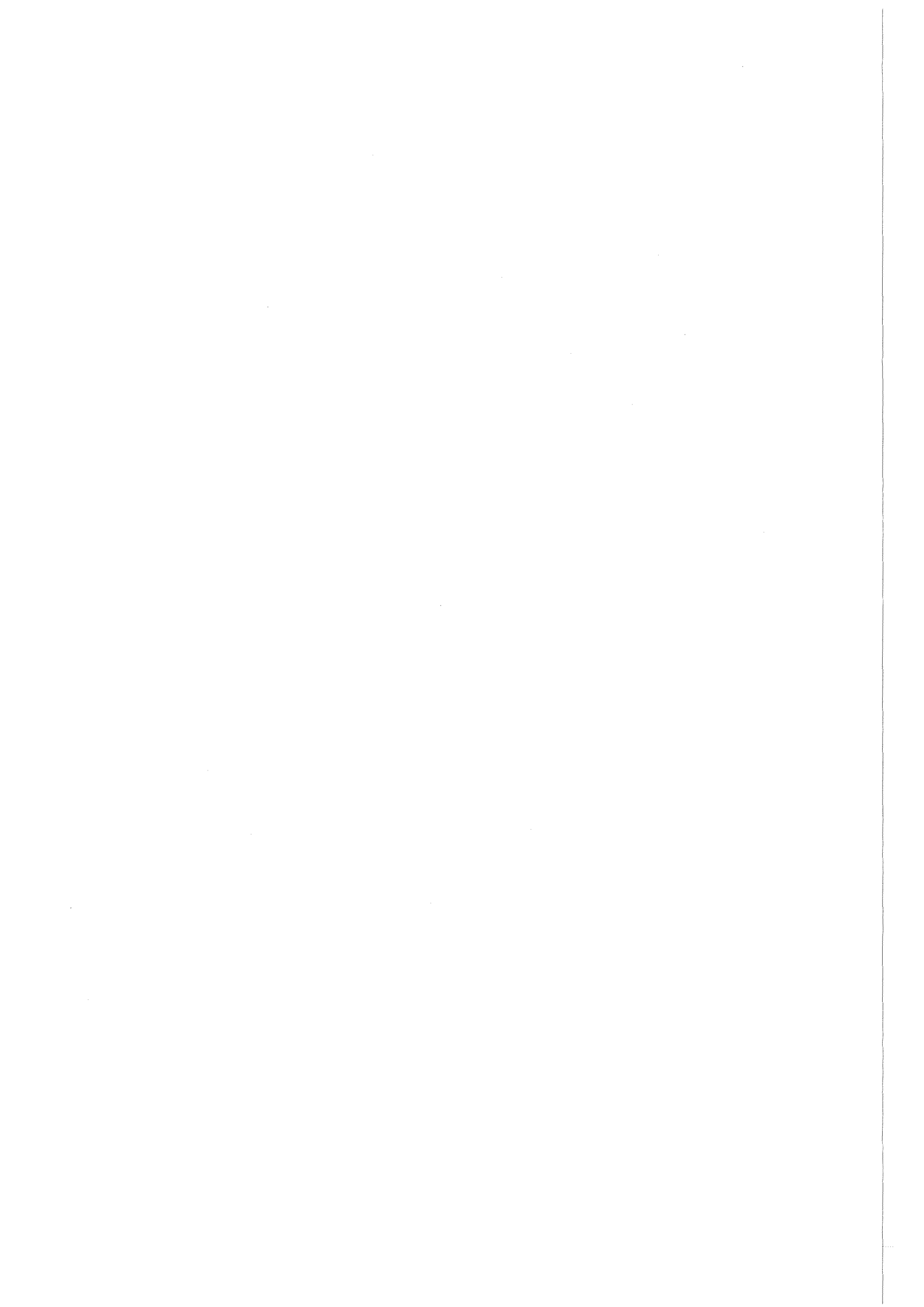
1986 wurden mit CELLO Daten bei 34 GeV genommen. Die größere Statistik sollte es ermöglichen, statistisch signifikantere Ergebnisse zu liefern, wenn auch der Anteil der Dreijetereignisse geringer ist.

8. ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK

Mit dem CELLO-Detektor am e^+e^- -Speicherring PETRA wurden multihadronische Ereignisse gemessen. Bei einer Schwerpunktsenergie von 44 GeV wurde die starke Kopplungskonstante α_s bestimmt. Der Transversalimpuls des dritten Jets in Dreijetereignissen bei 44 GeV wurde mit dem der Jets in Zweijetereignissen bei 14 GeV verglichen.

Das Ergebnis für α_s stimmt im Rahmen des statistischen Fehlers mit anderen bei 34 GeV gemessenen Werten gut überein (siehe Abbildung 30 auf Seite 64). Der Vergleich der Jets zeigt, daß der dritte Jet etwas breiter als der Referenzjet bei 14 GeV ist. Es wurde festgestellt, daß die p_t -Verteilung innerhalb der Jets auf die Fragmentation empfindlich ist. Unsere Daten lassen aufgrund der Statistik keine Entscheidung zugunsten eines der beiden Modelle (IF, SF) zu, das IF-Modell stimmt jedoch besser. Die neuen Daten des CELLO-Detektors bei 34 GeV oder Messungen in zukünftigen Experimenten, wie z.B. am LEP, könnten eine Entscheidung liefern.

