

KfK 4490
Dezember 1988

Modellunabhängige Analyse des dritten Jets in der e^+e^- -Annihilation

P. Gabriel
Institut für Kernphysik

Kernforschungszentrum Karlsruhe

Kernforschungszentrum Karlsruhe
Institut für Kernphysik

KfK 4490

Modellunabhängige Analyse des dritten Jets
in der e^+e^- -Annihilation

Peter Gabriel

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

ABSTRAKT

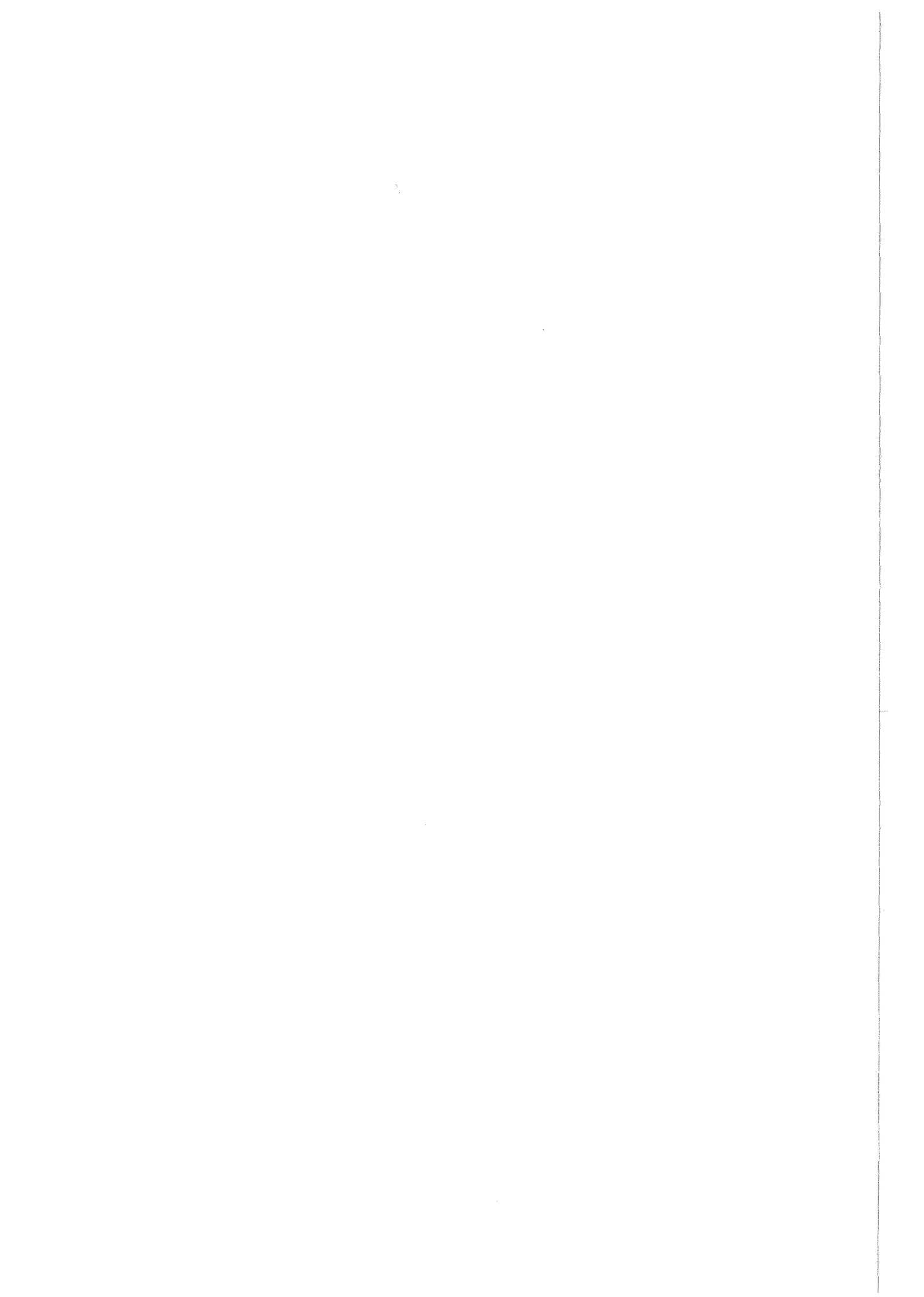
Modellunabhängige Analyse des 3. Jets in der e^+e^- - Annihilation

Aus den Daten des CELLO Detektors am e^+e^- - Speicherring PETRA wurden mit einem Clusteralgorithmus 3-Jet Ereignisse bei einer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} = 35$ GeV und 2-Jet Ereignisse bei $\sqrt{s} = 14$ GeV in der e^+e^- - Annihilation selektiert. Wir untersuchten Transversalimpulsverteilungen und die Fragmentationsfunktion des 3. Jets bei Jetenergien um 7 GeV. Dieselbe Analyse führten wir für Referenzjets von 7 GeV aus den 2-Jet Ereignissen bei $\sqrt{s} = 14$ GeV durch und erhielten somit einen modellunabhängigen Vergleich zwischen Gluonjet (3. Jet) und Quarkjet (Ref Jet) derselben Energie. Der 3. Jet zeigt keine Jetverbreiterung, scheint aber weicher zu fragmentieren als der Quarkjet. Innerhalb unserer statistischen Genauigkeit für $\langle p_{\perp}^{\text{in}} \rangle$ und $\langle p_{\perp}^{\text{out}} \rangle$ ist der 3. Jet rund.

ABSTRACT

A Model Independent Study of the 3rd Jet in the e^+e^- - Annihilation

Using data from the CELLO detector at the e^+e^- storage ring PETRA we selected 3-jet events at the CMS-energie $\sqrt{s} = 35$ GeV and 2-jet events at $\sqrt{s} = 14$ GeV in e^+e^- annihilation with a cluster routine. We compared the p_{\perp} -distribution and the fragmentation function of the 3rd jet around $E_{\text{jet}} = 7$ GeV at $\sqrt{s} = 35$ GeV with that of the reference jet with $E_{\text{jet}} = 7$ GeV from the 2-jet events at $\sqrt{s} = 14$ GeV. In this model independent comparison of gluon jet (3rd jet) and quark jet (ref jet) we found no jet broadening but a softer fragmentation function for the 3rd jet. Within our accuracy for $\langle p_{\perp}^{\text{in}} \rangle$ and $\langle p_{\perp}^{\text{out}} \rangle$ the 3rd jet is found to be round.



INHALTSVERZEICHNIS

Kapitel 1. Einleitung	1
Kapitel 2. Theoretische Grundlagen	3
2.1 Quarkmodell und Farbladung	3
2.2 Die Quantenchromodynamik	6
2.3 Fragmentationsmodelle	9
2.3.1 <i>Unabhängige Fragmentation</i>	10
2.3.2 <i>String Fragmentation</i>	11
2.3.3 <i>Das Parton-Schauer-Modell</i>	13
Kapitel 3. Das Experiment	17
3.1 Der Speicherring PETRA	17
3.2 Der CELLO Detektor	20
3.2.1 <i>Der Innendetektor</i>	22
3.2.2 <i>Das Blei/Flüssig-Argon-Kalorimeter</i>	24
3.2.3 <i>Das Triggersystem</i>	26
3.2.4 <i>Die Datenauslese</i>	28
3.3 Die Aufarbeitung der Daten	29
3.3.1 <i>Der Filter</i>	30
3.3.2 <i>Die Rekonstruktion der Daten</i>	31
Kapitel 4. Auswahl der Ereignisse	33
4.1 Multihadronische Ereignisse	33
4.2 Thrust Selektion	35
4.3 Der Clusteralgorithmus	37
4.4 Auswahl der Jets	39
Kapitel 5. Die Simulation multihadronischer Ereignisse	41
5.1 Der Partongenerator	41
5.2 Die Detektorsimulation	42
5.3 Wahl der Modellparameter	43
Kapitel 6. Die Analyse der Daten	47
6.1 Allgemeine Eigenschaften der ausgewählten Ereignisse	47
6.1.1 <i>Kollinearität und Aplanarität</i>	47

6.1.2	<i>Effizienz des Detektors</i>	49
6.1.3	<i>Multiplizitäten</i>	49
6.2	<i>Der Transversalimpuls</i>	51
6.2.1	<i>Vorbemerkungen</i>	51
6.2.2	<i>Vergleich der Transversalimpulse von 3.Jet und Referenzjet</i>	52
6.2.3	$p_{\perp}^{in} / p_{\perp}^{out}$ <i>des dritten Jets bei 35 GeV</i>	54
6.2.4	<i>Systematische Einflüsse</i>	56
6.2.5	<i>Diskussion der Ergebnisse</i>	60
6.3	<i>Die X-Verteilung</i>	61
6.3.1	<i>Definitionen</i>	61
6.3.2	<i>Einfluß des Detektors</i>	61
6.3.3	<i>Einfluß der Clusterroutine</i>	62
6.3.4	<i>Ergebnisse</i>	64
6.3.5	<i>Schlußfolgerungen</i>	66
Kapitel 7. Zusammenfassung		69
Abbildungsverzeichnis		71
Tabellenverzeichnis		73
Literaturverzeichnis		75
Autorenliste der CELLO - Kollaboration		77

KAPITEL 1. EINLEITUNG

Die fundamentalen Wechselwirkungen zwischen Elementarteilchen können durch Eichfeldtheorien beschrieben werden. Als experimentell sehr gut abgesichert gilt hierbei die Quantenelektrodynamik QED zur Beschreibung der elektromagnetischen Wechselwirkung. Nach ihrem Vorbild wurde eine Eichfeldtheorie für die starke Wechselwirkung zwischen den Quarks entwickelt - die Quantenchromodynamik QCD. Als Quellen der Felder wurde die Farbladung, als Feldquant der Wechselwirkung das Gluon eingeführt. Der wesentliche Unterschied zur QED besteht darin, daß es sich bei der QCD um eine nicht abelsche Eichtheorie handelt. Dies bedeutet, daß im Gegensatz zum Photon als Feldquant der elektromagnetischen Wechselwirkung das Gluon selbst eine Farbladung trägt, wodurch Selbstkopplung zwischen den Gluonen möglich wird.

Als wesentliches Problem bei der Berechnung von Prozessen, die der starken Wechselwirkung unterliegen, erweist sich die als Folge der Gluonselfkopplung auftretende Energieabhängigkeit der "Kopplungskonstanten" α_s . Demnach ist es nur bei hohen Impulsüberträgen, d.h. bei kleinen Abständen möglich, wie in der QED störungstheoretisch zu rechnen. Bei kleinen Impulsüberträgen bzw. großen Abständen ist man auf phänomenologische Modelle angewiesen.

Bei hohen Schwerpunktsenergien zeigen multihadronische Ereignisse in der e^+e^- -Annihilation eine typische Multi-Jet-Struktur, resultierend aus den Prozessen $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$, $q\bar{q}g$, $q\bar{q}gg$, $q\bar{q}q\bar{q}$. Diese Ereignisse werden durch die Quantenchromodynamik und Fragmentationsmodelle beschrieben. Die Erzeugung eines Quark-Antiquarkpaares ist wie die Erzeugung anderer Fermionenpaare (z.B. $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$) zunächst ein elektroschwacher Prozeß. Die Abstrahlung eines oder mehrerer "Bremsstrahlungsgluonen" im Endzustand kann durch die QCD störungstheoretisch in zweiter Ordnung berechnet werden. Der Übergang der Quarks und Gluonen in Hadronen (Fragmentation) ist allerdings nur durch Modelle beschreibbar.

In der vorliegenden Arbeit untersuchten wir 3-Jet Ereignisse bei einer Schwerpunktsenergie von 35 GeV, die mit dem CELLO Detektor am Speicherring PETRA gemessen wurden. Aus Monte Carlo Simulationen weiß man, daß der Jet mit der geringsten Energie die höchste Wahrscheinlichkeit hat, von einem Gluon zu stammen, und somit die Eigenschaften eines Gluonjets

widerspiegeln sollte. Aufgrund der höheren Farbladung sowie der Selbstkopplung der Gluonen wird erwartet, daß der Gluonjet breiter ist als ein Quarkjet [1] und eine weichere Fragmentationsfunktion besitzt [21]. Weiterhin sagen einige Fragmentationsmodelle einen String-Effekt voraus, der sich im dritten Jet dadurch bemerkbar machen würde, daß in der Ereignisebene mehr Teilchen auftreten würden als in einer Ebene senkrecht dazu.

Um eine rein phänomenologische Analyse der Jeteigenschaften durchführen zu können, untersuchten wir weiterhin Referenzjets von 7 GeV Energie, die wir aus 2-Jet Ereignissen bei einer Schwerpunktsenergie von 14 GeV erhielten. Zum Vergleich zwischen Quarkjets und Gluonjets wählten wir von den 3-Jet Ereignissen nur die aus, bei denen der dritte Jet eine Jetenergie zwischen 5 und 9 GeV hatte. Modelle wurden nur dazu verwendet, um systematische Effekte wie z.B. Detektoreinflüsse zu untersuchen.

Nach einer kurzen Einführung in die theoretischen Grundlagen und einer Beschreibung der wichtigsten Fragmentationsmodelle in Kapitel 2 erfolgt in Kapitel 3 die Beschreibung des CELLO Experimentes am e^+e^- Speicherring PETRA. In Kapitel 4 werden die Auswahlkriterien für die multihadronischen Ereignisse sowie der Algorithmus zur Jetsuche erläutert. Kapitel 5 beschreibt die Simulation multihadronischer Ereignisse. Die eigentliche Analyse der Daten erfolgt in Kapitel 6 mit der Zielsetzung, Unterschiede zwischen Quark- und Gluonjet aufzuzeigen. Die gewonnenen Ergebnisse werden außerdem mit den Vorhersagen von theoretischen Modellen verglichen. Abschließend werden in Kapitel 7 die wichtigsten Ergebnisse noch einmal zusammengefaßt.

KAPITEL 2. THEORETISCHE GRUNDLAGEN

Der Begriff des Elementarteilchens hat in den letzten einhundert Jahren aufgrund intensiver Forschung immer wieder eine neue Bedeutung erlangt. Um die Jahrhundertwende wurde eine Struktur im Atom entdeckt, das bis dahin als unteilbar angesehen wurde. In der weiteren Entwicklung stellte man fest, daß der Atomkern aus Nukleonen, d.h. Protonen und Neutronen zusammengesetzt ist. Im nächsten Schritt konnte man in der tief-inelastischen Lepton-Nukleon-Streuung nachweisen, daß auch diese Teilchen eine Substruktur besitzen. Diese neue Generation von Elementarteilchen - Partonen genannt - konnten später als die Quarks identifiziert werden, die Anfang der sechziger Jahre von Gell-Mann und Zweig [2] zunächst nur als hypothetische Teilchen zur gruppentheoretischen Beschreibung der Hadronen eingeführt worden waren. Diese Teilchen mit drittelzahligen Ladungen tragen allerdings nur ungefähr die Hälfte des Impulses der Nukleonen, so daß ein weiteres Parton, das ungeladene Gluon eingeführt wurde. Dieses Gluon wurde 1979 am Speicherring PETRA als Feldquant der starken Wechselwirkung nachgewiesen.

2.1 QUARKMODELL UND FARBLADUNG

Anfang der sechziger Jahre kannte man bereits eine recht große Anzahl von stark wechselwirkenden Teilchen (Hadronen), so daß die berechtigte Frage auftauchte, ob diese Teilchen als elementar anzusehen seien.

Gell-Mann und Zweig [2] schlugen daraufhin ein neues Ordnungsschema vor, indem sie die bekannte Isospinsymmetrie $SU(2)$ auf eine $SU(3)$ -Symmetrie erweiterten. Hierzu führten sie die drei Quarksorten up, down und strange ein, die das fundamentale Triplet der $SU(3)$ darstellen. Nach diesem Schema bilden die Baryonen einen 3-Quarkzustand, die Mesonen einen Quark-Antiquarkzustand. Der Erfolg dieses Modelles liegt darin, daß damit das gesamte hadronische Spektrum erklärt werden konnte. Darüberhinaus wurde ein noch nicht entdeckter sss-Zustand (Ω^-) vorausgesagt, der kurz darauf auch tatsächlich nachgewiesen wurde.

Inzwischen wurden zwei weitere Quarks entdeckt, denen man die Eigenschaft c (charm) bzw. b (beauty oder bottom) zuordnete. Die Existenz einer sechsten Quarksorte t (truth oder top) wird vermutet, konnte aber bisher nicht nachgewiesen werden.

Da es sich bei den Quarks um Fermionen handelt, erwartet man für die Baryonen nach dem Pauli-Prinzip eine antisymmetrische Wellenfunktion. Betrachtet man aber z.B. das Δ^{++} (uuu-Zustand mit Spin 3/2), so besitzt dieses Teilchen eine symmetrische Wellenfunktion. Dieses Problem läßt sich dadurch lösen, indem man für die Quarks einen weiteren Freiheitsgrad - die Farbladung - postuliert. Da es sich bei den Baryonen um qqq-Zustände handelt, benötigt man drei verschiedene Farbladungen, im allgemeinen als rot, grün und blau bezeichnet. Beschreibt man diesen Sachverhalt mit Hilfe der Gruppentheorie, so bilden die Baryonen ein antisymmetrisches Farbsingulett der Symmetriegruppe $SU(3)_c$ ¹. Antiquarks tragen "Antifarben", so daß die Mesonen (q \bar{q}) ebenfalls Farbsinguletts darstellen.

Eine experimentelle Überprüfung des Freiheitsgrades Farbe ist durch die Messung der Produktionsrate von Quark-Antiquark-Paaren in der e^+e^- -Anihilation möglich. Unter der Voraussetzung, daß jedes Quark in drei verschiedenen Farbzuständen erzeugt werden kann, erwartet man in erster Näherung :

$$R = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{Hadronen})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)} = 3 \cdot \sum (Q_i/e)^2 ,$$

wobei über die Anzahl der offenen Flavour summiert wird. Dieser Wert wurde im Experiment in sehr guter Übereinstimmung mit der Vorhersage bestätigt (siehe Abbildung 1 auf Seite 5).

¹ c steht für colour; die $SU(3)_c$ ist nicht zu verwechseln mit der $SU(3)$ von Gell-Mann, die sich auf die Quarkflavours u, d und s bezieht

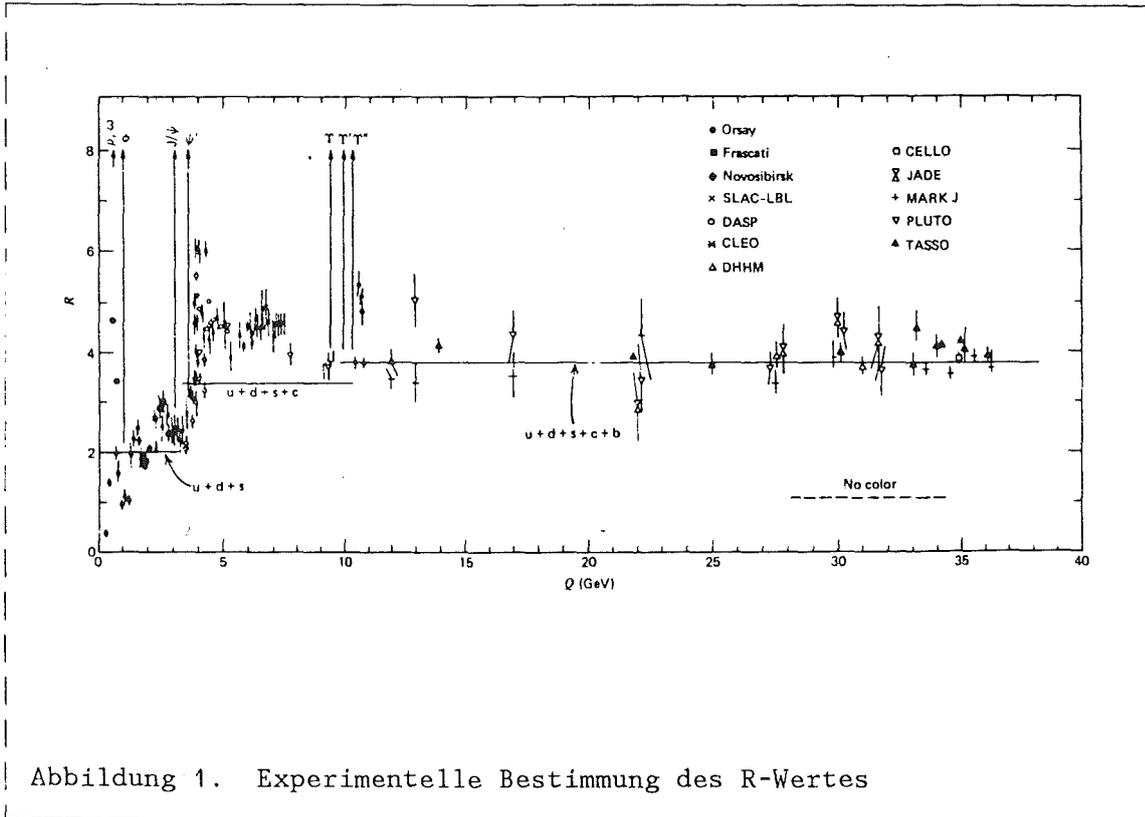


Abbildung 1. Experimentelle Bestimmung des R-Wertes

Weitere Hinweise auf die Farbe der Quarks ergeben sich aus der Zerfallsbreite des π^0 und aus der Tatsache, daß in der Natur nur "weiße" Zustände (=Farbsingulets) auftreten. Konfigurationen wie z.B. qq oder qqqq sowie einzelne Quarks wurden dagegen nie beobachtet.

Die Farbladungen, zunächst nur aus Symmetriegründen eingeführt, ermöglichten die Entwicklung einer neuen Eichfeldtheorie zur Beschreibung der starken Wechselwirkung, der Quanten - Chromo - Dynamik QCD. Im Rahmen dieser Theorie, deren Grundzüge im nächsten Abschnitt kurz erläutert werden, gelang es, den Farbeinschluß der Quarks (=Confinement) zu erklären.

2.2 DIE QUANTENCHROMODYNAMIK

Nach dem heutigen Kenntnisstand lassen sich die Elementarteilchen nach ihrem Spin in zwei Klassen einteilen:

- Fermionen mit halbzahligem Spin
- Bosonen mit ganzzahligem Spin

Die elementaren Fermionen gelten als die Grundbausteine der Materie, die Bosonen als Austauscheteilchen, die die Wechselwirkung zwischen den Fermionen vermitteln.

Diese Art der Wechselwirkung wird durch Quantenfeldtheorien beschrieben. Die Fermionen werden hierin als Teilchenfelder dargestellt. Ein Grundprinzip der Quantenfeldtheorien besteht in der Forderung nach lokaler Eichinvarianz des Teilchenfeldes unter einer bestimmten Symmetrietransformation. Um diese Forderung zu erfüllen, muß ein Eichfeld (Vektorfeld) eingeführt werden. Die Lagrange-Dichte des Teilchenfeldes enthält nun einen weiteren Term, der die Wechselwirkung mit dem Eichfeld beschreibt. Eine Einführung in die Eichfeldtheorie gibt z.B. [3].

Die erste erfolgreiche Eichtheorie war die Quantenelektrodynamik QED. Als Symmetrietransformation dient hierbei die unitäre Gruppe $U(1)$, die der Multiplikation mit einem Phasenfaktor entspricht. Da diese Phasentransformationen untereinander kommutieren, spricht man auch von einer abelschen Eichfeldtheorie. Lokale Eichinvarianz - d.h. der Phasenfaktor ist an jedem Ort frei wählbar - führt zur Einführung des elektromagnetischen Feldes mit dem Photon als Feldquant, das an die elektrische Ladung des Teilchenfeldes koppelt. Ein Maß für die Stärke der Wechselwirkung ist die dimensionslose Kopplungskonstante $\alpha = 1/137$.

1954 zeigten C.N. Yang und R.L. Mills [4], daß in Eichfeldtheorien auch die Verwendung von nichtabelschen Gruppen möglich ist. Ein Beispiel hierfür ist die elektroschwache Theorie (Vereinigung der elektromagnetischen und schwachen Wechselwirkung) mit der Forderung nach Eichinvarianz gegenüber Transformationen der Symmetriegruppe $SU(2) \times U(1)$ (Weinberg-Salam-Modell [5]).

In analoger Weise wurde zur Beschreibung der starken Wechselwirkung die Quantenchromodynamik QCD entwickelt. Als Symmetrie wurde entsprechend den drei Farbzuständen der Quarks die Gruppe $SU(3)_c$ gewählt. Aus der Forderung nach lokaler Eichinvarianz ergibt sich die Existenz von 8 masselosen Eichfeldern, den sogenannten Gluonfeldern, die an die Farbladung der Quarks koppeln.

Die Wechselwirkung zwischen den Quarks kommt durch den ständigen Austausch von Gluonen zustande, wobei sich in Analogie zur Elektrodynamik gleichfarbige Quarks abstoßen. Ungleichfarbige Quarks ziehen sich an, falls sie einen antisymmetrischen Farbzustand bilden. Ein drittes Quark wird von einem Quarkpaar angezogen, wenn die Farbkonfiguration zu "weiß" ergänzt und gleichzeitig ein gegenüber der Vertauschung von Farbindizes antisymmetrischer Zustand gebildet wird. Dies erklärt die Existenz der Baryonen als farblose Bindungszustände dreier Quarks.

Der wesentliche Unterschied der $SU(3)_c$ gegenüber der $U(1)$ in der QED besteht darin, daß die Erzeugenden der Eichtransformation untereinander nicht kommutieren. Dies hat zur Folge, daß die Gluonen selbst eine Farbladung tragen und somit im Gegensatz zu den Photonen untereinander wechselwirken können. Daraus folgt die Energieabhängigkeit der starken "Kopplungskonstanten" α_s . Dies wiederum äußert sich in der "asymptotischen Freiheit" der Quantenchromodynamik und im sogenannten "Confinement" (=Farbeinschluß) der Quarks.

Asymptotische Freiheit bedeutet, daß sich die Quarks bei kleinen Abständen, d.h. bei hohen Impulsüberträgen praktisch wie freie Teilchen verhalten. Dies läßt sich folgendermaßen veranschaulichen:

Ähnlich wie sich ein Elektron durch Vakuumpolarisation mit einer Wolke aus virtuellen Elektron-Positron-Paaren sowie Photonen umgibt, ist das Quark von virtuellen Quark-Antiquark-Paaren und Gluonen umgeben. Während die $q\bar{q}$ -Paare analog zur QED zu einer Abschirmung der Farbladung des Quarks führen, resultiert aus den virtuellen Gluonen eine "Antiabschirmung", da die Farbladung der Quarks in den Bereich der Gluonwolke fortgesetzt wird. Dieses Phänomen tritt in der QED nicht auf, da hier die Feldquanten keine Ladungen tragen. Wie sich in dynamischen Rechnungen zeigen läßt, überwiegt der verstärkende Effekt der Gluonen, solange die Anzahl der möglichen Quarkflavour $N_f \leq 16$ ist. Bei kürzer werdenden Abständen zwischen den Quarks kommt es nun zu einer gegenseitigen Durchdringung der Gluonwolken. Dadurch verringert sich die effektive Farbladung der Quarks und

die Stärke der Wechselwirkung nimmt ab. Dies führt dazu, daß sich die Quarks bei extrem kurzen Abständen, wie z.B. in einem hadronischen Bindungszustand, wie nahezu freie Teilchen verhalten.

Von großer praktischer Bedeutung erweist sich dabei die Tatsache, daß im Bereich kleiner Abstände α_s klein gegen 1 ist. Dies ermöglicht die Anwendung störungstheoretischer Methoden. Auf diese Weise lieferte die QCD theoretische Vorhersagen über die Abweichungen vom Skalenverhalten in der tief-inelastischen Lepton-Nukleon-Streuung in guter Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen.

Das Auftreten von farblosen Bindungszuständen, in denen sich die Quarks nahezu wie freie Teilchen verhalten, konnte soweit mit Hilfe der Quantenchromodynamik erklärt werden. Damit ist aber die Frage, warum es keine einzelnen Quarks, sondern nur farbneutrale Objekte gibt, noch nicht beantwortet.

Wie bereits erwähnt, nimmt die Stärke der Kopplung zwischen den Quarks bei zunehmenden Abständen zu. Dies führt dazu, daß bei großen Abständen keine Störungstheorie angewandt werden kann. Der Farbeinschluß der Quarks kann deshalb auch nicht als Folgerung aus der QCD abgeleitet, aber dennoch durch qualitative Vorstellungen plausibel gemacht werden:

Bei größer werdenden Abständen bildet sich zwischen den Quarks aufgrund der Gluonselfkopplung ein sogenannter Farbstring aus, der dazu führt, daß die zwischen den Quarks auftretenden Kräfte nahezu konstant bleiben und die Energie des Gluonfeldes proportional mit dem Abstand zunimmt. Demnach wäre eine unendlich hohe Energie notwendig, um zwei Quarks voneinander zu trennen.

Tatsächlich steigt die Energie aber nur bis zu einem ganz bestimmten Wert an. Dann wird aus dem Vakuum ein reelles Quark-Antiquark-Paar erzeugt, das mit den ursprünglichen Quarks zu neuen hadronischen Zuständen rekombiniert. Die zunehmende Energie des Gluonfeldes wird im Endeffekt also dazu verwendet, Mesonen zu erzeugen sobald dies energetisch möglich ist. Ein Quark kann auf diese Weise zwar aus einem Bindungszustand herausgelöst, aber niemals freigesetzt werden.

In der e^+e^- -Anihilation \rightarrow Multihadronen wird zunächst durch einen elektroschwachen Prozeß (Austausch eines virtuellen Photons oder Z^0 's) ein Quark-Antiquark-Paar erzeugt.

Diese Partonen können nun ihrerseits durch Gluonbremsstrahlung weitere Partonen erzeugen. Dieser Vorgang findet bei hohen Impulsüberträgen statt

und kann deshalb mit Hilfe der Quantenchromodynamik störungstheoretisch berechnet werden. Dabei werden im allgemeinen die Terme der ersten und zweiten Ordnung berücksichtigt, so daß folgende Prozesse ermöglicht werden:

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

Diese Partonen können aufgrund ihrer Farbladung aber nicht beobachtet werden. Statt dessen sieht man eine Vielzahl von Teilchen, die in Bündeln - den sogenannten Jets - auftreten, wobei die Jetstruktur mit zunehmender Partonenergie deutlicher wird. Der Übergang des Partons in einen Teilchenjet wird Fragmentation genannt. Da dieser Prozeß bei großen Abständen, d.h. bei kleinen Impulsüberträgern stattfindet, kann hier keine Störungstheorie angewandt werden. Man ist vielmehr auf rein phänomenologische Modelle, die im folgenden Abschnitt beschrieben werden, angewiesen.

Eine ausführlichere Darstellung der in diesem Abschnitt behandelten Phänomene ist z.B. in [6] gegeben.

2.3 FRAGMENTATIONSMODELLE

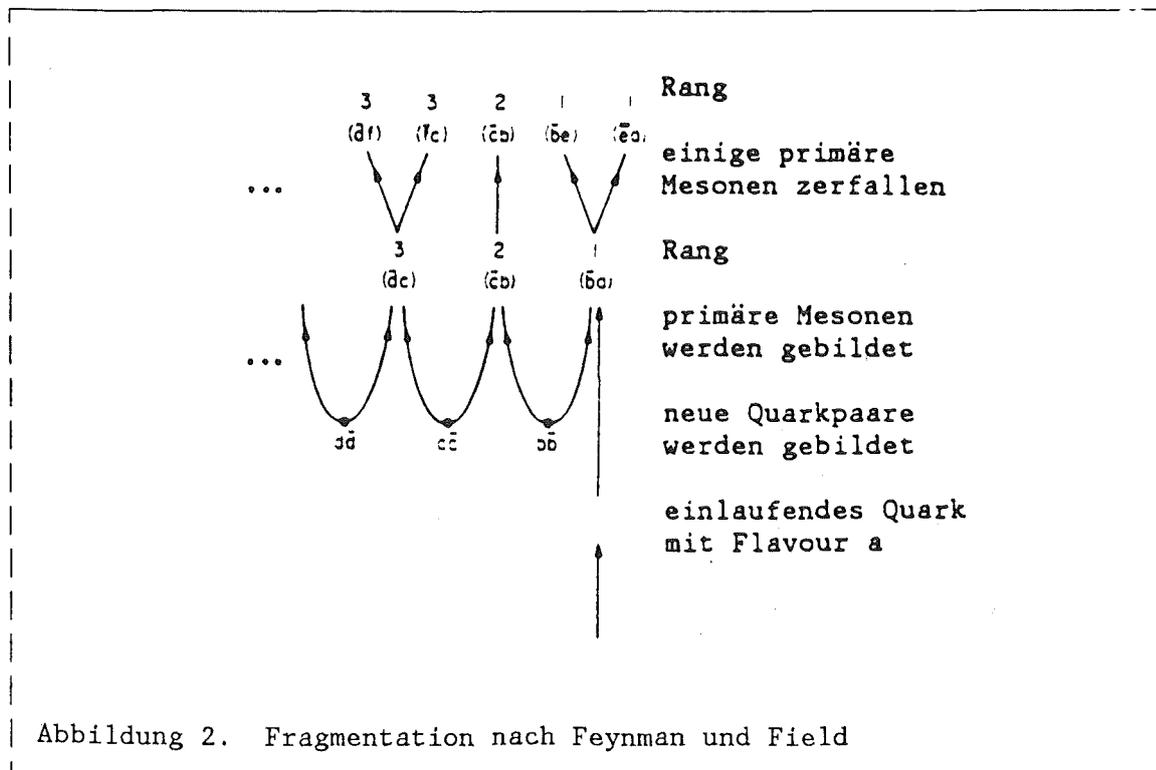
Die am meisten benutzten Modelle sind die unabhängige Fragmentation, die String Fragmentation und die Cluster Fragmentation (Parton-Schauer-Modell). Das letztere Modell unterscheidet sich von den anderen dadurch, daß hier kein Matrixelement explizit ausgerechnet wird, sondern man benutzt das Verfahren der Leading-Log-Approximation, bei dem nur die führenden Terme aller Ordnungen der Störungsreihe in die Berechnung des Wirkungsquerschnittes eingehen.

2.3.1 Unabhängige Fragmentation

Die Fragmentationsmodelle, die sich unter dem Oberbegriff "independent fragmentation" (IF) zusammenfassen lassen, gehen von der Annahme aus, daß jedes Parton unabhängig von den anderen erzeugten Partonen fragmentiert.

In dem Modell von Feynman und Field [7] wird die Fragmentation wie folgt beschrieben:

Ein Quark q_1 erzeugt aus dem Vakuum ein Quark-Antiquark-Paar $q_2\bar{q}_2$. Das ursprüngliche Quark q_1 bildet nun zusammen mit dem Antiquark \bar{q}_2 ein Meson, während q_2 mit verringertem Impuls an die Stelle von q_1 tritt und nun seinerseits ein neues Paar $q_3\bar{q}_3$ bildet. Dieser Vorgang wird solange wiederholt, bis die Energie des übriggebliebenen Quarks für eine erneute Paarbildung nicht mehr ausreicht. Dieses Quark q_n rekombiniert schließlich mit dem aus der Zerfallskaskade von \bar{q}_1 übriggebliebenen Antiquark \bar{q}_m . Abbildung 2 zeigt das Schema einer Zerfallskaskade in der Fragmentation nach Feynman und Field.



In diesem Modell ist allerdings die Energie- und Impulserhaltung verletzt. Diese wird in den erweiterten IF-Modellen von Ali [8] und Hoyer [9] nachträglich berücksichtigt. In diesen Modellen ist erstmals auch die Bildung von Baryonen innerhalb der Zerfallskaskaden und - als wesentlichster Punkt - die Emission von harten Gluonen vorgesehen. Die Fragmentation der Gluonen wird dabei auf die Fragmentation der Quarks nach Feynman und Field zurückgeführt, indem das Gluon in ein Quark-Antiquark-Paar aufgespalten wird. Im Hoyer-Modell wird dabei der Impuls vollständig auf ein Quark übertragen, während in dem Modell nach Ali der Gluonimpuls mit Hilfe einer Aufspaltungsfunktion verteilt wird.

Mit der Gluonfragmentation nach Hoyer ergeben sich somit Gluonjets, die sich bei gleicher Partonenergie nicht von Quarkjets unterscheiden.

2.3.2 String Fragmentation

In der String Fragmentation (SF) hadronisieren die Partonen nicht mehr unabhängig voneinander. Stattdessen wird folgendes Bild benutzt [10]: Man betrachtet ein Quark und das entsprechende Antiquark, die sich nach ihrer Erzeugung voneinander entfernen. Zwischen diesen beiden farbigen Partonen bildet sich ein sogenannter Farbstring aus. Infolge des Auseinanderlaufens der Partonen wird immer mehr potentielle Energie in den String gespeichert, solange bis dieser aufbrechen kann und ein weiteres $q\bar{q}$ -Paar entsteht. Das neu entstandene Quark q_2 bildet mit dem Antiquark \bar{q}_1 aus der e^+e^- -Vernichtung wieder ein Paar, ebenso bildet das Antiquark \bar{q}_2 mit dem Quark q_1 der Annihilation ein Quarkpaar. Diese beiden Paare durchlaufen nun den gleichen Prozeß wie das zuerst entstandene Quarkpaar, wenn die invariante Masse des Paares groß genug ist. Dieser iterative Vorgang wird sich solange wiederholen bis die Energie eines solchen Systems nicht mehr ausreicht, um neue Quarks zu bilden. Auf die eben beschriebene Weise ist es klar, wie ein Meson entsteht. Man kann jedoch auch Baryonen in multihadronischen Ereignissen beobachten. Dieses Problem wird dadurch gelöst, indem statt eines Quarkpaares ein Diquarkpaar erzeugt wird.