Die gute Übereinstimmung der Experimente mit den theoretischen Vorhersagen dürfen nicht darüber hinwegtäuschen, daß wesentliche Aspekte der QCD noch nicht überprüft sind. Die Gluonselfkopplung, die die QCD von einer abelschen Feldtheorie unterscheidet, nachzuweisen, wird eine Aufgabe zukünftiger Experimente sein. Das LEP mit einer Schwerpunktsenergie von 100 GeV könnte die nötige Datenfülle bieten, da man hier den Z^0 -Austausch nutzen kann und so einen deutlich größeren Wirkungsquerschnitt hat. Hier hofft man auch das sechste Quark zu finden, das die erwartete Symmetrie zwischen Leptonen und Quarks bestätigt würde.



ANHANG A. EIN STATISTISCHES MODELL FÜR JETS

A.1 DAS MODELL

Wir untersuchen hier ein Modell [41], in dem der Prozess der e^+e^- - Vernichtung in Hadronen durch einen dynamischen Phasenraum beschrieben wird, in dem Energie und Impuls in einem vierdimensionalen Volumen L^3T quantisiert werden, das sich mit Lichtgeschwindigkeit ausbreitet. Bei kurzen Abständen $L \ll 1/m_\pi$ werden elementare Quanten mit einer Massenschärfe $\Delta m \sim 1/L$ erzeugt. Sie sind instabil, zerfallen und erzeugen so Jets. Die zeitliche Entwicklung ist vollständig durch die Anwendung des Gleichverteilungssatzes gegeben.

Mit der Unschärferelation erhält man als Volumen einer Phasenraumzelle $h^4 = (2\pi)^4$. Damit ist die Wahrscheinlichkeitsdichte für einen einzelnen Quantenzustand gegeben durch

$$dn = \frac{L^4 d^4 p}{(2\pi)^4} \cdot g(p^2, L)$$

im Gegensatz zu Fermis statistischen Phasenraum mit einer Dichte $L^3 d^3 p / (2\pi)^3 \delta(p^2 - m^2)$. Die dimensionslose Funktion $g(p^2, L)$ bestimmt, welche Quanten erzeugt werden können. Ist diese Funktion bekannt, so ist die zeitliche Entwicklung des Systems gegeben.

Die Stärke der Kopplung folgt wie die gesamte Hadronisierung allein aus der Zellstruktur des dynamischen Phasenraums unter Verwendung von Erhaltungssätzen. Daher besitzt das Modell nur wenige freie Parameter: h , c , und m_π .

A.1.1 Das minimale Modell

Bei unsere Untersuchungen an dem dynamischen Phasenraummodell benutzen wir das minimale Modell von Ochs:

- Beschränkung auf Zweiteilchenzerfälle. Es wird angenommen, daß der direkte Zerfall in mehrere Quanten sukzessiven Zweikörperzerfällen äquivalent ist.
- Nur Energie- und Impulserhaltung werden gefordert. Die Erhaltung des Drehimpulses und anderer Quantenzahlen werden nicht berücksichtigt.
- Die Funktion $g(p^2, L)$.

$$g(p^2, L) = \begin{cases} 0 & 0 < \sqrt{p^2} < 2\pi/L \\ 1 & \text{sonst} \end{cases}$$

- Übergang zu Pionen. Es wird angenommen, daß alle Teilchen im Endzustand Pionen sind. Die Wahrscheinlichkeit in der Zerfallskette die Masse $m_1 < 2 \cdot m_\pi$ zu generieren, ist gleich der Wahrscheinlichkeit ein einzelnes Pion zu sehen. Mit der Erzeugung von Pionen bricht die Hadronisierung ab.

A.2 SIMULATION

Entsprechend dem minimalen Modell wurden Ereignisse erzeugt, um sie mit den gemessenen Daten zu vergleichen [42]. Es wurden noch folgende Zusätze gemacht:

Die beiden primär erzeugten Teilchen erhalten eine $1 + \cos^2\theta$ - Verteilung zur Strahlachse, entsprechend den beiden primären Quarks in der QCD. Um die Multiplizität an die Daten anzupassen, wurde ein freier Parameter f eingeführt. Die Zerfallskaskade bricht erst bei einer Masse $m_1 <$

$2 \cdot m_{\pi}/f$ ab. Der Anteil der geladenen Teilchen f_{ch} wurde in das Modell phänomenologisch einbezogen. Für den Zerfall eines neutralen Teilchens wurden zwei alternative Zerfallsmoden untersucht:

- (1) $0 \rightarrow +- \text{ immer}$
- (2) $\text{prob}(0 \rightarrow +-) = \text{prob}(0 \rightarrow 00) = 1/2$

A.3 ANALYSE

Der Vergleich der hier simulierten Daten wurde, wie im Kapitel zur Bestimmung der starken Kopplungskonstanten, auf Vierervektorebene durchgeführt. Da in der Simulation des dynamischen Phasenraums Bremsstrahlung im e^+e^- -Eingangskanal nicht enthalten ist, wurde der Korrekturfaktor zur Umrechnung der Mittelwerte und Histogramminhalte durch Vergleich der DST mit Vierervektoren ohne Bremsstrahlung ermittelt.

A.3.1 Bestimmung der Parameter

In den Abbildungen 35 - 40 sind Mittelwerte verschiedener physikalischer Größen gegen den freien Parameter f aufgetragen. Dies geschah für beide vorgeschlagenen Zerfallsmoden für neutrale Teilchen. Der Wert aus den Daten ist als waagrechte Gerade eingezeichnet. Um einen Anhaltspunkt für die Güte der Simulation zu haben, wurde jeweils auch der Wert des Modells der Stringfragmentation eingetragen, wie es in dieser Arbeit als Standard benutzt wird.

Man erkennt, daß der Zerfallsmodus (1) $0 \rightarrow +-$ den Anteil der geladenen besser beschreibt als (2). Der freie Parameter f wurde für die im folgenden Kapitel gezeigten Verteilungen auf 2,75 gesetzt.