Mathematisch wird die Fragmentation durch eine massenabhängige Fragmentationsfunktion $f(z)$ beschrieben. Sie gibt das Verhältnis der Energien des gebildeten Hadrons und des verbleibenden Strings an. Aufgrund der Massenabhängigkeit werden zwei verschiedene Fragmentationsfunktionen verwendet. Für die leichten Quarks u , d und s wird die symmetrische Lund-Fragmentationsfunktion

$$f(z) = z^{-1}(z-1)^a \exp(-b \cdot m_T^2/z)$$

mit

$$z = \frac{(E+p_L)_{\text{Hadron}}}{(E+p_L)_{\text{Quark}}}$$

$$m_T^2 = p_T^2 + m^2$$

verwendet. Für die schwereren c - und b -Quarks benutzt man die Peterson-Fragmentationsfunktion [11]:

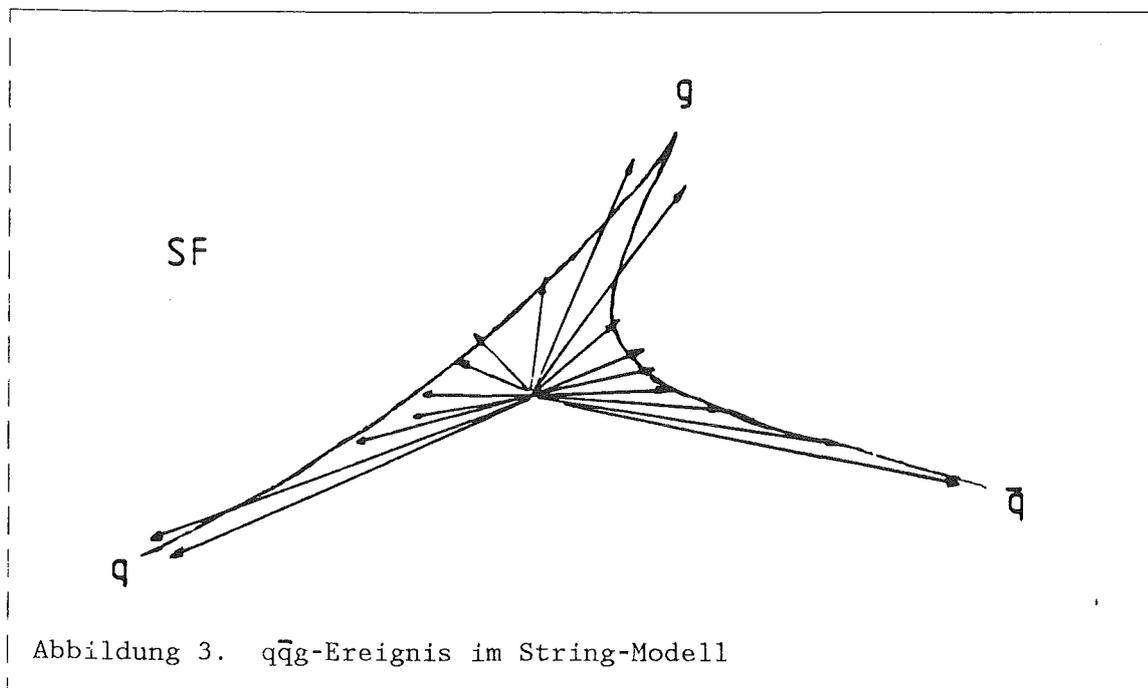


Abbildung 3. $q\bar{q}g$ -Ereignis im String-Modell

$$f(z) \propto \frac{1}{z(1 - 1/z - \epsilon_q / (1-z))^2}$$

Das Gluon wird im SF-Modell als eine Energie und Impuls tragende transversale Anregung des Strings angesehen, der sich nun vom Quark über das Gluon zum Antiquark erstreckt (siehe Abbildung 3 auf Seite 12). Dabei tritt eine Teilchenverarmung in dem Raumbereich zwischen Quark- und Antiquarkjet auf. Dieser String-Effekt, den die IF nicht enthalten kann, wird tatsächlich in den Daten gesehen [12]. Ein weiterer Vorteil des Modells der String Fragmentation gegenüber der IF ist, daß Energie, Impuls und Ladung automatisch erhalten sind.

2.3.3 Das Parton-Schauer-Modell

Das Parton-Schauer-Modell unterscheidet sich im wesentlichen von den anderen beiden Modellen in der Berechnung des Matrixelementes im Wirkungsquerschnitt. Man benutzt in diesem Modell das Verfahren der Leading-Log-Approximation LLA, das nur die führenden Terme aller Ordnungen in α_s berücksichtigt. Damit ist klar, daß der α_s -Wert nicht mit den anderen Modellen vergleichbar ist [13][14].

Die Vorstellung eines Parton-Schauers ist ganz analog zu der eines elektromagnetischen Schauers (Abbildung 4 auf Seite 14). Quarks strahlen Gluonen ab, diese können wiederum ein Quark-Antiquark-Paar erzeugen. Diese Quarks können wieder Gluonen abstrahlen usw.. Sobald aber die Masse der Partonen unter eine bestimmte minimale Energie gesunken ist, werden die Partonen gemäß dem String-Formalismus zu Hadronen fragmentiert.

Die Wahrscheinlichkeit, daß das Parton a den Bruchteil z seiner Energie dem Parton b überträgt, wird mit Hilfe der Altarelli-Parisi-Gleichung

$$\frac{dP_{a \rightarrow bc}}{dt} = \int \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} P_{a \rightarrow bc}(z) dz$$

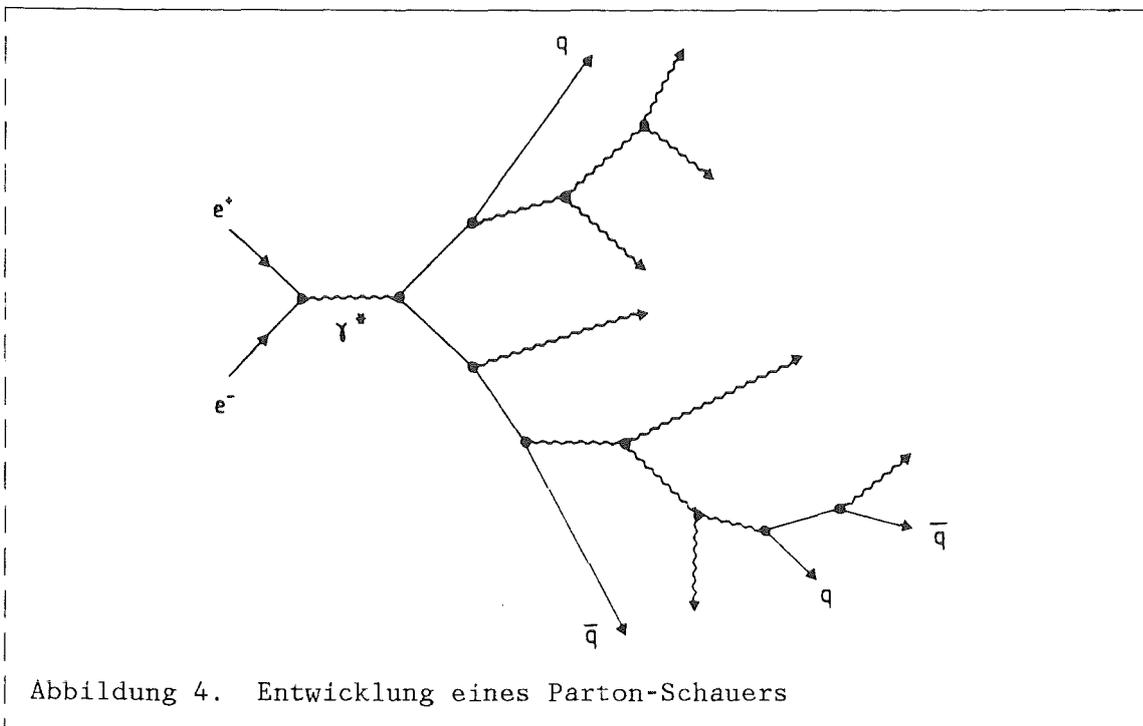
berechnet, wobei für die allgemeine Verzweigung $a \rightarrow bc$ die im Modell verwendeten Verzweigungen $q \rightarrow qg$, $g \rightarrow gg$ und $g \rightarrow qq$ stehen. Für α_s wird hier dieselbe Gleichung wie in erster Ordnung QCD verwendet,

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

jedoch mit einer anderen Skala Q , die jetzt proportional zur Masse m_a des abstrahlenden bzw. des zerfallenden Partons a ist:

$$Q^2 = z(1-z) \cdot m_a^2$$

z ist der Energieanteil des Partons b
 $1-z$ ist der Energieanteil des Partons c



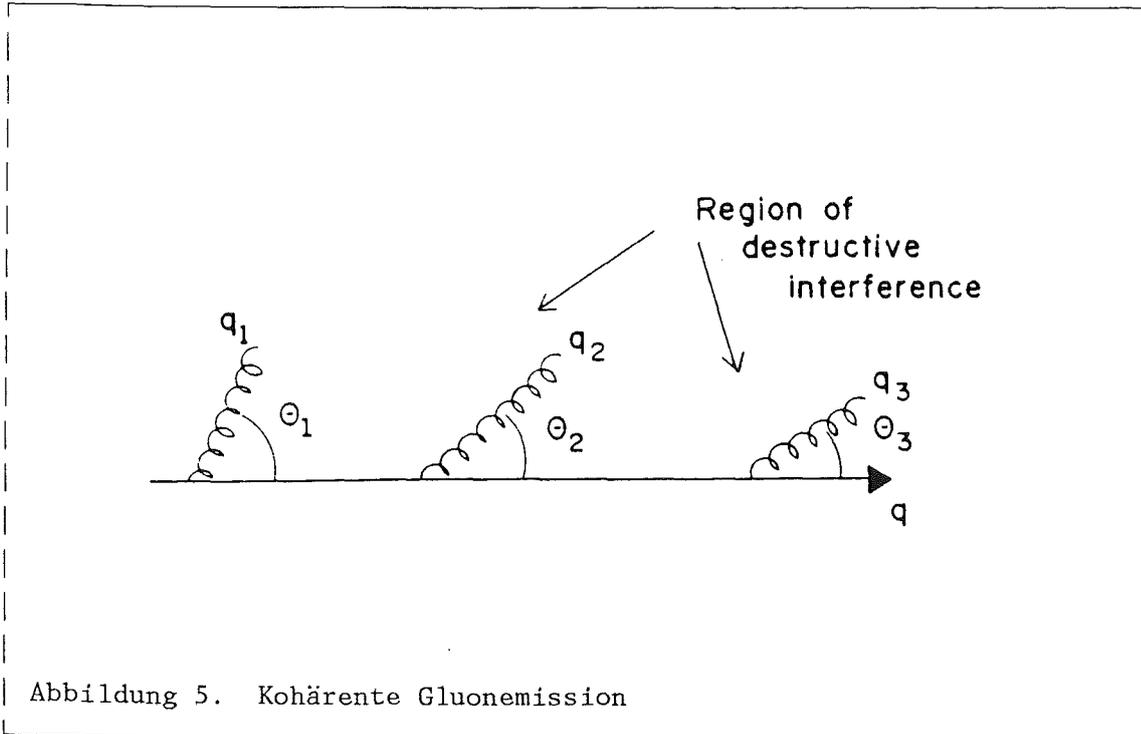
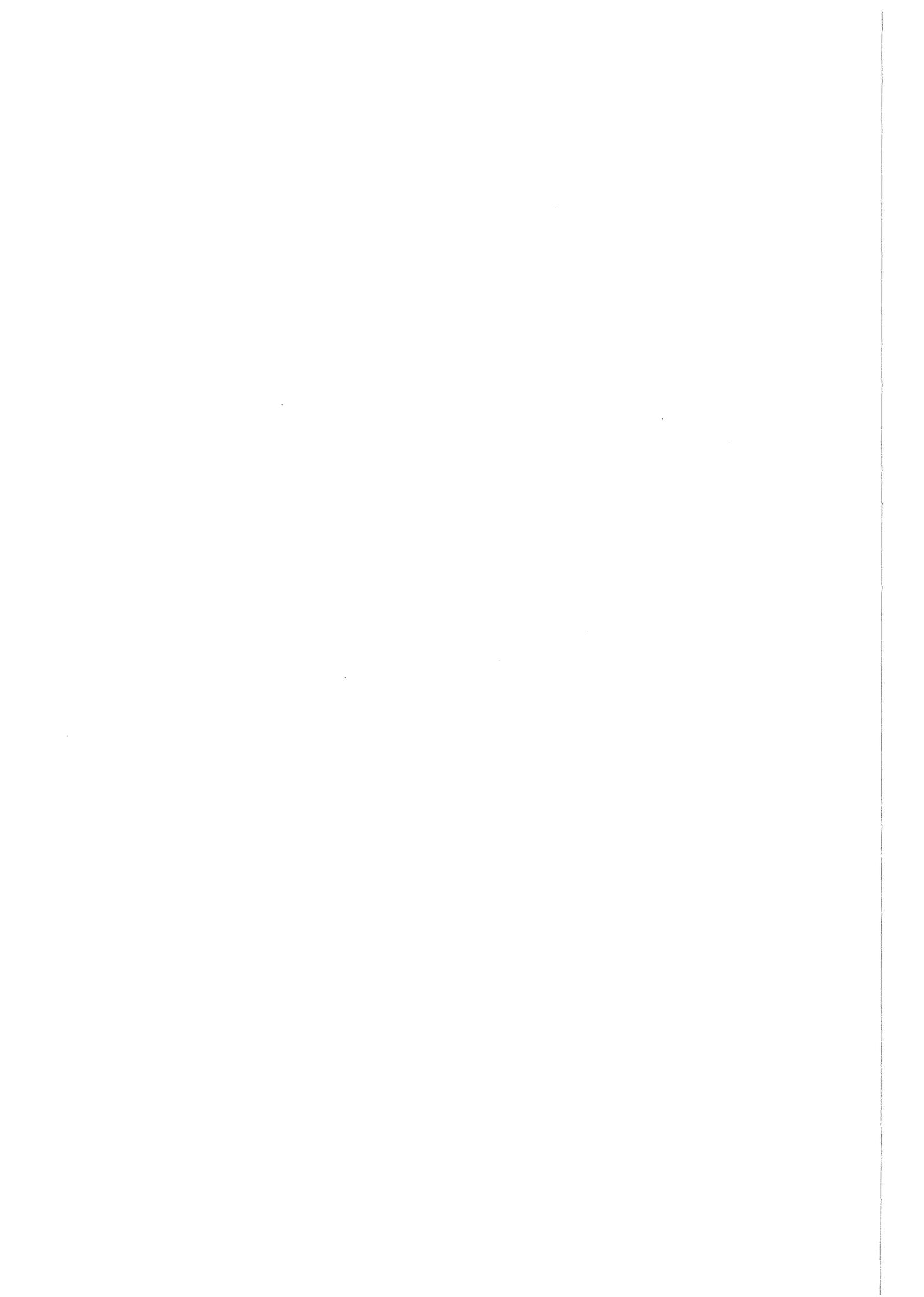


Abbildung 5. Kohärente Gluonemission

Das Problem der infraroten Divergenz, also das Abstrahlen sehr weicher Gluonen wird durch die kohärente Verzweigung beseitigt. Rechnungen haben gezeigt, daß niederenergetische Gluonen miteinander destruktiv interferieren können. Dies führt dazu, daß der Winkel zwischen abgestrahltem Gluon und Quark sukzessive kleiner wird, d.h. der Winkel θ_n des Gluons ist kleiner als der Winkel θ_{n-1} des zuvor abgestrahlten Gluons. Die Gluonen, die in dem Winkelbereich $\theta_{n-1} > \theta_n$ abgestrahlt wurden, haben sich weginterferiert. Diese kohärente Gluonemission (siehe Abbildung 5) hat außerdem noch den Vorteil, daß der String-Effekt richtig beschrieben wird.



KAPITEL 3. DAS EXPERIMENT

In der vorliegenden Arbeit wurde eine Analyse von Daten durchgeführt, die mit Hilfe des CELLO Detektors gewonnen wurden. CELLO ist eines von vier Experimenten am e^+e^- -Speicherring PETRA in Hamburg.

Dieses Kapitel gibt eine Übersicht über die Beschleunigeranlagen sowie die wichtigsten Detektorkomponenten und beschreibt die Entnahme und Aufarbeitung der Daten.

3.1 DER SPEICHERRING PETRA

Der e^+e^- -Speicherring PETRA (Positron - Elektron - Tandem - Ring - Anlage) am DESY (Deutsches - Elektronen - SYNchrotron) in Hamburg wurde 1979 nach dreijähriger Bauzeit in Betrieb genommen. 1984 erreichte man mit 46.8 GeV die bisher höchste Schwerpunktsenergie; Ende 1986 wurde PETRA abgeschaltet. Seitdem läuft der Umbau zu einem Vorbeschleuniger für HERA (Hadron - Elektron - Ring - Anlage), die Anfang der neunziger Jahre in Betrieb gehen soll.

Der Vorteil von e^+e^- -Speicherringen liegt darin, daß nur ein Strahlrohr benötigt wird, in dem Elektronen und Positronen entgegengesetzt umlaufen. Bei PETRA werden diese jeweils zu zwei Paketen gebündelt und in vier Wechselwirkungszone zur Kollision gebracht. Hierbei steht im Gegensatz zu Beschleunigern mit festem Target die gesamte Strahlenergie als Wechselwirkungsenergie zur Verfügung. Zum Nachweis der Reaktionen ist an jedem der vier Kollisionspunkte ein Detektorsystem aufgebaut.

Ein Maß für die Güte eines Beschleunigers ist die Luminosität L , aus der sich bei bekanntem Wirkungsquerschnitt die Reaktionsrate wie folgt ermitteln läßt:

$$dN/dt = L \cdot \sigma$$

Umfang	2304 m
mittl. Krümmungsradius	256.69 m
Dipolkrümmungsradius	192.05 m
Anzahl der Bündel	2 x 2
Maße der Bündel L x B x H	20 x 0.5 x 0.12 mm
Teilchenzahl pro Bündel	$\approx 10^{11}$
Anzahl der Wechselwirkungszonen	4
Einschußenergie	7 GeV
Anzahl der Beschleunigungsstrecken	112 mit 500 MHz 24 mit 1 GHz
max. Hochfrequenzleistung	10 MW
max. Strahlenergie	23.39 GeV
max. Luminosität	$1.7 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
integrierte Luminosität je Experiment:	
Maximum pro Tag	450 nb ⁻¹
Summe von 1986	85000 nb ⁻¹
Strahllagegenauigkeit	$\leq 1/10 \text{ mm}$
max. Strom pro Teilchenpaket bei max. Energie	3.5 mA
Vakuum im Strahlrohr	$2 \cdot 10^{-12} \text{ bar} + 10^{-13} \text{ bar/mA}$
mittl. Lebensdauer einer Füllung	$\approx 5 \text{ h}$

Tabelle 1. Technische Daten des PETRA Speicherrings

Eine weitere gebräuchliche Größe stellt die integrierte Luminosität

$$L_{\text{int}} = \int L dt$$

dar, aus der sich die Anzahl der Ereignisse während der Meßzeit ermitteln läßt. Die Luminosität ist gegeben als:

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

mit

I^{+-}	Teilchenströme
ν	Umlauffrequenz
N_B	Zahl der Teilchenbündel
$\sigma_{x,y}$	Ausdehnung der Teilchenbündel
L	Luminosität

Eine Zusammenfassung der technischen Daten von PETRA erfolgt in Tabelle 1 auf Seite 18.

Bevor die Elektronen und Positronen in den Speicherring gelangen, durchlaufen sie ein kompliziertes System von Vorbeschleunigern. Die Elektronen werden zunächst im Linearbeschleuniger LINAC I auf 50 MeV beschleunigt und anschließend in das Synchrotron DESY eingespeist. Dort werden sie auf 7 GeV weiterbeschleunigt und in Form von zwei Strahlpaketen in PETRA

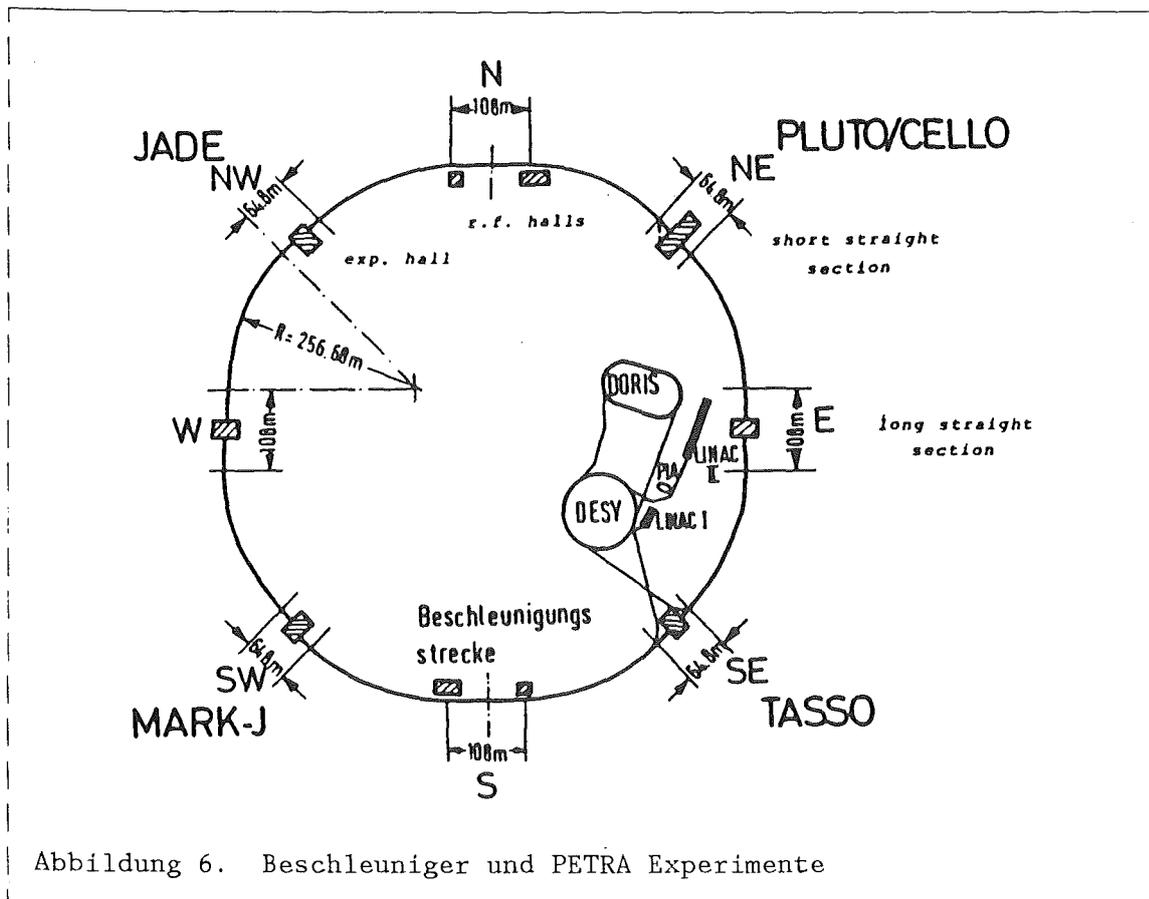


Abbildung 6. Beschleuniger und PETRA Experimente

gespeichert. Die Positronen werden durch Paarbildung erzeugt, indem man Elektronen im LINAC II auf ein Target schießt, und gelangen mit 450 MeV in den Akkumulationsspeicherring PIA (Positron - Intensitäts - Akkumulator). Danach werden sie im DESY ebenfalls auf 7 GeV beschleunigt und in zwei Paketen in PETRA eingespeist. Sobald die gewünschten Intensitäten ($I^{+-} \approx 5 \text{ mA} = 10^{11}$ Teilchen pro Strahlpaket) erreicht sind, werden die Elektronen und die entgegengesetzt umlaufenden Positronen gleichzeitig auf die angestrebte Strahlenergie endbeschleunigt.

Dieser Vorgang dauert ungefähr 20 - 30 Minuten. Danach wird nur noch die Energie zugeführt, die notwendig ist, um die Verluste durch Synchrotronstrahlung auszugleichen. Die Lebensdauer der gespeicherten Strahlen wird im wesentlichen durch Stöße mit dem Restgas in der Strahlröhre begrenzt, so daß etwa alle 3 - 4 Stunden eine neue Füllung des Speicherringes erforderlich wird.

Eine schematische Übersicht über die Beschleunigeranlagen und die PETRA Experimente gibt Abbildung 6 auf Seite 19.

3.2 DER CELLO DETEKTOR

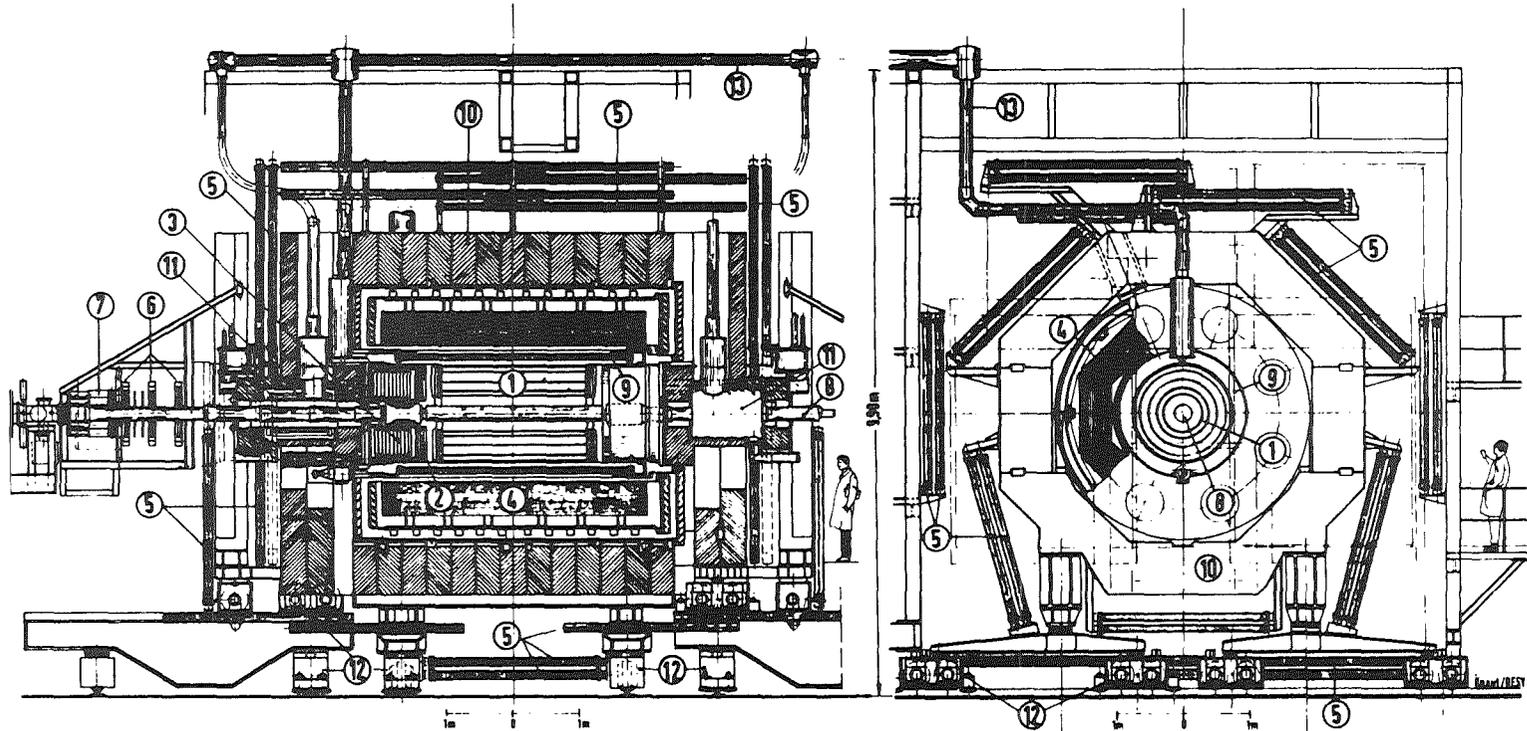
Der CELLO Detektor (Abbildung 7) wurde nach 5-jähriger Entwicklungs- und Bauzeit im März 1980 am Speicherring PETRA in Betrieb genommen. Im November 1986 wurde die Datennahme beendet.

Der Detektor ist besonders für die Photon-, Elektron- und Myonidentifizierung sowie für die Impuls- und Energiemessung neutraler und geladener Teilchen, selbst bei hoher Teilchendichte (Jets), konzipiert. Diese Anforderungen prägten den Aufbau des Detektors [15].

Die wichtigsten Komponenten des Detektors, der zylindersymmetrisch um das Strahlrohr angeordnet ist, sollen im folgenden kurz angesprochen werden.

1. Der **Vertexdetektor** (seit 1982) besteht aus Driftrohren, die um das Strahlrohr gebaut sind.
2. Der **Innendetektor** besteht aus Proportional- und Driftkammern, die sich innerhalb einer supraleitenden Spule befinden.

Abbildung 7. Der CELLO Detektor: Vorder- und Seitenansicht.



- | | |
|--|------------------------------------|
| 1 Central Drift-and Proportional Chambers | 8 Vacuum Beam Pipe |
| 2 Endcap Proportional Chambers | 9 Superconducting Coil of Detector |
| 3 Endcap Shower Counters (liquid Argon) | 10 Iron Yoke |
| 4 Cylindric Shower Counters (liquid Argon) | 11 Compensation Coils |
| 5 Proportional Chambers for Muon Detection | 12 Moving Devices |
| 6 Drift Chambers for Forward Detector | 13 Feed Lines for Liquid Helium |
| 7 Shower Counter for Forward Detector | |

Participants:
 Orsay
 Saclay
 University (VII) of Paris
 MPI, München
 GFK, Karlsruhe
 DESY, Hamburg

DETECTOR CELLO
 Total Weight: ~ 1400 t
 Magnet Field: 15 kG

3. Die **supraleitende Spule** (Solenoid) erzeugt ein Feld in axialer Richtung mit ca. 1.3 Tesla. Die Spule ist so konstruiert, daß sie mitsamt dem Kryostaten eine Dicke von nur 0.5 Strahlungslängen hat.
4. Das **Blei/Flüssig-Argon-Kalorimeter** befindet sich außerhalb der Spule und besitzt eine gute Energie- und Ortsauflösung.
5. Das **Eisenjoch** des Magneten (80 cm Eisen) dient als **Hadronfilter**. Dadurch ist es möglich, hinter dem Eisenjoch Myonen mit Hilfe von
6. **Myonkammern** nachzuweisen. Die Myonkammern sind großflächige (200 m²) planare Proportionalkammern.

Die für diese Arbeit wichtigen Komponenten, der Innendetektor und das Blei/Flüssig-Argon-Kalorimeter, werden nun etwas ausführlicher behandelt. Weiterhin werden der Trigger und die Datenauslese angesprochen.

3.2.1 Der Innendetektor

Der Innendetektor wurde so ausgelegt, daß er eine große Impuls- und Ortsauflösung hat, um auch Teilchen zu erkennen, deren Spuren nahe beieinander liegen. Diese Bedingung erfüllt eine Kombination aus zylindrischen Proportionaldrahtkammern und Driftkammern, die konzentrisch um das Strahlrohr angeordnet sind (siehe Abbildung 8 auf Seite 23). Die 5 Proportionaldrahtkammern bestehen jeweils aus axialen Anodendrähten und 2 zylindrischen Kathoden. Die Kathoden der Proportionaldrahtkammer sind in Streifen unterteilt, die unter 90° und 30° zur Strahlachse orientiert sind. Sie ermöglichen eine gute Auflösung (440 µm) in Strahlrichtung (rz-Ebene).

Die 7 Driftkammern erlauben eine sehr genaue Ortsbestimmung (130 µm) in der rφ-Ebene, d.h. senkrecht zur Strahlachse. Aufgrund der offenen Zellstruktur der Driftkammern kann die Anzahl der Potentialdrähte gering gehalten werden. Die Driftkammern bestehen aus 4 Kathoden-, 2 Potentialdrähten und einem Signaldraht. Es ist sehr wichtig, daß die Driftkammern mit ziemlich wenig materiellem Aufwand gebaut werden, da durch viel Material im Innern der Kammern zusätzliche Coulombstreuung auftreten kann. Die technischen Daten sind aus Tabelle 2 und Tabelle 3 auf Seite 24 zu ersehen.

Proportionalkammer	
Anzahl	5
Drahtlänge	220 cm
Gasmischung	80% Argon + 20% Isobutan + 0.18% Freon
Ortsauflösung r_z	440 μm
Winkelauflösung	2 mrad

Tabelle 2. Technische Daten der Proportionalkammern

Driftkammern	
Anzahl	7
Drahtlänge	220 cm
Gasmischung	50% Argon + 50% Äthan
Driftgeschwindigkeit	50 $\mu\text{m/ns}$
Ortsauflösung r_ϕ	130 μm
Winkelauflösung	3 mrad
Überdeckter Raumwinkel des Innendetektors	91% von 4π

Tabelle 3. Technische Daten der Driftkammern

3.2.2 Das Blei/Flüssig-Argon-Kalorimeter

Das Kalorimeter wurde so konzipiert, daß man elektromagnetische von hadronischen Schauern unterscheiden kann und selbst für niederenergetische Photonen eine gute Energie und Ortsauflösung über einen großen Raumwinkel

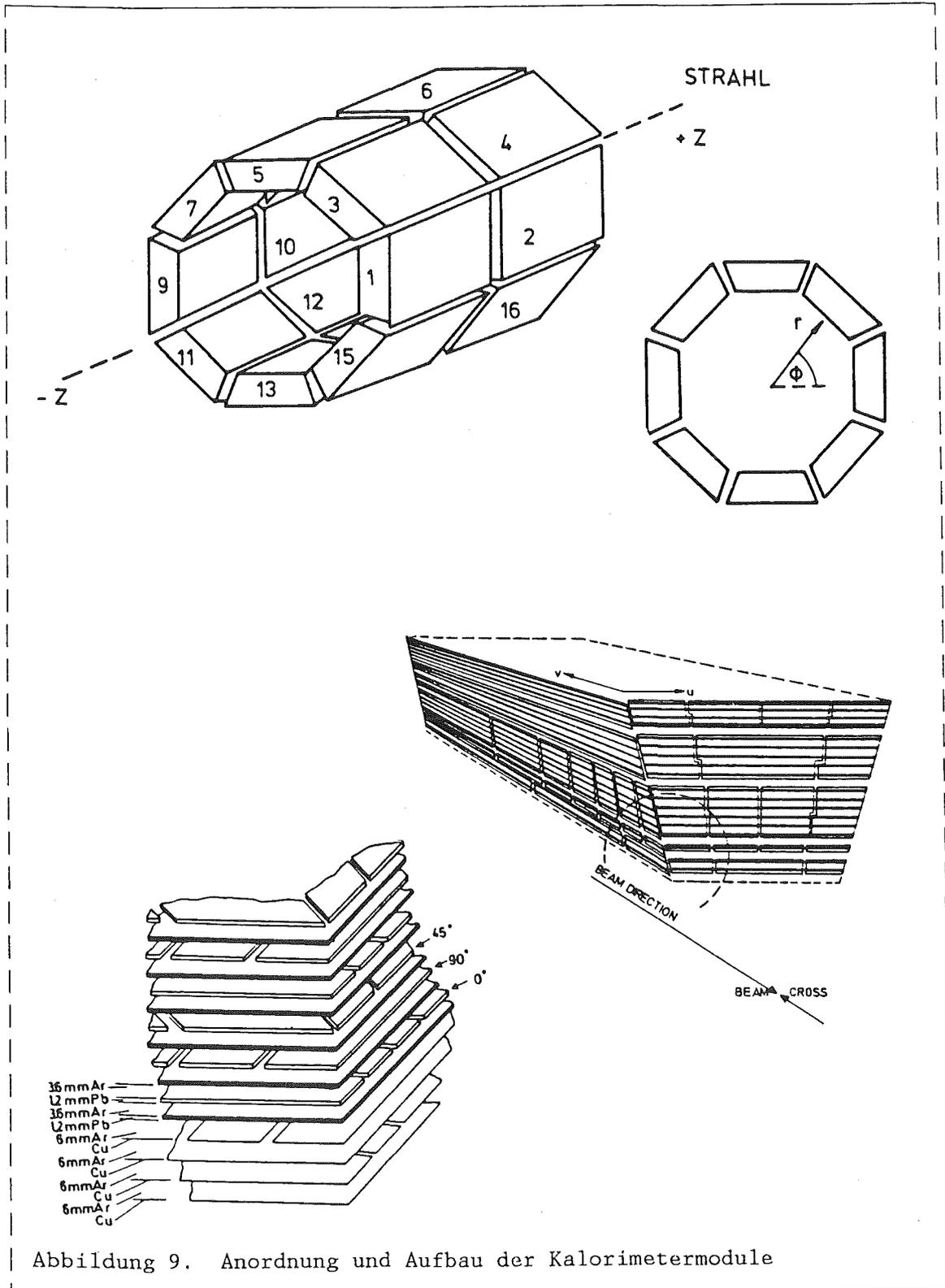


Abbildung 9. Anordnung und Aufbau der Kalorimetermodule

hat. Das Kalorimeter ist aus 16 Modulen aufgebaut, die in Form zweier Achtecke um die Strahlachse angeordnet sind (siehe Abbildung 9 auf Seite 25). Die Module bestehen aus mehreren Lagen Bleiplatten-Argon-Bleistreifen-Argon. Die Bleistreifen sind unter Winkeln von 0° , 45° und 90° angeordnet und liegen gegenüber den Bleiplatten auf Hochspannung. Die Bleistreifen ermöglichen eine gute räumliche Auflösung der elektromagnetischen Schauer sowie eine Bestimmung der Teilchenladung durch Ionisation des Argons. Physikalisch finden 2 Prozesse statt. Im Blei strahlen Elektronen Photonen ab (Bremsstrahlung), die wiederum e^+e^- -Paare erzeugen können (Paarbildung). Aus diesen beiden Prozessen resultiert schließlich ein elektromagnetischer Schauer. Tabelle 4 gibt eine Übersicht über die technischen Daten des Kalorimeters.

Dicke der Bleiplatten/streifen	1.2 mm
Abstand der Bleiplatten/streifen	3.6 mm
Breite der Bleistreifen 0° , 90°	2.3 cm
45°	3.25 cm
angelegte Hochspannung	2 - 5 kV
Raumwinkel	87% von 4π
Winkelauflösung	4 mrad
Energieauflösung (E in GeV)	$\sigma(E)=0.05E + 0.1\sqrt{E}$
Dicke des Kalorimeters	20.0 Strahlungslängen 1.0 Absorptionslängen
Material vor dem Kalorimeter	0.85 Strahlungslängen 0.2 Absorptionslängen

Tabelle 4. Technische Daten des Kalorimeters

3.2.3 Das Triggersystem

Die Teilchenbündel treffen im Detektor 250000 mal pro Sekunde aufeinander. Jedoch erwartet man aufgrund von Berechnungen (Wirkungsquerschnitt und Luminosität) nur etwa alle 10 Minuten ein multihadronisches Ereignis.

Um nun diese interessanten Ereignisse von Untergrundereignissen zu unterscheiden, benötigt man ein Triggersystem. Die beiden wichtigsten Trigger zur Erkennung multihadronischer Ereignisse, der Spuretrigger und der Energietrigger des Kalorimeters, sollen hier etwas genauer beschrieben werden.

Der programmierbare Spurtrigger bekommt seine Eingangssignale von den Anoden und den 90° -Kathoden der Proportionalkammern und Driftkammern im Innendetektor. Der Trigger liefert innerhalb von $1.5 \mu\text{s}$ eine Entscheidung unter folgenden Bedingungen:

1. Es werden gekrümmte Spuren in der $r\phi$ -Ebene verlangt. Sie werden von Anodendrähten der Proportionalkammern und den Driftkammern gefunden.
2. Es werden gerade Spuren in der rz -Ebene verlangt. Sie werden von den 90° -Kathoden der Proportionalkammern gefunden.

Die Signale werden in 64 azimuthal und 37 polaren Sektoren zusammengefaßt. Die Sektorsignale werden mit Masken verglichen. Die Masken erlaubter Spuren sind in RAM's (Random-Access-Memory) gespeichert. In der $r\phi$ -Ebene werden nur Spuren akzeptiert, die weniger als 1 cm vom Wechselwirkungspunkt entfernt sind und bei denen mindestens 5 von den 7 zur Triggerentscheidung herangezogenen Anoden angesprochen haben. In der rz -Ebene erhält man nur ein positives Signal, wenn der Abstand zum Vertex weniger als 15 cm beträgt und mindestens 2 der 5 Kathoden angesprochen haben.