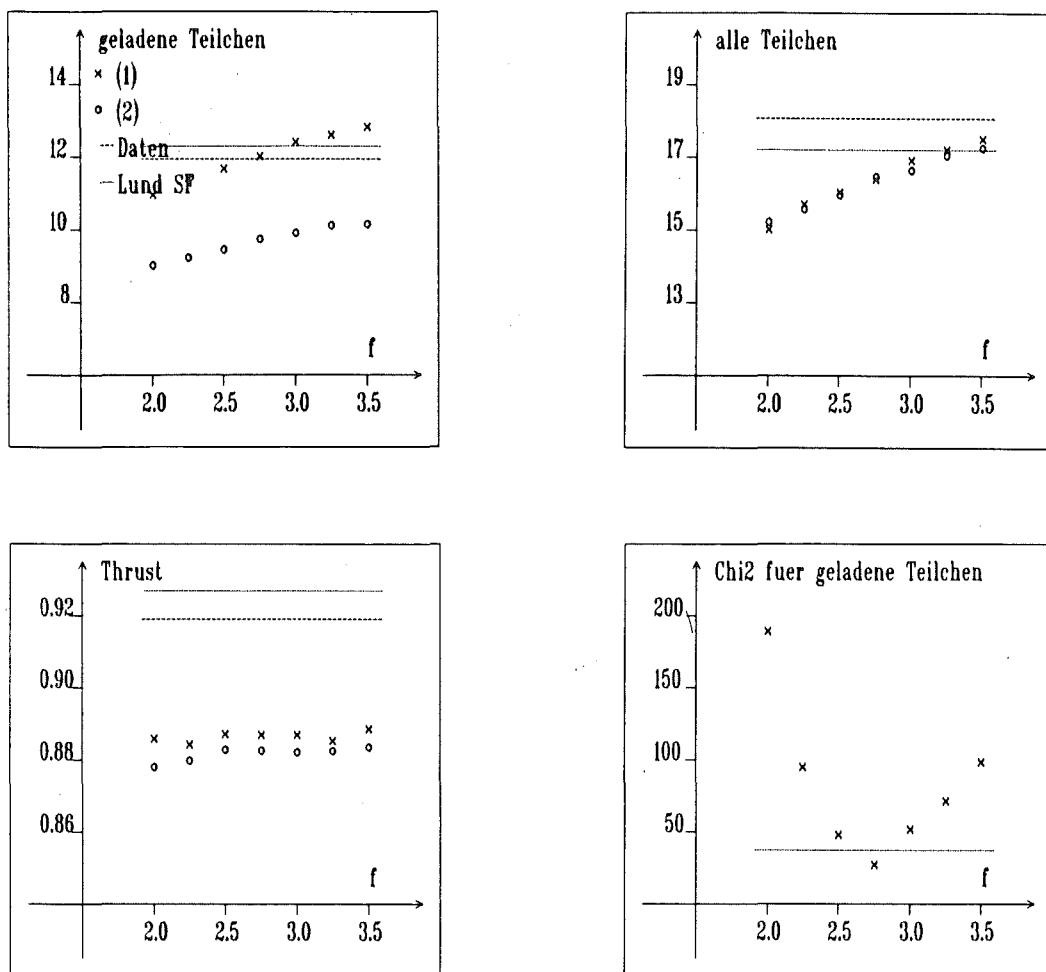


Abbildung 34. Parameterabhängigkeit des dynamischen Phasenraummodells: Mittelwerte
 x (1) $0 \rightarrow +- \text{ immer}$
 o (2) $\text{prob}(0 \rightarrow +-) = \text{prob}(0 \rightarrow 00) = 1/2$
 χ^2 für die Verteilung geladener Teilchen ($0 \rightarrow +-$)

A.3.2 Verteilungen und Schlußfolgerung

In den Abbildungen 35 - 40 sind einige Verteilungen gezeigt. Es sind hier neben den Daten als Vergleich wieder die Kurven des Stringfragmentationsmodells (schraffiertes Feld) eingetragen. Mit Ausnahme der Abbildung 36 wurden nur geladene Teilchen analysiert.

Das Modell zur Beschreibung multihadronischer Ereignisse mittels eines dynamischen Phasenraums beschreibt wesentliche Merkmale solcher Reaktionen:

Die Ereignisse zeigen eine Struktur mit mehreren Jets, jedoch wird der Anteil der Dreijetereignisse überschätzt. Die Verteilungen der geladenen wie der gesamten Teilchenmultiplizität stimmen sowohl im Mittelwert als auch in der Form gut mit den gemessenen Daten überein. An den Verteilungen des Thrust sowie des Transversalimpulses zur Thrust - bzw. Jetachse sieht man Unterschiede. Teilchen mit kleinem Transversalimpuls werden häufiger gemessen als es durch das Modell vorhergesagt wird. Die Verteilungen haben aber einen ähnlichen Verlauf. Bemerkenswert ist, daß p_{\perp} zur Jetachse besser beschrieben wird als p_t zur Thrustachse, und somit die Verteilung der Teilchen innerhalb der Jets durch einen dynamischen Phasenraum genauer simuliert wird als ihre Verteilung im gesamten Ereignis. Durch Hinzunahme von Dreiteilchenzerfällen ließe sich diese Verteilung noch verbessern. Durch Erweiterung des untersuchten minimalen Modell mit hier vernachlässigten Freiheitsgraden, könnten die gemessenen Daten durch das dynamische Phasenraummodell noch besser beschrieben werden.