Der Energietrigger benutzt die Energieabgabe des elektromagnetischen Schauers im Kalorimeter. Man bildet zwei Summen: Summe A über einen Bereich von 1-17 Strahlungslängen mißt die Gesamtenergie des Schauers. Summe B mißt über den Bereich von 4-7 Strahlungslängen das Maximum des Schauers. Dies wird zweimal mit $0,6 \mu\text{s}$ Abstand durchgeführt. Dadurch kann man kosmische Strahlung und Störungen, die durch die Elektronik hervorgerufen werden, unterdrücken und man kann die zeitliche Korrelation zwischen Signal und Strahlkreuzung überprüfen.

Der CELLO Master-Trigger kombiniert die einzelnen Triggerentscheidungen und trifft innerhalb von $2.5 \mu\text{s}$ die endgültige Entscheidung zur Auslese des Detektors. Die in dieser Arbeit verwendeten multihadronischen Ereignisse werden dabei mit einer Wahrscheinlichkeit von über 99% erkannt.

3.2.4 Die Datenauslese

Hat der Trigger ein Ereignis akzeptiert, wird der Detektor ausgelesen, wobei während der Auslesezeit von ca. 0.05 s alle weiteren Strahlkreuzungen ignoriert werden. Die Auslese erfolgt über ein CAMAC Romulus System, welches von einem Prozeßrechner vom Typ PDP-11/44 gesteuert wird. Die Komponenten des Detektors sind hierbei verschiedenen Zweigen (Branches) zugeordnet, die unabhängig voneinander ausgelesen werden. Von den Kanälen des Kalorimeters werden nur diejenigen ausgelesen, deren Signal deutlich über der Rauschschwelle liegt.

Die aufgenommenen Daten werden von der PDP formatiert und an die IBM des DESY Rechenzentrums weitergeleitet. Dort werden sie zunächst auf Magnetplatte als schnellen Zwischenspeicher geschrieben, durchlaufen ein Filterprogramm (siehe "Der Filter" auf Seite 30) und werden danach zur Weiterverarbeitung auf Magnetbänder kopiert. Mit Hilfe der Triggerinformationen werden Kandidaten für Bhabha-Streuung und multihadronische Ereignisse erkannt und getrennt abgespeichert. Diese werden sofort rekonstruiert und können graphisch dargestellt werden.

Eine weitere Aufgabe der PDP besteht darin, den Detektorzustand zu kontrollieren. Hierzu werden Histogramme (z.B. über die Ansprechwahrscheinlichkeit der Trigger und der Kammern, Auslesefehler des Detektors und die Luminosität) erstellt, die von der Schichtbesatzung am Bildschirm überprüft werden können.

Eine schematische Darstellung der Datenauslese des CELLO Detektors ist in Abbildung 10 auf Seite 29 zu sehen.

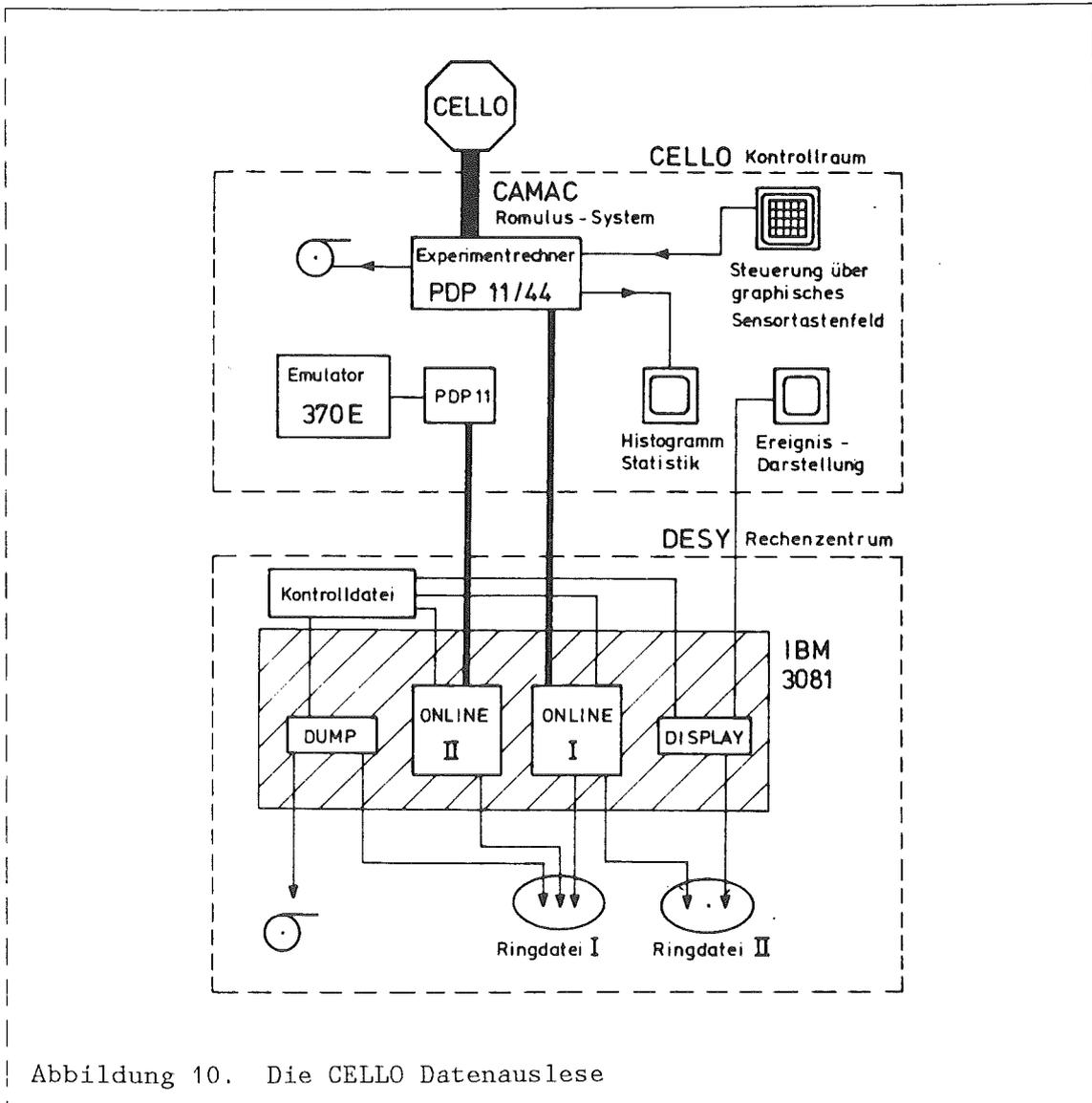


Abbildung 10. Die CELLO Datenauslese

3.3 DIE AUFARBEITUNG DER DATEN

Die ausgelesenen Daten sind für die Analyse noch nicht geeignet. Einerseits müssen die physikalisch interessanten Ereignisse aus dem uninter-

essanten Untergrund herausgefiltert werden, andererseits müssen physikalische Größen wie z.B. der Impuls eines geladenen Teilchens rekonstruiert werden. Hierzu verwendet man ein schnelles Filterprogramm [16] sowie das Rekonstruktionsprogramm OFFRAM [17]. Diese beiden Programme sollen nun genauer erläutert werden.

3.3.1 Der Filter

Die Rohdaten bestehen zum größten Teil aus Untergrundereignissen wie Strahl-Gas- und Strahl-Wand- Wechselwirkungen oder Ereignissen aufgrund kosmischer Strahlung. Damit diese Untergrundereignisse nicht alle zeitaufwendig rekonstruiert werden müssen, durchlaufen die Daten zuerst ein Filterprogramm auf einem IBM-Emulator 370E. Es dient dazu, aufgrund zusätzlicher Informationen die Triggerentscheidungen noch einmal zu überprüfen.

Hierzu werden zunächst aus den Koordinaten des Innendetektors Spuren in der $r\phi$ -Ebene rekonstruiert, die vom Wechselwirkungspunkt kommen und mindestens 9 Punkte haben. Im nächsten Schritt wird versucht, die Spuren auch in der rz-Projektion zu rekonstruieren, um einen z-Vertex zu definieren. Liegt dieser mehr als 15 cm vom Wechselwirkungspunkt entfernt, so werden die Spuren verworfen.

Zur Überprüfung der neutralen Triggerentscheidung wird die Summe A (vgl. "Das Triggersystem" auf Seite 26) für jedes Modul in GeV kalibriert und in Energieklassen eingeteilt, die den Triggerschwellen nachgebildet sind. Aus der zu zwei verschiedenen Zeitpunkten gemessenen Summe B kann der Zeitpunkt der Wechselwirkung auf 50 ns genau bestimmt werden. Außerdem erfolgt die Rekonstruktion der elektromagnetischen Schauer im zentralen Kalorimeter.

Die Verifizierung der Triggerentscheidung erfolgt schrittweise. Nach jedem Schritt wird das Ereignis entweder verworfen oder weiterverarbeitet und abschließend mit der Entscheidung des Filterprogrammes markiert. Die Datenmenge wird durch den Filter um ca. 90% reduziert, wobei jedoch weniger als 0.5% aller multihadronischer Ereignisse verworfen werden, so daß sie nun von den Rekonstruktionsprogrammen gut verarbeitet werden kann.

3.3.2 Die Rekonstruktion der Daten

Die Rohdaten liegen in einer für die Analysen ungeeigneten Form vor. Physikalische Größen wie Impuls, Energie, Teilchenzahl usw. müssen erst noch rekonstruiert werden. Hierzu wurde für CELLO das Rahmenprogramm OFFRAM (OFFline - FRAME - program) geschrieben. Da es sehr rechenzeitintensiv ist, wurde es in einer Form erstellt, die auf jedem Computersystem der Kollaboration anwendbar ist. Die Rekonstruktion der Daten kann somit gleichzeitig in verschiedenen Instituten erfolgen.

OFFRAM dient zur Eingabe von zusätzlichen Informationen über den Detektor (z.B. die genaue Position des Kollisionspunktes für jede Strahlfüllung) und steuert die einzelnen Prozessoren, die jeweils einen bestimmten Teil des Detektors analysieren. Im folgenden sollen nur die für diese Arbeit wichtigsten Prozessoren CELPAT, CLGEOM und LATRAK erläutert werden.

CELPAT rekonstruiert räumliche Spuren im Spurdetektor. Dazu werden Raumpunkte benutzt, die durch die Proportional- und Driftkammern bestimmt werden. In einem iterativen Verfahren werden Punkte gesucht, an die sich eine Schraubenlinie anpassen läßt. Für eine Spur müssen mindestens 7 Punkte - davon 2 rekonstruierte Raumpunkte - auf einer solchen Linie gefunden werden. Deren Parameter legen den Impuls des Teilchens fest.

CLGEOM benutzt die von CELPAT gefundenen Spurpunkte und versucht unter Hinzunahme des Wechselwirkungspunktes und Berücksichtigung der leichten Inhomogenität des Magnetfeldes die Impulsmessung zu verbessern.

LATRAK rekonstruiert Schauer im Kalorimeter. Durch Ladungskorrelationen in den 0° , 45° und 90° Bleistreifen werden zunächst zweidimensionale Schauerzellen definiert, die dann zu dreidimensionalen Schauern kombiniert werden. Durch die unterschiedliche Orientierung und Form können überlappende Schauer erkannt, hadronische Schauer von elektromagnetischen unterschieden werden. Liegt der Schauer in Verlängerung einer durch CELPAT erkannten Spur, so bestimmt diese die Schauerachse. Findet man keine solche Zuordnung, wird ein neutrales Teilchen angenommen und die Achse des Schauers zeigt auf den Wechselwirkungspunkt. Mit Hilfe von Eichkonstanten werden die ausgelesenen Gesamtladungen in Teilchenenergien umgerechnet.

Die auf diese Weise aufbereiteten Daten werden auf ein DST (Data - Summary - Tape) geschrieben und an die DESY Gruppe zurückgesandt. Da sie noch eine große Anzahl von Untergrundereignissen enthalten, werden die Daten einer Vorselektion unterworfen, bevor die Magnetbänder (Select Tapes) zur Analyse an die einzelnen Gruppen der Kollaboration verschickt werden. Diese Vorselektion hat keinen Einfluß auf die Anzahl der multihadronischen Ereignisse.

Tabelle 5 verdeutlicht am Beispiel von Experiment 44 ($E_{cm} = 35$ GeV) noch einmal die sukzessive Verringerung der Datenmenge während ihrer Verarbeitung. Die Auswahlkriterien für die multihadronischen Ereignisse werden im nächsten Kapitel ("Multihadronische Ereignisse" auf Seite 33) erläutert.

Verarbeitungsstufe	Ereignisse	Magnetbänder
Rohdaten (RDT)	64 523 968	2030
Filter	7 880 300	ca. 300
Rekonstruktion (DST)	~	807
Vorselektion (Select)	3 655 400	374
Multihadronen	24 000	10

Tabelle 5. Reduktion der Daten bei Experiment 44

KAPITEL 4. AUSWAHL DER EREIGNISSE

In dieser Arbeit sollen 3-Jet Ereignisse bei 35 GeV und 2-Jet Ereignisse bei 14 GeV untersucht werden. Hierzu müssen zunächst multihadronische Ereignisse durch geeignete Schnitte aus der Fülle von Daten herauspräpariert werden. Anschließend werden die einzelnen Spuren zu Clustern zusammengefaßt, die als Jets interpretiert werden. Diese werden anschließend noch einigen zusätzlichen Schnitten unterworfen, um für die Analyse nur gut rekonstruierte Jets zu erhalten.

4.1 MULTIHADRONISCHE EREIGNISSE

Die Daten enthalten nur einen geringen Anteil an multihadronischen Ereignissen (*kurz*: MuHa's). Diese zeichnen sich durch ihre große Anzahl geladener Spuren und einen hohen Prozentsatz an sichtbarer Energie aus. Aufgrund dieser physikalischen Eigenschaften können sie somit von anderen e^+e^- -Reaktionen (z.B. QED- oder Zwei-Photon-Ereignisse) und den immer noch vorhandenen Untergrundereignissen (z.B. Strahl-Gas-, Strahl-Wand-Wechselwirkungen) unterschieden werden.

Zunächst werden einige Schnitte auf die rekonstruierten Spuren durchgeführt:

- Impuls geladener Teilchen > 150 MeV
- Impuls neutraler Teilchen > 300 MeV
- Abstand vom Vertex in der $r\phi$ -Ebene < .5 cm
- Abstand vom Vertex in z-Richtung < 10 cm
- $\cos(\text{Winkel zwischen Spur und Strahl})$ < .865

Die letzten drei Schnitte gewährleisten, daß die Spur vom Wechselwirkungspunkt kommt und innerhalb der Akzeptanz des Innendetektors liegt. Die Schnitte auf die Impulse der Teilchen wurden mit Hilfe von Monte Carlo Simulationen festgelegt. Hierzu wurden für verschiedene Werte (zwischen

150 und 250 MeV bei geladenen bzw. 150 und 500 MeV bei neutralen Spuren) die Korrelation zwischen im Detektor gefundenen und tatsächlich erzeugten Spuren sowie die Effizienz des Detektors bestimmt (siehe Tabelle 6). Bei den geladenen Spuren ergab sich eine Korrelation von ca. 92% bei einer Effizienz von ca. 78%. Diese Werte sind nahezu unabhängig von der Höhe des Schnittes, so daß wegen der besten Statistik 150 MeV gewählt wurde. Bei den neutralen Spuren ergibt sich eine stärkere Abhängigkeit, so daß als Kompromiß zwischen Korrelation und Statistik ein Schnitt von 300 MeV mit 73% Korrelation bei 42% Effizienz festgelegt wurde. Aufgrund der wesentlich besseren Werte bei den geladenen Spuren werden die neutralen nur für die Auswahl der Ereignisse und die Definition der Jetachsen mit herangezogen, die eigentliche Analyse wird dagegen mit den geladenen Teilchen durchgeführt.

Schnitt in MeV	geladene Spuren			neutrale Spuren		
	150	200	250	150	300	500
Korrelation in %	91.9	92.2	92.3	54.1	72.9	80.3
Effizienz in %	77.6	78.7	78.7	42.4	41.5	38.7

Tabelle 6. Korrelation und Effizienz geladener und neutraler Spuren

Um multihadronische Ereignisse von den anderen unterscheiden zu können, werden nun folgende Bedingungen gestellt.

1. Anzahl der geladenen Spuren > 4
2. gesamte sichtbare Energie $> .33 \cdot \sqrt{s}$
3. Summe der Energien der geladenen Teilchen $> .22 \cdot \sqrt{s}$
4. gemessene neutrale Energie $> 1 \text{ GeV}$
5. Gesamtladung < 6
6. mindestens ein geladenes Teilchen in jeder Hemisphäre

Das Ereignis wird als ein multihadronisches akzeptiert, wenn entweder die Bedingungen 1, 2, 4 und 5 oder aber 1, 3, 5 und 6 erfüllt sind.

Diese Anforderungen an das Ereignis entsprechen den Standardwerten zur Hadronselektion der Karlsruher Gruppe der CELLO Kollaboration.

Mit diesen Auswahlkriterien erhält man 24 017 multihadronische Ereignisse bei 35 GeV (vgl. Tabelle 5 auf Seite 32) und 1412 MuHa's bei 14 GeV.