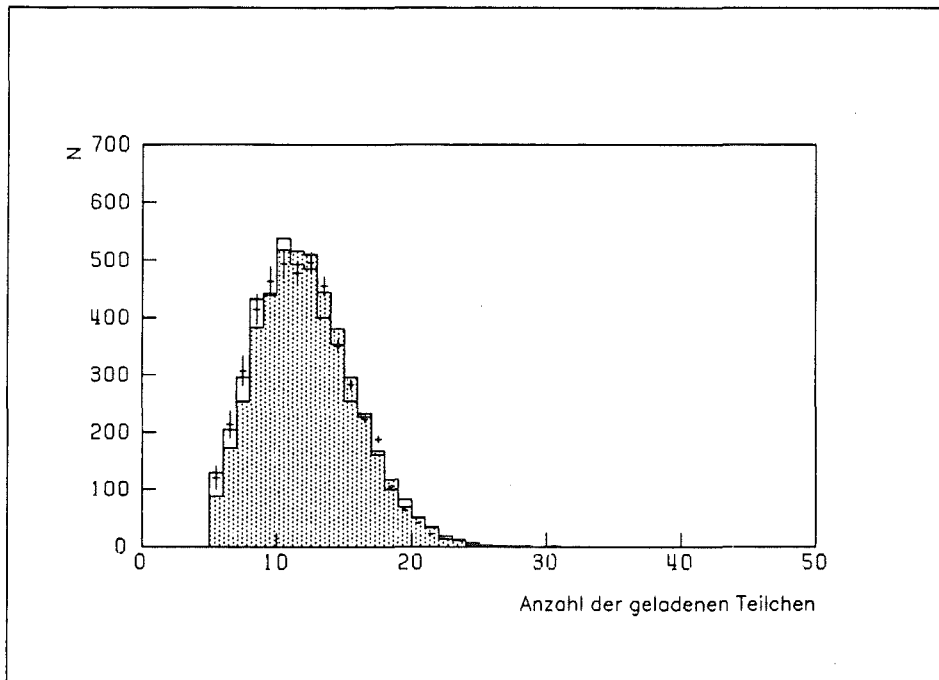


Abbildung 35. Multiplizität der geladenen Teilchen:
+ Verteilungen für Daten mit statistischen Fehlern
□ Stringfragmentationsmodell (schraffiertes Feld)
□ Phasenraummodell (nicht schraffiertes Feld)

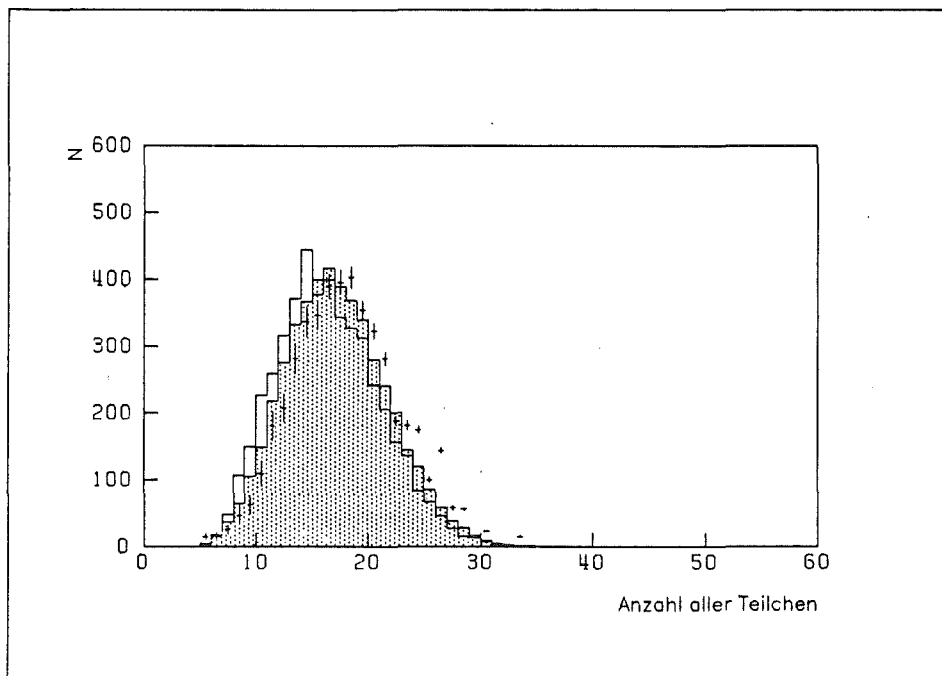


Abbildung 36. Verteilung der Multiplizität aller Teilchen

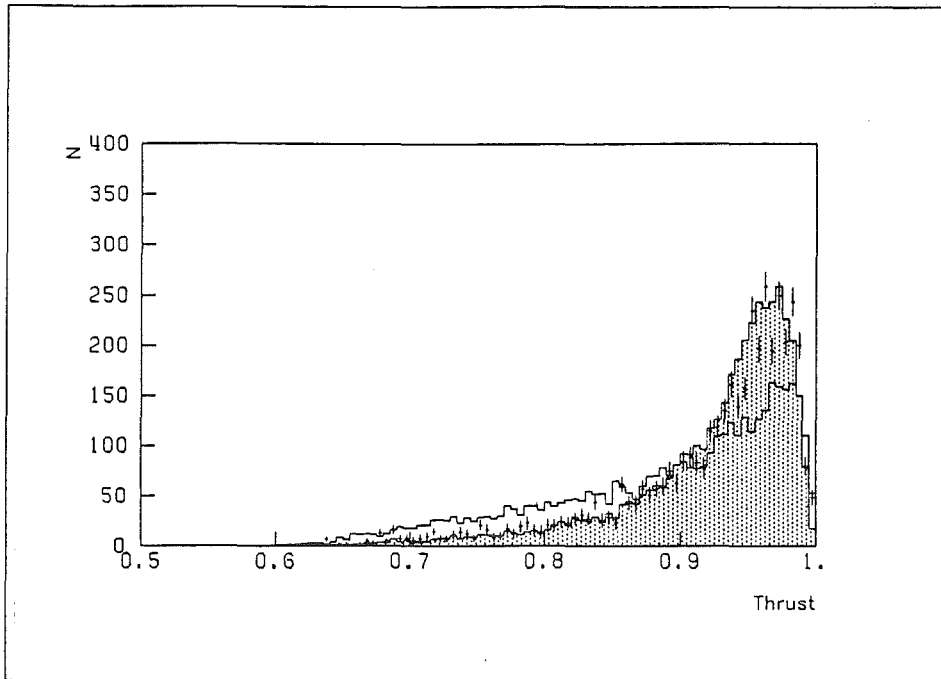


Abbildung 37. Thrustverteilung

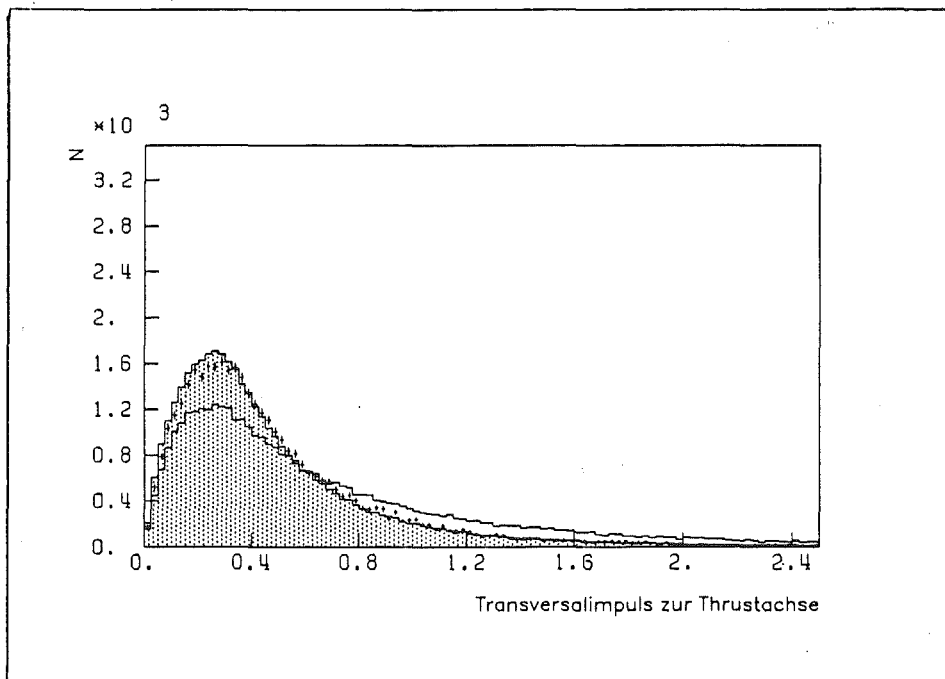


Abbildung 38. Transversalimpuls p_t zur Thrustachse

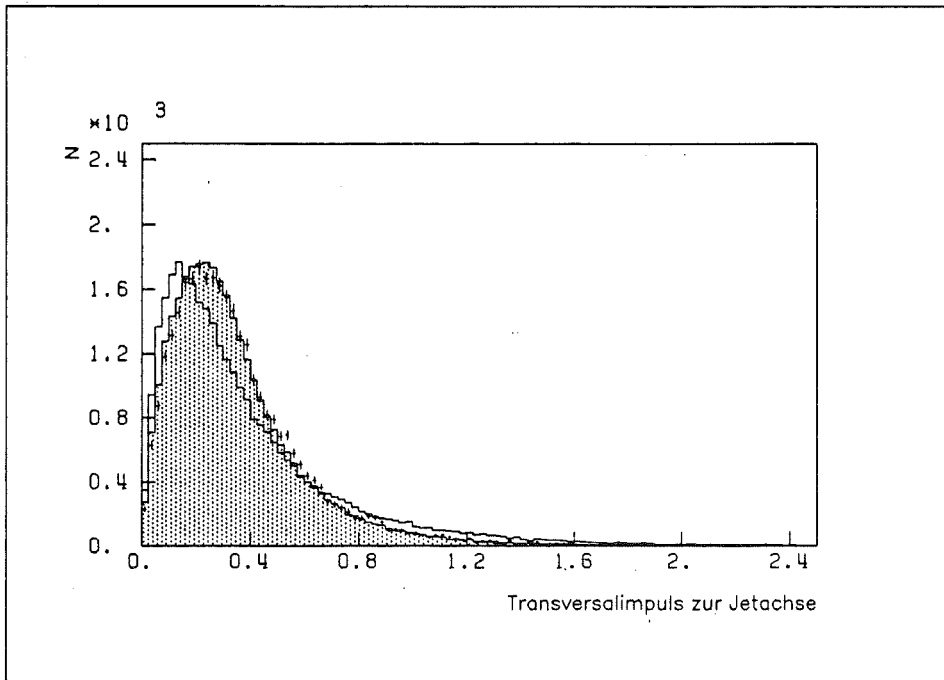


Abbildung 39. Transversalimpuls p_{\perp} zur Jetachse

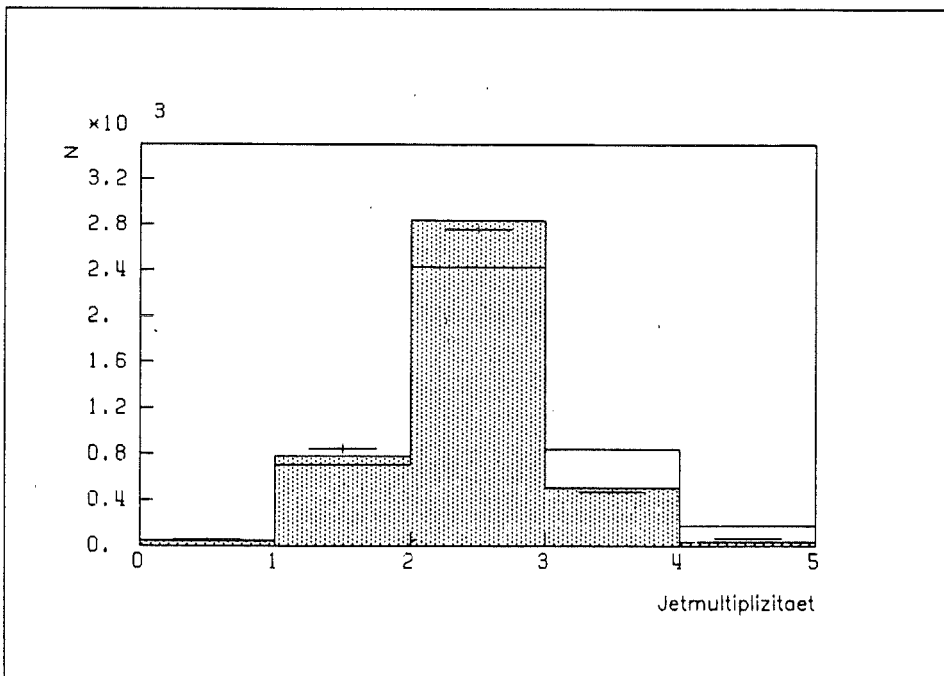


Abbildung 40. Jetmultiplizität

AUTORENLISTE DER CELLO - KOLLABORATION

H.-J. Behrend, J. Bürger, L. Criegee, J.B. Dainton¹, H. Fenner,
J.H. Field, G. Franke, J. Fuster², Y. Holler, J. Meyer, V. Schröder,
H. Sindt, U. Timm, G.G. Winter, W. Zimmermann
Deutsches Elektronen-Synchrotron, DESY, Hamburg, Deutschland

P.J. Bussey, C. Buttar, A.J. Campbell, D. Hendry, G. McCurrach,
J.M. Scarr, I.O. Skillicorn, K.M. Smith
University of Glasgow, Großbritannien

J. Ahme, V. Blobel, M. Feindt, J. Harjes, M. Poppe, H. Spitzer
II. Institut für Experimentalphysik, Universität Hamburg, Deutschland

W.-D. Apel, A. Böhrer, J. Engler, G. Flügge³, D.C. Fries, W. Fues,
K. Gamedinger, P. Grosse-Wiesmann⁴, J. Hansmeyer, G. Hopp, H. Jung,
J. Knapp, M. Krüger, H. Küster, P. Mayer, H. Müller, K.H. Ranitzsch,
H. Schneider, J. Wolf
Kernforschungszentrum Karlsruhe und Universität Karlsruhe, Deutschland

W. de Boer, G. Buschhorn, G. Grindhammer, B. Gunderson, C. Kiesling,