4.2 THRUST SELEKTION

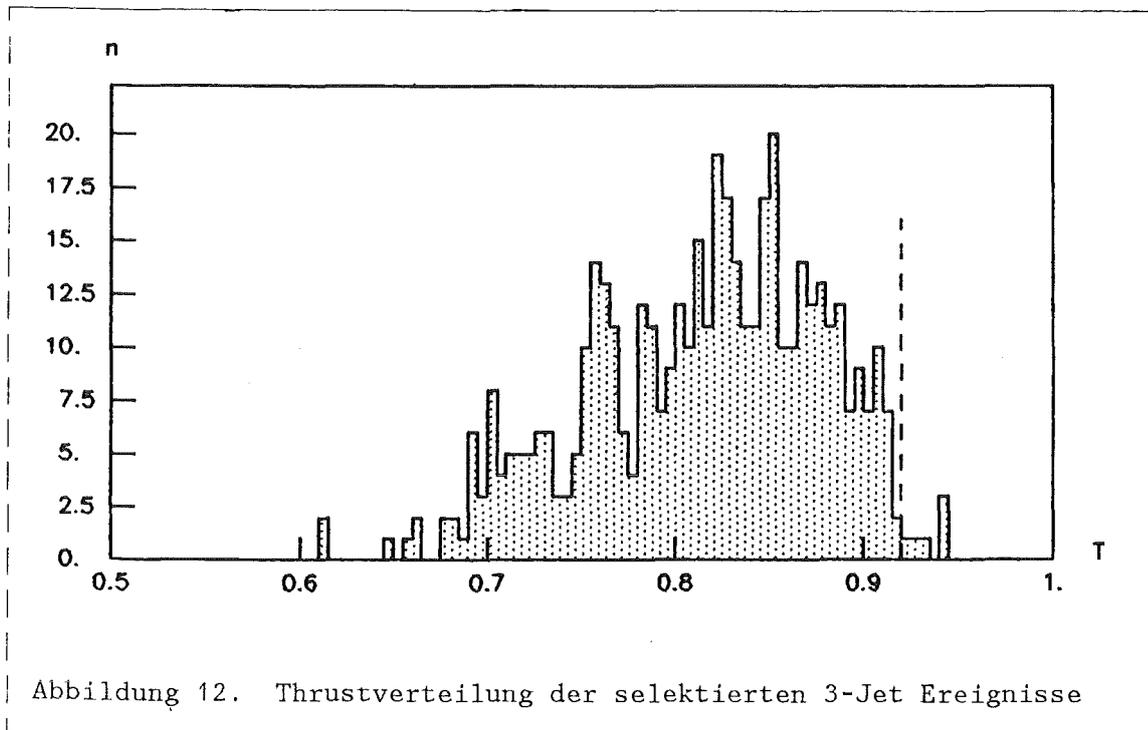
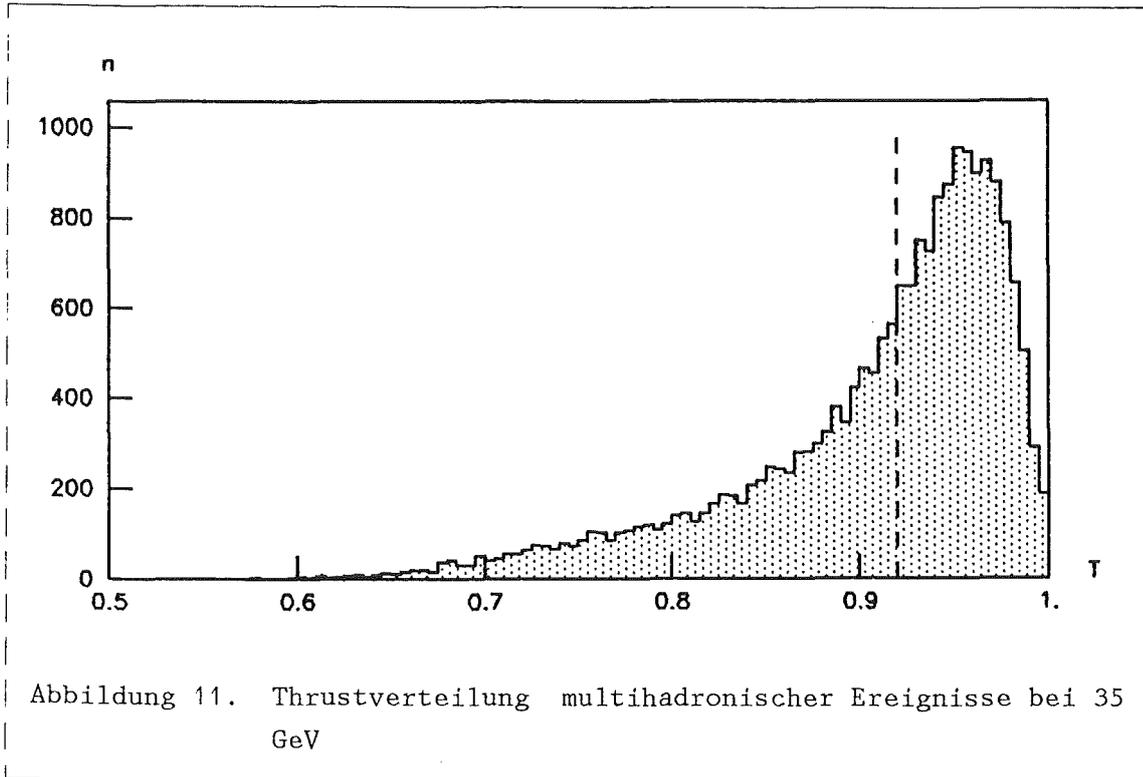
Von den 24 000 multihadronischen Ereignissen bei 35 GeV werden letztendlich nur diejenigen Ereignisse analysiert, die eine 3-Jet Struktur aufweisen. Um Rechenzeit in der aufwendigen Analyse zu sparen, wurden die Daten deshalb einer weiteren Selektion unterworfen, die die Anzahl der MuHa's um fast 50% reduzierte, ohne dabei die Anzahl der 3-Jet Ereignisse merklich zu beeinflussen. Hierzu verwendeten wir die Größe Thrust, definiert als:

$$T = \max (\Sigma |p_L| / \Sigma |p|)$$

wobei über alle Teilchen eines Ereignisses summiert wird.

Die Thrustachse wird so bestimmt, daß die Summe der Longitudinalimpulse bezüglich dieser Achse maximal wird. Der Thrust ist ein Maß für die Abweichung eines Ereignisses von einem idealen 2-Jet Ereignis mit $T = 1$. Ein symmetrisches 3-Jet Ereignis - d.h. die Jets haben alle dieselbe Energie und bilden somit untereinander jeweils einen Winkel von 120° - würde einen Thrust von ungefähr $T = 2/3$ besitzen. Dieser Wert entspricht dem Minimalwert des Thrust' für 3-Parton Ereignisse.

Eine ausführliche Untersuchung zur Kinematik von 3-Teilchen-Reaktionen wurde in der Dissertation von H.Randoll durchgeführt [18]. Daraus ergibt sich, daß der Wert des Thrust' von der Energie des dritten Jets und dem Winkel zwischen dem zweiten und dritten Jet abhängt. Fordert man eine Energie von mindestens 5 GeV und einen Winkel größer als 60° (vgl. "Auswahl der Jets" auf Seite 39), so ergibt sich für den Thrust ein Maximal-



wert von ungefähr $T = 0.94$. Berücksichtigt man die Auffächerung der Jets, wird dieser Wert noch etwas verringert.

Verwirft man nun alle Ereignisse, deren Thrust größer als $T = 0.92$ beträgt, so läßt sich die Anzahl der multihadronischen Ereignisse von 24 017 auf 12 330 reduzieren, wobei nur ca. 1% der ausgewählten 3-Jet Ereignisse verloren geht. Abbildung 11 auf Seite 36 zeigt die Thrustverteilung mit einem angedeuteten Schnitt bei $T = 0.92$. Die entsprechende Verteilung der selektierten 3-Jet Ereignisse ist in Abbildung 12 auf Seite 36 dargestellt. Die dabei verwendeten Auswahlkriterien werden in den beiden folgenden Abschnitten ausführlich beschrieben.

4.3 DER CLUSTERALGORITHMUS

Um Jeteigenschaften untersuchen zu können, benötigt man ein Verfahren, das in einem multihadronischen Ereignis die Anzahl der Jets sowie deren Richtung bestimmt und zugleich eine Zuordnung der Teilchen zu den Jets liefert. Hierzu verwenden wir einen Clusteralgorithmus [19]. In einem ersten Schritt sucht man hierbei über den gesamten Raumwinkelbereich nach Maxima in einem verallgemeinerten Energiefluß S^{PW} . Dieser ist folgendermaßen definiert:

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

mit

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

p_i = Impuls des Teilchens i

δ_i = Winkel zwischen Teilchen i und der Jet-Achse

δ_0 = freier Parameter (Standardwert = 25°)

Nach dieser Definition sind mindestens zwei eng beieinander liegende Teilchen notwendig, um ein lokales Maximum in S^{DW} zu erzeugen. Um zu verhindern, daß zwei Photonen, die aus einem π^0 - Zerfall stammen, ein Maximum bilden, werden zwei neutrale Teilchen zu einem zusammengefaßt, wenn ihre invariante Masse kleiner als 270 MeV (dies entspricht der doppelten Pionmasse) ist.

Die Richtungen der lokalen Maxima im Energiefluß dienen als erste Vorschläge für Jetachsen. Die Teilchen werden nun einem Jet zugeordnet, wenn ihr Impulsvektor mit der Jetachse einen Winkel bildet, der kleiner ist als ein vorgegebener Öffnungswinkel (Standardwert = 45°). Danach wird eine neue Jetachse durch die Summe der Teilchenimpulse innerhalb eines Jets bestimmt. Nun erfolgt erneut eine Zuordnung der Teilchen zu neuen Jets u.s.w..

Dieses iterative Verfahren wird solange fortgesetzt, bis sich ein stabiler Zustand eingestellt hat. Während dieser Prozedur werden Jets allerdings nur akzeptiert, wenn sie folgende Bedingungen erfüllen:

- Winkel zu größeren Jets $> 50^\circ$
- gemessene Jetenergie $E_j^e > 1.5 \text{ GeV}$
- Anzahl der Teilchen pro Jet ≥ 3 ,
davon mindestens 2 geladen

Weiterhin ist die Anzahl der Jets, die mit Hilfe des Clusteralgorithmus gefunden werden sollen, auf maximal vier begrenzt. Unter diesen Voraussetzungen wurden in den 35 GeV Daten 2081 3-Jet Ereignisse und in den 14 GeV Daten 588 2-Jet Ereignisse gefunden.

4.4 AUSWAHL DER JETS

Für die eigentliche Analyse sollen Quarkjets und Gluonjets derselben Energie ausgewählt werden. Die Jetenergie läßt sich dabei auf zwei verschiedene Arten bestimmen:

Die Energie E_j^e ist die Summe der gemessenen Energien der Teilchen, die zu diesem Jet gehören. Aufgrund von Teilchenverlusten ist sie geringer als die Energie des ursprünglichen Partons.

Die Energie E_j^d wird aus den Winkeln zwischen den Jetachsen berechnet und ist somit nicht durch Teilchenverluste verzerrt.

Um von Teilchenverlusten unabhängiger zu sein, wird nicht die gemessene Energie wie in der Clusterroutine benutzt, sondern die zweite Möglichkeit. Danach berechnen sich die Jetenergien wie folgt:

$$E_j^d = E_{cm} / 2 \quad \text{für 2-Jet Ereignisse}$$

$$E_j^d = \frac{\sin \alpha_{k,1}}{\sum_{k=1}^3 \sin \alpha_{k,1}} \cdot E_{cm} \quad (j,k,1 \text{ zyklisch}) \quad \text{für 3-Jet Ereignisse}$$

(Die Formel gilt streng genommen nur für ebene Ereignisse mit masselosen Jets)

Die Jets werden danach nach ihrer Energie geordnet:

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

Monte Carlo Simulationen in erster Ordnung QCD ergaben, daß der Jet mit der kleinsten Energie E_3^d mit einer Wahrscheinlichkeit von 67% von einem Gluon stammt und somit spezielle Eigenschaften eines Gluonjets aufweisen sollte.

Um keine Verzerrung durch im Anfangszustand stark strahlende Ereignisse zu erhalten, wird eine weitere Bedingung an das Ereignis gestellt:

- Boost in Strahlrichtung $< 0.2 \cdot \sqrt{s}$

Anschließend werden noch einige ergänzende Schnitte durchgeführt, um nur gut rekonstruierte Jets zu erhalten:

- $E_j^e < E_j^d$ (verwirft schlecht erkannte Jets)
- die Jets sollen gut im Innendetektor liegen:

$ \cos(\text{Winkel von Jet 1 und 2 zum Strahl}) $	bei 14 GeV	$< .707$
$ \cos(\text{Winkel von Jet 3 zum Strahl}) $	bei 35 GeV	$< .707$
- $5 \text{ GeV} < E_3^d < 9 \text{ GeV}$
- Winkel zwischen den 3 Jets bei 35 GeV $> 60^\circ$

Diese Schnitte haben 542 3-Jet Ereignisse bei 35 GeV sowie 461 2-Jet Ereignisse bei 14 GeV passiert.

Tabelle 7 gibt noch einmal einen Überblick über die einzelnen Schritte bei der Auswahl der Ereignisse.

	3-Jets 35 GeV	2-Jets 14 GeV
Anzahl der MuHa's	24 017	1412
nach der Thrust Selektion	12 330	~
3- bzw. 2-Jet Ereignisse	2 081	588
Anzahl der ausgewählten Jets	542	2•461

Tabelle 7. Auswahl der Ereignisse

KAPITEL 5. DIE SIMULATION MULTIHADRONISCHER EREIGNISSE

Die Analyse der Daten erfolgt in dieser Arbeit weitgehend modellunabhängig. Dennoch muß zur Abschätzung von systematischen Effekten auf simulierte Ereignisse zurückgegriffen werden. Da dabei der Zufallsgenerator eine wesentliche Rolle spielt, spricht man deshalb auch von *Monte Carlo (MC)* Ereignissen.

Die Simulation von multihadronischen Ereignissen erfolgt in zwei Schritten. Zunächst werden Partonen generiert und anschließend fragmentiert. Die so erhaltenen Vierervektoren durchlaufen als zweiten Schritt ein Simulationsprogramm, das die Einflüsse des Detektors berücksichtigt.

5.1 DER PARTONGENERATOR

Die Erzeugung der Partonen in der e^+e^- -Annihilation infolge elektroschwacher und starker Wechselwirkung wird mit Hilfe eines Partongenerators simuliert. Dabei wird berücksichtigt, daß die Elektronen und Positronen im Anfangszustand Bremsstrahlung emittieren können. Dieser QED-Prozeß ist bis zur dritten Ordnung gerechnet. Die Energie der abgestrahlten Photonen kann dabei 0.5 bis 99% der Strahlenergie betragen. Die verschiedenen Quarksorten (Flavour) werden gemäß ihrem Ladungsquadrat im Verhältnis $u:d:s:c:b = 4:1:1:4:1$ erzeugt.

Die Abstrahlung von Gluonen kann anschließend bis zur zweiten Ordnung QCD berücksichtigt werden. α_s ist in zweiter Ordnung gegeben als:

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12 \pi}{(33-2N_f)\ln(Q^2/\Lambda^2) + 6 \frac{153-19N_f}{33-2N_f} \ln(\ln(Q^2/\Lambda^2))}$$

mit N_f = Anzahl der offenen Flavour

Λ ist ein freier Parameter, der experimentell bestimmt werden muß. Weiterhin treten im differentiellen Drei-Parton-Wirkungsquerschnitt Divergenzen auf, wenn die Energie des abgestrahlten Gluons gegen null geht oder das Gluon in Richtung des Quarks abgestrahlt wird. Diese Divergenzen werden beseitigt, indem man fordert, daß die invariante Masse zweier Partonen einen bestimmten Wert nicht unterschreitet (Y-Cut):

$$Y < \frac{(p_1 + p_2)^2}{E_{\text{cm}}^2}$$

Die Fragmentation der Partonen in Hadronen wurde bereits im Abschnitt "Fragmentationsmodelle" auf Seite 9 beschrieben. Diese Modelle wurden von Wissenschaftlern der Universität Lund (Schweden) in Computerprogramme eingebaut. Mit Hilfe dieser Programme, die die Partongeneration sowie die Fragmentation umfassen, lassen sich Ereignisse auf der Basis von Vierervektoren simulieren. Dabei können verschiedene Parameter für den Partongenerator (z.B. Λ oder Y) vom Benutzer frei gewählt werden. In dieser Arbeit wurde für die unabhängige und die String Fragmentation die Version Lund 5.2 sowie für das Parton Schauer Modell die Version Lund 6.3 verwendet.

5.2 DIE DETEKTORSIMULATION

Die generierten Vierervektoren durchlaufen nun ein Computerprogramm, das alle physikalischen Prozesse, denen die Teilchen im Detektor unterliegen, berücksichtigt.

Das Programm PTRAK simuliert den Durchgang eines Teilchens durch den Detektor. Es berechnet die Krümmung der Teilchenspur sowie die Ionisierung der Kammern und berücksichtigt das inhomogene Magnetfeld des Detektors. Elektromagnetische Schauer im Kalorimeter werden durch das Programm EGS, hadronische und myonische Schauer durch das Programm HETC simuliert. Danach durchlaufen diese Daten das Programm CELINT, das den aktuellen Zustand des Detektors zum Zeitpunkt der Datennahme beschreibt. Hierbei werden das elektronische Rauschen sowie die Ansprechwahrscheinlichkeit

und Auflösung der einzelnen Detektorkomponenten simuliert. Weiterhin werden Leertrigger zur Simulation des Untergrundes, insbesondere der Synchrotronstrahlung, überlagert.

Diese Ereignisse, die dieselbe Struktur wie die Rohdaten aufweisen, durchlaufen nun die gleichen Rekonstruktions- und Analysenprogramme wie die experimentell gewonnenen Daten. Danach liegen simulierte multihadronische Ereignisse vor, die ebenso wie die Daten auf DST's abgespeichert werden.

Zum Vergleich zwischen Monte Carlo DST Ereignissen und den experimentell gewonnenen können nun zwei verschiedene Arten und Weisen verwendet werden:

1. Man vergleicht die simulierten Ereignisse (MC DST's) direkt mit den reellen Daten.
2. Man vergleicht die Monte Carlo DST's mit ihren dazugehörenden Vierervektoren und erhält dadurch den Einfluß des Detektors auf eine bestimmte physikalische Größe. Dadurch lassen sich die Daten auf Detektoreinflüsse korrigieren und können anschließend mit Vierervektoren verglichen werden.

Das zweite Verfahren bietet den Vorteil, daß die korrigierten Daten mit verschiedenen Modellen verglichen werden können, da die Detektoreinflüsse als nahezu vom Modell unabhängig angesehen werden können.

5.3 WAHL DER MODELLPARAMETER

Durch Angabe des QCD Parameters Λ wird dem Partongenerator α_s als Funktion der Energie vorgegeben. Durch Variation von Λ kann somit die Anzahl der Bremsstrahlungsgluonen geändert werden. Λ wird im allgemeinen an die Daten angepaßt, indem man für die Monte Carlo Ereignisse die gleiche 3-Jet Rate fordert.

Bei der Fragmentation erhalten die Teilchen einen bestimmten Transversalimpuls in Bezug auf die ursprüngliche Richtung des Partons. Diese Verteilung wird als gaussförmig ($\sim \exp(-p_{\perp}^2/2\sigma_q^2)$) angenommen, wobei σ_q ein Maß für die Breite der Gaussverteilung darstellt. Dieser Parameter σ_q wird so gewählt, daß die p_{\perp} - Verteilung der simulierten Daten möglichst gut mit den experimentellen Daten übereinstimmt.

Ein weiterer wichtiger Parameter, welcher sehr stark die Teilchenmultiplizitäten der Jets beeinflusst, ist das Verhältnis von pseudoskalaren Mesonen zu Vektormesonen ($P / (P+V)$). Auch hier muß eine Anpassung an

String Fragmentation	
Partongenerator:	
Strahlungskorrekturen (bis Ordnung α^3)	0.5% - 99%
Erzeugung von u:d:s:c:b	4:1:1:4:1
Kopplung Λ (α_s)	500 MeV (0.158)
Abschneideparameter Y	0.01
Fragmentation:	
a,b in f(z) für leichte Quarks	1.0 0.6
ϵ_c, ϵ_b in f(z) für schwere Quarks (siehe Fragmentationsmodelle)	0.025 0.0035
p_{\perp} - Verteilung	gaussförmig
Breite σ_q	240 MeV
Erzeugung von uu:dd:ss	1 : 1 : 0.3
Erzeugung von Diquarkpaaren	9%
Pseudoskalare Mesonen: P/(P+V)	0.40 leichte Quarks 0.75 schwere Quarks
Änderungen für die unabhängige Fragmentation	
Kopplung Λ	100, 500, 2000 MeV
Breite σ_q	300 MeV

Tabelle 8. Parameter für die Generation von Vierervektoren

die Daten erfolgen, wobei dieses Verhältnis für leichte und schwere Quarks unterschiedlich gewählt werden kann.

Die Wahl der Parameter ist vom Fragmentationsmodell abhängig. Bei der Festlegung von Λ ist weiterhin entscheidend, in welcher Ordnung QCD gerechnet werden soll. Für die String Fragmentation in zweiter Ordnung - dem zur Zeit am meisten verwendeten Fragmentationsmodell - wurden die Parameter für die 35 GeV Daten von verschiedenen Mitgliedern der CELLO Kollaboration festgelegt und in dieser Arbeit übernommen. Eine Übersicht über diese Parameter gibt Tabelle 8 auf Seite 44.

Auf der Basis dieser Vierervektoren wurden sogenannte MC DST's hergestellt, die die Detektorsimulation enthalten. Diese wurden so abgestimmt, daß insbesondere Größen wie Thrust, Aplanarität oder Sphärizität, die auf die Jetstrukturen empfindlich sind, die Daten gut beschreiben.

Die für meine Arbeit besonders wichtigen Größen des mittleren Transversalimpulses und der mittleren Teilchenmultiplizität sind für MC DST's und Daten in Tabelle 9 und Tabelle 10 zusammengefaßt.

Jet		#1	#2	#3
Daten		.332 ± .007	.313 ± .006	.255 ± .005
MC DST's		.317 ± .003	.301 ± .003	.257 ± .002

Tabelle 9. mittlere Transversalimpulse der geladenen Teilchen in GeV

Jet		#1	#2	#3
Daten		3.69 ± 0.06	3.55 ± 0.06	3.07 ± 0.05
MC DST's		3.67 ± 0.03	3.44 ± 0.03	3.07 ± 0.03

Tabelle 10. mittlere Multiplizitäten für geladene Teilchen

Die gute Übereinstimmung - insbesondere für den dritten Jet - zeigt, daß die MC DST's zur Beschreibung von Detektoreffekten gut geeignet sind.

Für das Modell der unabhängigen Fragmentation wurde als einzige Änderung gegenüber der String Fragmentation der Wert für σ_q von 240 auf 300 MeV heraufgesetzt (in erster und zweiter Ordnung QCD). Um den Einfluß höherer Ordnungen ($\approx \alpha_s^2$) zu studieren, wurde Λ in zweiter Ordnung zusätzlich von 500 MeV auf 100 und 2000 MeV variiert (Tabelle 8 auf Seite 44).

KAPITEL 6. DIE ANALYSE DER DATEN

Für die Analyse wurden 461 2-Jet Ereignisse bei einer Schwerpunktsenergie von $E_{\text{cm}} = 14$ GeV sowie 542 3-Jet Ereignisse mit $E_{\text{cm}} = 35$ GeV ausgewählt. Ziel dieser Arbeit ist es, eine modellunabhängige Analyse des dritten (d.h. energieärmsten) Jets durchzuführen, um spezielle Eigenschaften des Gluonjets aufzuzeigen. Es wurden nur 3-Jet Ereignisse verwendet, deren dritter Jet eine Energie zwischen 5 und 9 GeV besitzt, um Vergleiche mit Quarkjets vornehmen zu können, die wir aus den 14 GeV Daten erhielten.

Wie bereits erwähnt, wird die Analyse nur mit geladenen Teilchen durchgeführt, da die Korrelation bei den neutralen Spuren wesentlich schlechter ist (siehe "Multihadronische Ereignisse" auf Seite 33).

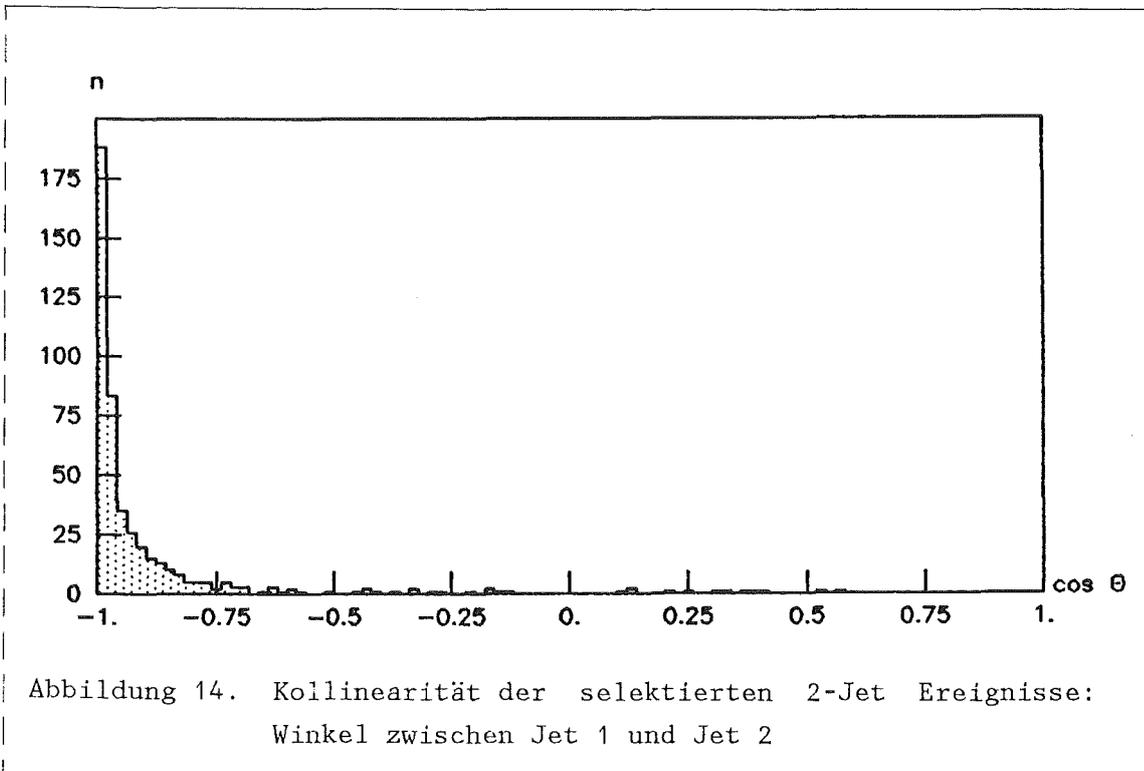
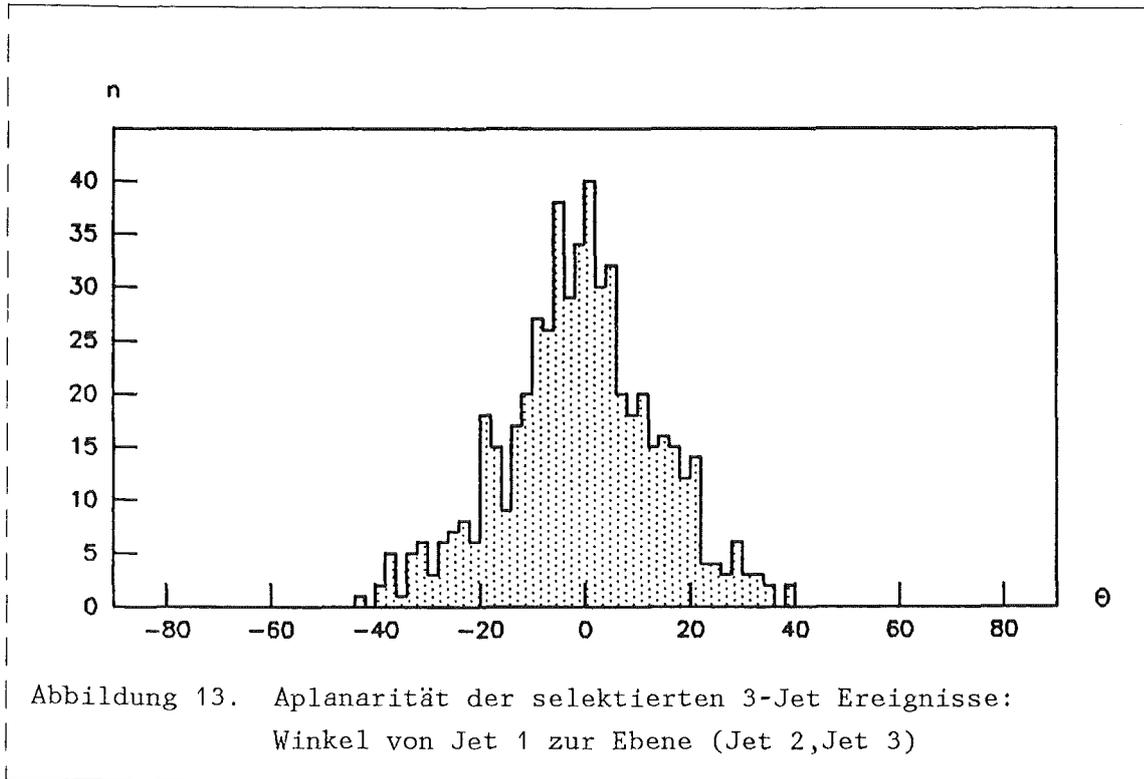
Modelle werden in dieser Arbeit nur herangezogen, um systematische Effekte wie Einflüsse der Clusterroutine oder des Detektors abzuschätzen.

6.1 ALLGEMEINE EIGENSCHAFTEN DER AUSGEWÄHLTEN EREIGNISSE

6.1.1 Kollinearität und Aplanarität

Abbildung 13 auf Seite 48 zeigt die Aplanarität der selektierten 3-Jet Ereignisse. Die mittlere quadratische Streuung des Winkels zwischen Jet 1 und der durch Jet 2 und Jet 3 festgelegten Ebene beträgt dabei weniger als 15° . Dies bestätigt, daß es sich um planare Ereignisse handelt.

Abbildung 14 auf Seite 48 beweist die Kollinearität der ausgewählten 2-Jet Ereignisse. Dargestellt ist der Kosinus des Winkels zwischen den beiden Jetachsen.



6.1.2 Effizienz des Detektors

Tabelle 11 zeigt die Mittelwerte der gemessenen Energien E_j^e und der aus den Winkeln bestimmten Energien E_j^d für die 2-Jet und 3-Jet Ereignisse. Man erkennt, daß $\langle E_j^d \rangle$ des dritten Jets und des Referenzjets gut übereinstimmen. Für die dritten Jets bei 35 GeV beträgt das Verhältnis $\langle E_j^e \rangle / \langle E_j^d \rangle = 0.54$, für die Referenzjets bei 14 GeV ergibt sich $\langle E_j^e \rangle / \langle E_j^d \rangle = 0.57$. Demnach unterscheidet sich die Effizienz des Detektors bei 14 GeV und bei 35 GeV um ungefähr 6%.

		$\langle E_j^d \rangle$ (GeV)			$\langle E_j^e \rangle$ (GeV)		
		J1	J2	J3	J1	J2	J3
35 GeV	3-Jets	15.0	12.9	7.1	7.6	6.6	3.8
14 GeV	2-Jets			7.0			4.0

Tabelle 11. Mittlere Jetenergien bei 14 und 35 GeV:
 E_j^d = aus den Winkeln bestimmte Energien
 E_j^e = gemessene Energien

6.1.3 Multiplizitäten

Bestimmt man die durchschnittlichen Multiplizitäten für geladene Teilchen, so ergibt sich bei den dritten Jets $\langle n_{cha} \rangle = 3.07$, bei den Referenzjets $\langle n_{cha} \rangle = 3.31$ (siehe Tabelle 12 auf Seite 50). Auch hier liegt der Wert für die Referenzjets etwas höher ($\approx 7\%$). Tabelle 13 auf Seite 50 zeigt die Verteilung der Multiplizitäten für die 542 dritten Jets und die 922 Referenzjets.

	3. Jet	Ref Jet
# der geladenen Spuren	1663	3055
# der Jets	542	922
$\langle n_{\text{cha}} \rangle$	3.07	3.31

Tabelle 12. Mittlere Multiplizitäten: 3. Jet und Ref Jet

n_{cha}	2	3	4	5	6	7	8	9
3. Jet	177	219	101	31	9	2	2	1
in %	32.7	40.4	18.6	5.7	1.7	0.4	0.4	0.2
Ref Jet	210	376	222	82	20	8	3	1
in %	22.8	40.8	24.1	8.9	2.2	0.9	0.3	0.1

Tabelle 13. Multiplizitätsverteilungen: 3. Jet und Ref Jet

6.2 DER TRANSVERSALIMPULS

6.2.1 Vorbemerkungen

Definitionen:

$\langle p_{\perp} \rangle$ mittlerer Transversalimpuls der geladenen Teilchen innerhalb eines Jets bezüglich der Jetachse.

Der Transversalimpuls p_{\perp} eines Teilchens läßt sich in zwei Komponenten aufspalten:

p_{\perp}^{in} ist die Komponente, die in der Ebene liegt, die durch die Achsen von Jet 1 und Jet 2 festgelegt wird.

p_{\perp}^{out} ist die Komponente senkrecht zu p_{\perp}^{in} .

Die Abhängigkeit des mittleren Transversalimpulses von der Jetenergie ist gering, so daß es keine Rolle spielt, daß der dritte Jet nicht genau 7 GeV Jetenergie besitzt.

Die Ergebnisse, die in diesem Abschnitt angegeben werden, stammen von unkorrigierten Daten. Die Einflüsse der begrenzten Akzeptanz und Effizienz des Detektors wurden in Monte Carlo Simulationen studiert. Sie verschwinden in guter Näherung, wenn man das Verhältnis zweier Größen betrachtet.

6.2.2 Vergleich der Transversalimpulse von 3.Jet und Referenzjet

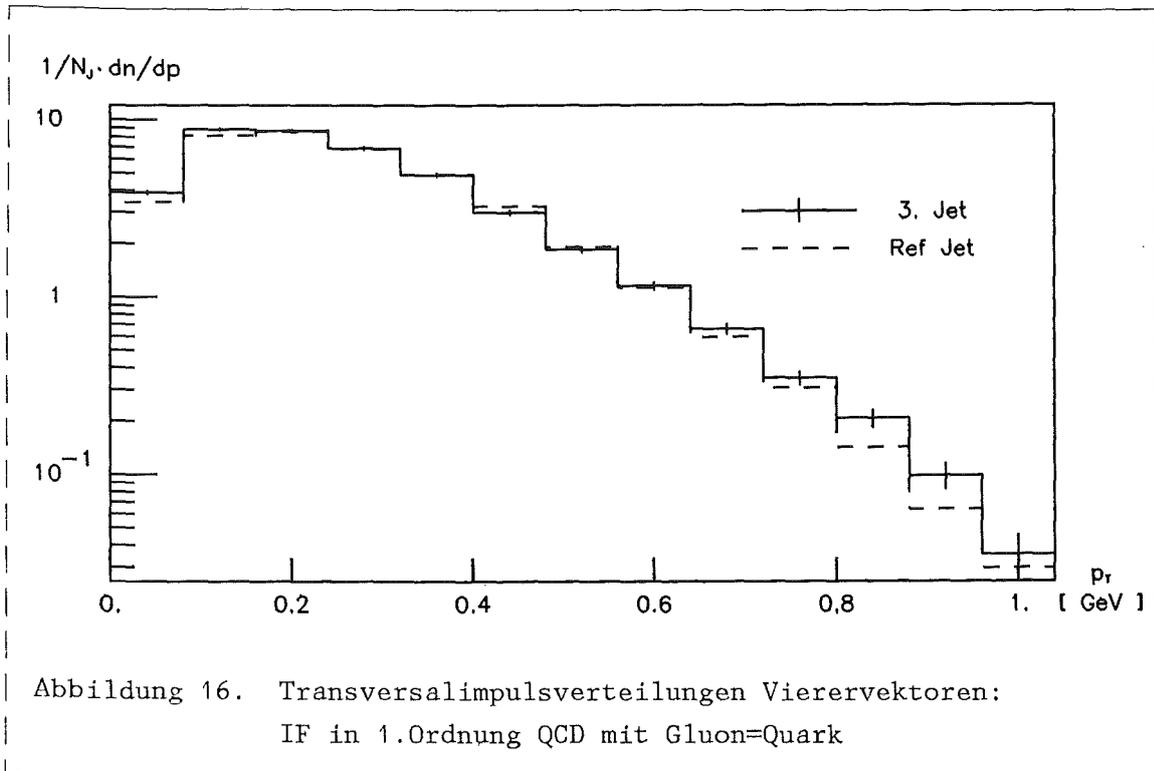
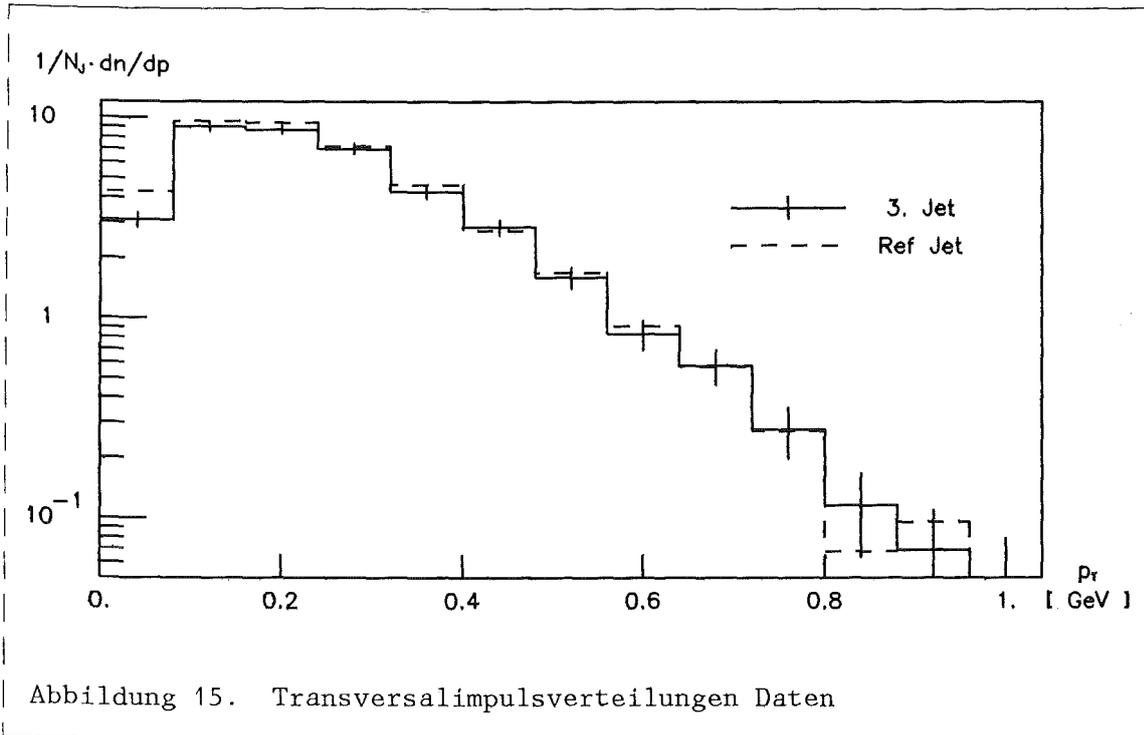
Wir untersuchten die Transversalimpulsverteilung der geladenen Teilchen des dritten Jets aus 3-Jet Ereignissen bei 35 GeV und verglichen diese mit der der Referenzjets aus 2-Jet Ereignissen bei 14 GeV. Weiterhin bildeten wir das Verhältnis des mittleren Transversalimpulses $\langle p_{\perp} \rangle$ aus den Teilchen des dritten Jets und denen des Referenzjets.

Wie in Abbildung 15 auf Seite 53 dargestellt, sind die Transversalimpulsverteilungen der geladenen Teilchen im dritten Jet und im Referenzjet ähnlich. Abgesehen vom ersten Bin ergibt sich kein statistisch signifikanter Unterschied. Die Fehlerbalken für die Verteilung der Referenzjets betragen dabei ca. 3/4 der angegebenen Fehlerbalken für die Verteilung im dritten Jet.

Das Verhältnis von $\langle p_{\perp} \rangle$ des dritten Jets zu $\langle p_{\perp} \rangle$ des Referenzjets ist in Tabelle 14 auf Seite 54 angegeben. Innerhalb des statistischen Fehlers sind die beiden Mittelwerte $\langle p_{\perp} \rangle$ gleich.

Bei der Auswahl der Jets wurde zwischen den Jets ein Winkel von mindestens 60° gefordert. Bei der Zuordnung der Teilchen ist aber ein Winkel bis zu 45° zwischen Teilchenspur und Jetachse vorgesehen, so daß es zur Überlappung zweier Jets kommen kann. Dieser Effekt sollte sich allerdings nicht auf die Transversalimpulsverteilungen auswirken, da im Mittel genauso viele Teilchen verloren gehen wie von anderen Jets hinzukommen.

Dies läßt sich durch Simulationsrechnungen zeigen. Hierzu werden bei 14 und 35 GeV in erster Ordnung QCD Ereignisse mit Hilfe der unabhängigen Fragmentation generiert, wobei das Gluon wie ein Quark behandelt wird. Damit gibt es bei gleicher Partonenergie keinen Unterschied zwischen einem Quark- und einem Gluonjet. Abbildung 16 auf Seite 53 zeigt die p_{\perp} -Verteilung der generierten Ereignisse, das Verhältnis der Mittelwerte $\langle p_{\perp} \rangle$ ist in Tabelle 14 auf Seite 54 angegeben. Dies beweist, daß unser Clusteralgorithmus keinen Einfluß auf die Resultate nimmt.