R. Kotthaus, H. Kroha, D. Lüers, H. Oberlack, B. Sack, P. Schacht,
G. Shooshtari, W. Wiedenmann
Max - Planck - Institut für Physik und Astrophysik, München, Deutschland

A. Cordier, M. Davier, D. Fournier, M. Gaillard⁴, J.F. Grivaz,
J. Haissinski, P. Janot, V. Journe, F. le Diberder, E. Ros⁵, A. Spada-
fora, J.-J. Veillet
Laboratoire de l'Accelérateur Lineaire, Orsay, Frankreich

B. Fatah⁶, R. George, M. Goldberg, O. Hammon, F. Kapusta, F. Kovacs,
L. Poggioli, M. Rivoal
Laboratoire de Physique Nucleaire et Hautes Energies, Université de
Paris, Frankreich

R. Aleksan, G. Cozzika, Y. Ducros, Y. Lavagne, F. Ould Saada, J. Pamela, F. Pierre, J. Zacek⁷

Centres d'Etudes Nucleaires, Saclay, Frankreich

G. d'Agostini, F. Ferrarotto, M. Gaspero, B. Stella

University of Rome and INFN, Italien

G. Alexander, G. Bella, Y. Gnat, J. Grunhaus, A. Levy

Tel Aviv University, Israel

-
- ¹ ständige Adresse : University of Liverpool, Großbritannien
 - ² freigestellt vom Inst. de Fisica Corpuscular, Universidad de Valencia, Spanien
 - ³ jetzt am III. Physikalischen Institut der RWTH Aachen
 - ⁴ jetzt am Stanford Linear Accelerator Center, USA
 - ⁵ jetzt an der Universidad Autonoma de Madrid, Spanien
 - ⁶ jetzt an der University of Sebha, Physics Departement, Libyen
 - ⁷ jetzt am Nuclear Center, Charles University, Prag, Tschechoslowakei

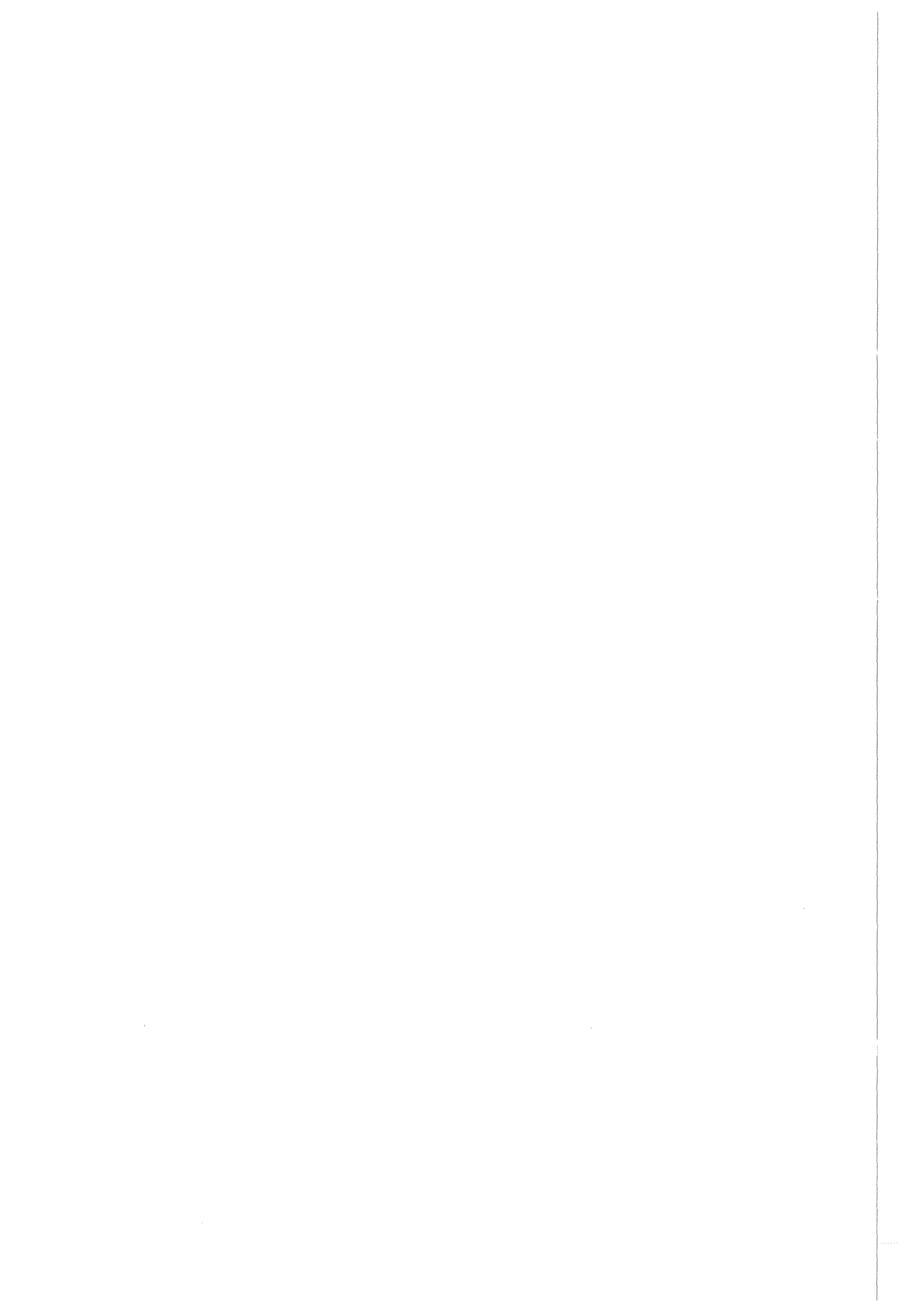
ABBILDUNGSVERZEICHNIS

Abbildung 1.	Elektron - Positronvernichtung in Hadronen	3
Abbildung 2.	Fundamentale Vertices der starken Wechselwirkung	8
Abbildung 3.	$\Lambda_{\overline{MS}}$ gegen die starke Kopplungskonstante	9
Abbildung 4.	Feynmangraph (Born - graph)	11
Abbildung 5.	Feynmangraphen 1. Ordnung	12
Abbildung 6.	Fragmentation	14
Abbildung 7.	DESY	17
Abbildung 8.	CELLO	18
Abbildung 9.	Innendetektor	20
Abbildung 10.	Innendetektor	21
Abbildung 11.	Kalorimeter	25
Abbildung 12.	Kalorimeter	26
Abbildung 13.	Multihadronisches Ereignis	32
Abbildung 14.	Zerfallskaskade bei der IF	41
Abbildung 15.	Zerfallskaskade bei der SF	43
Abbildung 16.	Sphärizitätstensor	47
Abbildung 17.	Spurmatrix (Dreijetereignis)	50
Abbildung 18.	Matrix des Energieflusses (Dreijetereignis)	50
Abbildung 19.	Gemessene Energie des Ereignisses	53
Abbildung 20.	Verteilung der Multiplizität der geladenen Teilchen	53
Abbildung 21.	Verteilung der Multiplizität aller Teilchen	54
Abbildung 22.	Thrustverteilung	54
Abbildung 23.	Sphärizität	55
Abbildung 24.	Aplanarität	55
Abbildung 25.	Transversalimpuls p_t zum schmalen Jet	56
Abbildung 26.	Longitudinalimpuls p_1 zur Thrustachse	56
Abbildung 27.	Zahl der Ereignisse	58
Abbildung 28.	Bestimmung der starken Kopplungskonstanten	59
Abbildung 29.	Fehlerellipsen	62
Abbildung 30.	Werte der Kopplungskonstanten bei 34 GeV	64
Abbildung 31.	Multihadronisches Ereignis	67
Abbildung 32.	Planarität der Jets	70
Abbildung 33.	Mittlerer Transversalimpuls	72
Abbildung 34.	Parameterabhängigkeit des dynamischen Phasenraummodells	82

Abbildung 35. Multiplizität der geladenen Teilchen	84
Abbildung 36. Verteilung der Multiplizität aller Teilchen	84
Abbildung 37. Thrustverteilung	85
Abbildung 38. Transversalimpuls p_t zur Thrustachse	85
Abbildung 39. Transversalimpuls p_l zur Jetachse	86
Abbildung 40. Jetmultiplizität	86

TABELLENVERZEICHNIS

Tabelle 1.	Die Hamburger Beschleunigungsanlagen	15
Tabelle 2.	Technische Daten des Innendetektors	21
Tabelle 3.	Physikalische Eigenschaften des Innendetektors	23
Tabelle 4.	Technische Daten des Flüssig - Argon - Kalorimeters	24
Tabelle 5.	Physikalische Eigenschaften des Kalorimeters	24
Tabelle 6.	Parameter des Vierervektorgenerators	38
Tabelle 7.	Starke Kopplungskonstante α_s	57
Tabelle 8.	Systematische Fehler durch Clusterparameter	60
Tabelle 9.	Systematische Fehler durch Monte - Carlo - Parameter	61
Tabelle 10.	Statistik der verwendeten Daten	69
Tabelle 11.	Mittlere Jetenergien	69
Tabelle 12.	Verhältnisse von $\langle p_{\perp} \rangle$, $\langle p_{\perp out} \rangle$ und $\langle p_{\perp in} \rangle / \langle p_{\perp out} \rangle$.	73
Tabelle 13.	Einfluß der Jetparameter auf p_{\perp}	74
Tabelle 14.	Verhältnisse der Azimuth-zur Polarkomponente von $\langle p_{\perp} \rangle$	75



LITERATURVERZEICHNIS

- [1] Glashow S.L., Nucl. Phys. 22 (1961) 579
Weinberg S., Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 1267
Salam A., Ward J.C., Phys. Lett. 13 (1964) 168
- [2] Close F.E., An Introduction to Quarks and Partons, Ac. Press (1979)
- [3] Gell-mann M., CTSL-20 (1961)
- [4] Ne'eman, Nucl. Phys. 26 (1961) 222
- [5] Gell-mann M., Phys. Lett. 8 (1964) 214
- [6] Zweig G., CERN 8182/TH401 und 8419/TH412 (1964)
- [7] TASSO Coll., Brandlik R. et al., Phys. Lett. 86B (1979) 243
MARK J Coll., Barber D.P. et al., Phys. Rev. Lett. 43 (1979) 830
PLUTO Coll., Berger Ch. et al., Phys. Lett. 86B (1979) 418
JADE Coll., Bartel W. et al., Phys. Lett. 91B (1980) 142
- [8] Krüger M., KfK 4153 (1986)
- [9] Adler S.L., Phys. Rev. 177 (1969) 2426
Bell J.S., Jackiw R., Nuovo Cimento 51 (1969) 47
- [10] Brandlik R. et al., Phys. Lett. 70B (1977) 387
- [11] Kramer G., interner Bericht DESY T-83-01 (1983)
- [12] Bardeen W.A. et al., Phys. Rev. D18 (1978) 3998
- [13] Duke D.W., Roberts R.G., Phys. Rep. 120 Nos 5&6 (1985) 275
- [14] Hanson G. et al., Phys. Rev. Lett. 35 (1975) 1609
- [15] Ellis J., Gaillard M.K., Roos G.G., Nucl. Phys. B111 (1976) 253
und B130 (1977) 516
- [16] Sjöstrand T., Lund TP82-3 (1982)
- [17] Wu S.L., DESY 84-028 (1984)
- [18] Behrend H.J. et al., Phys. Scripta 23 (1981) 610
- [19] Flügge G., KfK 3286 (1982)
- [20] Randoll H., KfK 3569 (1983)
- [21] Gamerdinger K., Jung H., CELLO note K-114 (1985)
- [22] de Boer W., CELLO note M-159 (1985)
- [23] Moss L., Weitsch A., CELLO note M-113 (1980)
- [24] Apel W.-D., CELLO note K-042 (1982)
- [25] Behrends F.A., Kleiss R., DESY 80-073 (1980)
- [26] Fabricius K., DESY 81-035 (1981)
Fabricius K. et al., Phys. Lett. 97 (1981) 431
Gutbrod et al., Z. Phys. C21 (1984) 235

- [27] Field R.P., Feynman R.P., Nucl. Phys. B136 (1978) 1
- [28] Ali A., Z. Phys. C1 (1979) 203
- [29] Hoyer P. et al., Nucl. Phys. B161 (1979) 379
- [30] Anderson B., Sjöstrand T., Phys. Lett. 94B (1980)
- [31] Bjorken J.D., Brodsky S.J., Phys. Rev. D1 (1970) 1416
- [32] Brandt S. et al., Phys. Lett. 12 (1964) 57
Fahri E., Phys. Rev. Lett. 39 (1977) 1587
- [33] Müller H., unveröffentlichter Bericht (1986)
- [34] Apel W.-D., persönliche Mitteilung
- [35] James F., Roos M., Computer Phys. Comm. 10 (1975) 343
- [36] Hopp G., KfK 3952 (1985)
- [37] Bethke S., DESY 86-115 und HD-PY 86/07 (1986)
- [38] Schierholz G. DESY 84-056 (1984)
- [39] Azimov Ya.I. et al., Phys. Lett. 165B (1985) 147
- [40] JADE Coll., Bartel W. et al., Z. Phys. C21 (1983) 37
- [41] Ochs W., Z. Phys. C15 (1982) 227
und C23 (1984) 131
- [42] Ochs W., persönliche Mitteilung