$\langle p_{\perp} \rangle$ 3. Jet / $\langle p_{\perp} \rangle$ Ref Jet	$1.029 \pm 0.025 \pm 0.04$	Daten
$\langle p_{\perp} \rangle$ 3. Jet / $\langle p_{\perp} \rangle$ Ref Jet	0.991 ± 0.008	Vierervektoren

Tabelle 14. Verhältnis der mittleren Transversalimpulse von 3. Jet zu Referenzjet: Daten und Vierervektoren (IF 1.Ordnung QCD mit Gluon=Quark)

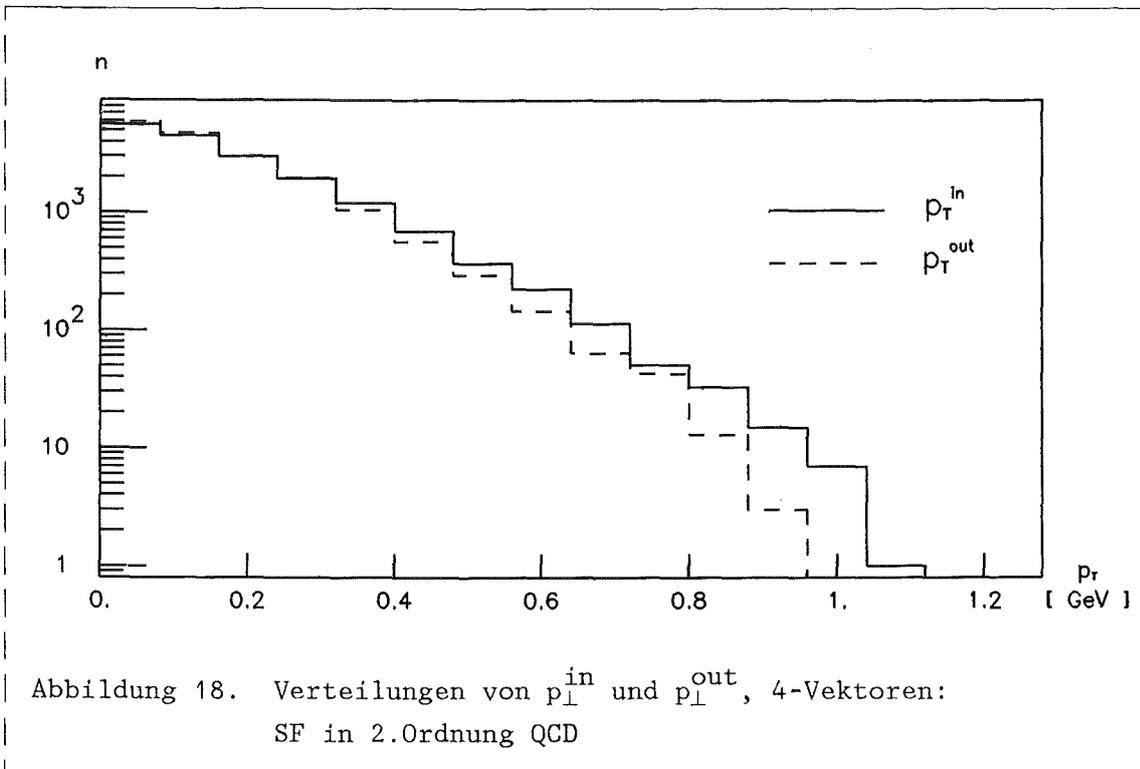
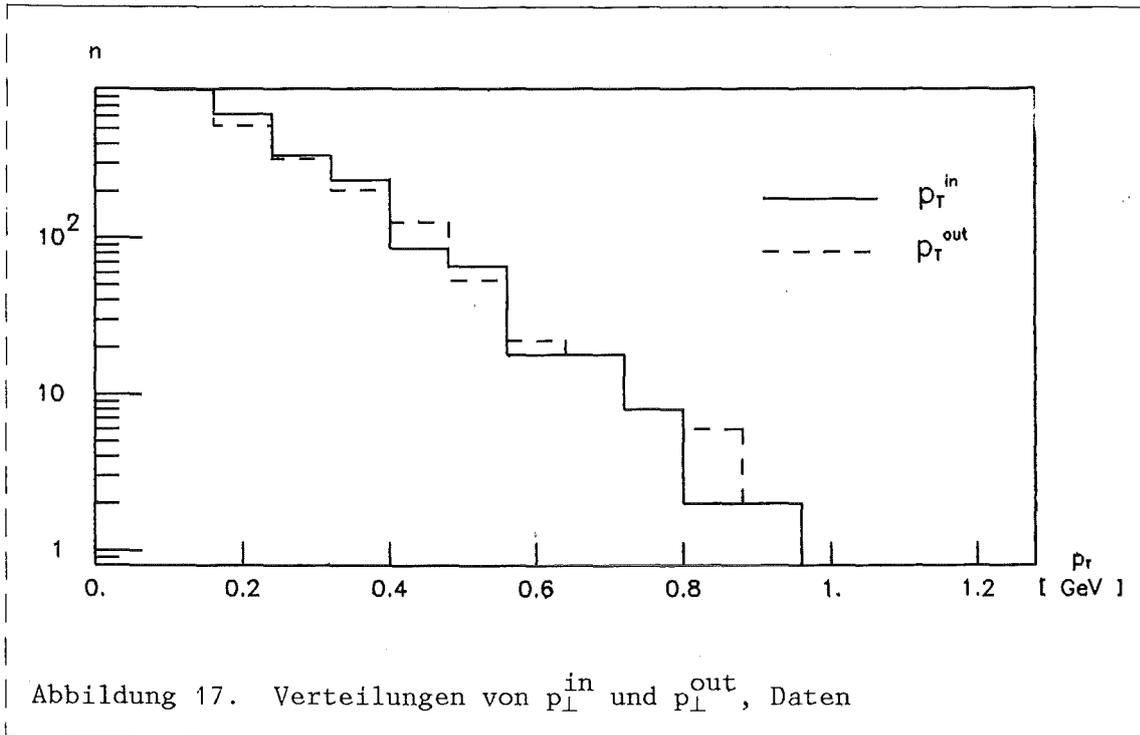
6.2.3 $p_{\perp}^{\text{in}} / p_{\perp}^{\text{out}}$ des dritten Jets bei 35 GeV

Für den dritten Jet aus den 3-Jet Ereignissen bei 35 GeV verglichen wir weiterhin die Verteilung des Transversalimpulses in der Ereignisebene (p_{\perp}^{in}) und in der Ebene senkrecht dazu (p_{\perp}^{out}). Die beiden Verteilungen sind in Abbildung 17 auf Seite 55 dargestellt.

In Tabelle 15 auf Seite 56 ist das Verhältnis der beiden Mittelwerte $\langle p_{\perp}^{\text{in}} \rangle / \langle p_{\perp}^{\text{out}} \rangle$ angegeben. Demnach scheint der dritte Jet innerhalb unserer statistischen Genauigkeit rund zu sein.

Auch hier überprüften wir durch Vierervektoren den Einfluß der Cluster-routine. Mit unabhängiger Fragmentation in 1.Ordnung QCD ergaben sich runde Jets (Tabelle 15 auf Seite 56). Als weitere Kontrolle untersuchten wir zusätzlich Vierervektoren mit IF 2.Ordnung QCD für verschiedene Werte von α_s bzw. Λ . Die Ergebnisse in Tabelle 15 zeigen, daß das in 2.Ordnung auftretende zusätzliche Gluon keinen Einfluß auf die Rundheit des dritten Jets ausübt.

Das Verhältnis $\langle p_{\perp}^{\text{in}} \rangle / \langle p_{\perp}^{\text{out}} \rangle$ ist empfindlich auf das Fragmentationsmodell. Das Modell der String Fragmentation liefert in 2.Ordnung QCD einen Wert, der um ca. 8% höher liegt als bei der unabhängigen Fragmentation (siehe Tabelle 15 auf Seite 56). Diesen String Effekt erkennt man auch in den Verteilungen von p_{\perp}^{in} und p_{\perp}^{out} . Abbildung 18 auf Seite 55 zeigt eine nach höheren Werten verschobene Verteilung von p_{\perp}^{in} gegenüber der von p_{\perp}^{out} .



Der Einfluß des Detektors auf das Verhältnis $\langle p_{\perp}^{\text{in}} \rangle / \langle p_{\perp}^{\text{out}} \rangle$ wurde mit MC DST's auf der Basis der String Fragmentation überprüft. Dabei ergab sich nur eine geringfügige Änderung des Wertes gegenüber den Vierervektoren (siehe Tabelle 15).

Daten	1.015 ± 0.037 ± 0.04	
Vierervektoren: Unabhängige Fragmentation (Quark = Gluon)		
1.Ordnung	0.993 ± 0.012	Λ = 500 MeV
2.Ordnung	1.003 ± 0.013	Λ = 100 MeV
	1.005 ± 0.011	Λ = 500 MeV
	0.996 ± 0.009	Λ = 2000 MeV
Vierervektoren: String Fragmentation (2. Ordnung)		
	1.086 ± 0.012	Λ = 500 MeV
MC DST (einschließlich Detektor Simulation)		
	1.080 ± 0.023	

Tabelle 15. Das Verhältnis $\langle p_{\perp}^{\text{in}} \rangle / \langle p_{\perp}^{\text{out}} \rangle$ des 3. Jets bei 35 GeV

6.2.4 Systematische Einflüsse

Variation der Cluster-Parameter

Der Öffnungswinkel eines Jets (maximaler Winkel zwischen Teilchenspur und Jetachse) beträgt in dieser Analyse standardmäßig 45°. Er wurde nun von 25° bis 60° variiert.

Winkel	3.Jets	Ref Jets	$\langle p_{\perp} \rangle$ 3.Jet / $\langle p_{\perp} \rangle$ Ref Jet
25°	175	392	1.001 ± 0.045
30°	293	566	1.024 ± 0.034
35°	300	714	0.998 ± 0.027
40°	469	848	1.026 ± 0.026
45°	542	922	1.029 ± 0.025
50°	602	990	1.007 ± 0.023
55°	632	1062	1.001 ± 0.021
60°	684	1146	1.003 ± 0.021

Tabelle 16. Abhängigkeit von $\langle p_{\perp} \rangle$ (3.Jet) / $\langle p_{\perp} \rangle$ (Ref Jet) vom Öffnungswinkel der Jets bei der Teilchenzuordnung

Tabelle 16 zeigt die Abhängigkeit des Verhältnisses von $\langle p_{\perp} \rangle$ (3. Jet) zu $\langle p_{\perp} \rangle$ (Referenzjet) vom Öffnungswinkel.

In Tabelle 17 wird die Abhängigkeit von $\langle p_{\perp}^{\text{in}} \rangle / \langle p_{\perp}^{\text{out}} \rangle$ vom Öffnungswinkel angegeben. Neben den Werten für die Daten werden dabei auch die Werte für

Winkel	Daten	String Fragmentation 2.Ordnung	
		MC DST	Vierervektoren
25°	0.978 ± 0.070	1.057 ± 0.040	
30°	0.988 ± 0.050	1.033 ± 0.030	1.083 ± 0.015
35°	0.997 ± 0.042	1.041 ± 0.025	
40°	1.050 ± 0.042	1.074 ± 0.023	
45°	1.015 ± 0.037	1.080 ± 0.023	1.086 ± 0.012
50°	1.039 ± 0.035	1.048 ± 0.020	
55°	0.986 ± 0.032	1.041 ± 0.019	
60°	0.985 ± 0.032	1.039 ± 0.018	1.073 ± 0.011

Tabelle 17. Abhängigkeit von $\langle p_{\perp}^{\text{in}} \rangle / \langle p_{\perp}^{\text{out}} \rangle$ des 3. Jets vom Öffnungswinkel der Jets bei der Teilchenzuordnung

MC DST's (mit Generatorsimulation) und z.T. für die dazugehörigen Vierervektoren (SF 2.Ordnung QCD) angegeben.

Die Änderungen liegen innerhalb der statistischen Schwankungen, so daß die qualitativen Aussagen unabhängig von der Wahl des Öffnungswinkels bei der Teilchenzuordnung sind.

Neben der Variation des Öffnungswinkels wurde weiterhin der freie Parameter δ_o bei der Suche nach Maxima im Energiefluß von 25° auf 20° geändert. Die Ergebnisse sind in Tabelle 18 und Tabelle 19 zusammengestellt. Auch hier ergab sich keine Änderung der Ergebnisse außerhalb der statistischen Fehler.

Winkel	3.Jets	Ref Jets	$\langle p_\perp \rangle$ 3.Jet / $\langle p_\perp \rangle$ Ref Jet
30°	284	546	1.012 ± 0.035
45°	526	888	0.991 ± 0.025
60°	692	1126	0.989 ± 0.021

Tabelle 18. Abhängigkeit von $\langle p_\perp \rangle$ 3.Jet / $\langle p_\perp \rangle$ Ref Jet für $\delta_o=20^\circ$ vom Öffnungswinkel bei der Teilchenzuordnung (δ_o = freier Parameter bei der Suche nach Energieflußmaxima)

Winkel	Daten	MC DST
30°	0.993 ± 0.053	1.056 ± 0.031
45°	1.012 ± 0.038	1.082 ± 0.022
60°	0.966 ± 0.031	1.040 ± 0.018

Tabelle 19. Abhängigkeit von $\langle p_\perp^{in} \rangle / \langle p_\perp^{out} \rangle$ des 3. Jets für $\delta_o=20^\circ$ vom Öffnungswinkel bei der Teilchenzuordnung

Änderung der ergänzenden Schnitte

Bei den ausgewählten Ereignissen handelt es sich in guter Näherung um kollineare 2-Jet bzw. planare 3-Jet Ereignisse (siehe Abbildung 14 und Abbildung 13 auf Seite 48). Fordert man zusätzlich bei den 2-Jet Ereignissen einen Winkel von mindestens 140° zwischen den beiden Jetachsen und bei den 3-Jet Ereignissen einen Winkel von höchstens 15° zwischen Jet 1 und der Ebene (Jet 2, Jet 3) ergibt sich für das Verhältnis $\langle p_\perp \rangle$ (3. Jet) / $\langle p_\perp \rangle$ (Ref Jet) ein Wert von 1.013 ± 0.028 gegenüber 1.029 ± 0.025 ohne die Winkelschnitte. Für den dritten Jet ergibt sich weiterhin $\langle p_\perp^{\text{in}} \rangle / \langle p_\perp^{\text{out}} \rangle = 1.018 \pm 0.045$ statt 1.015 ± 0.037 .

Hebt man die obere Grenze von 9 GeV für die Energie des dritten Jets auf (die Energie von Jet 3 ist damit durch $E_{\text{cm}}/3 = 11.6$ GeV begrenzt), ergibt sich für $\langle p_\perp^{\text{in}} \rangle / \langle p_\perp^{\text{out}} \rangle$ ein Wert von 1.049 ± 0.027 . Für dritte Jets mit einer Energie größer als 9 GeV sinkt allerdings die Wahrscheinlichkeit, von einem Gluon zu stammen.

Orientierung der Ereignisse im Detektor

Durch die Forderung an die Jets, mit der Strahlachse einen Winkel von mindestens 45° zu bilden, liegen die 3-Jet Ereignisse vorzugsweise in einer Ebene senkrecht zur Strahlachse (z-Richtung). Aus diesem Grund ist p_\perp^{in} häufiger in azimuthaler Richtung orientiert als p_\perp^{out} . Da der CELLO Detektor in azimuthaler und in z-Richtung verschieden ist, könnte es dadurch zu einer Beeinflussung des Verhältnisses $\langle p_\perp^{\text{in}} \rangle / \langle p_\perp^{\text{out}} \rangle$ kommen. Um diesen Effekt zu überprüfen, wurde der Transversalimpuls in eine azimuthale und eine polare Komponente zerlegt. Für 2-Jet Ereignisse bei 14 GeV ergab für $\langle p_\perp^{\text{azi}} \rangle$ ein um $6 \pm 2\%$ höherer Wert als für $\langle p_\perp^{\text{pol}} \rangle$. Bei den 35 GeV Daten forderten wir als einzige Auswahlbedingung für die Jets $3 \text{ GeV} < E_j^e < 5 \text{ GeV}$, da diese ungefähr dieselbe Energie haben wie die Referenzjets und somit durch den Detektor in vergleichbarer Weise beeinflusst werden. Es ergab sich auch hier eine Erhöhung von $\langle p_\perp^{\text{azi}} \rangle$ gegenüber $\langle p_\perp^{\text{pol}} \rangle$ von $3.6 \pm 1.3\%$. Die Asymmetrie des Detektors tendiert demnach dazu, $\langle p_\perp^{\text{in}} \rangle$ gegenüber $\langle p_\perp^{\text{out}} \rangle$ zu erhöhen.

Systematischer Fehler

Mit diesen Untersuchungen wurde der systematische Fehler, der in Tabelle 14 auf Seite 54 und Tabelle 15 auf Seite 56 für die Daten angegeben wurde, abgeschätzt. Da keine Effekte beobachtet wurden, die außerhalb der statistischen Schwankungen lagen, wurde der statistische Fehler der Kontrolluntersuchungen von 3-4% als Grenze für den systematischen Fehler der Analyse angenommen.

6.2.5 Diskussion der Ergebnisse

Wir erhielten für das Verhältnis von $\langle p_{\perp} \rangle$ des dritten Jets zu $\langle p_{\perp} \rangle$ des Referenzjets einen Wert von $1.03 \pm 0.03 \pm 0.04$, d.h. wir sehen keine Anzeichen einer Jetverbreiterung des "Gluonjets". Eine signifikante Jetverbreiterung wurde aber von JADE in der Analyse von 34 GeV Daten gefunden [20]. Sie verwendeten dabei allerdings einen völlig anderen Jetalgorithmus, wobei sie auf Modelle angewiesen waren. Außerdem ist unsere statistische Genauigkeit aufgrund unserer einschränkenden Schnitte in der Auswahl des dritten Jets wesentlich schlechter.

Für das Verhältnis $\langle p_{\perp}^{\text{in}} \rangle / \langle p_{\perp}^{\text{out}} \rangle$ erhielten wir $1.02 \pm 0.04 \pm 0.04$. Dies zeigt, daß der dritte Jet innerhalb unserer statistischen Genauigkeit rund ist.

Monte Carlo Studien ergaben, daß dieses Verhältnis von der Wahl des Fragmentationsmodelles abhängig ist. Bei der String Fragmentation ergab sich für $\langle p_{\perp}^{\text{in}} \rangle$ ein um 8% größerer Wert als für $\langle p_{\perp}^{\text{out}} \rangle$, während die unabhängige Fragmentation wie erwartet runde Jets lieferte. Das Modell der unabhängigen Fragmentation beschreibt somit die Daten besser; das Modell der String Fragmentation kann allerdings aufgrund unserer statistischen Genauigkeit nicht ausgeschlossen werden.

6.3 DIE X-VERTEILUNG

Wir verglichen die x-Verteilungen der dritten Jets und der Referenzjets (siehe Tabelle 20 auf Seite 64). Hierzu bildeten wir das Verhältnis $r(x)$ der beiden jeweils auf die Anzahl der Jets normierten x-Verteilungen. Die Einflüsse des Detektors sowie des Clusteralgorithmus¹ wurden in Monte Carlo Simulationen studiert. Daraufhin wurden entsprechende Korrekturen auf die Daten vorgenommen.

6.3.1 Definitionen

$$x = p / E_j^d$$

p = Impuls des Teilchens

E_j^d = aus den Winkeln bestimmte Jetenergie

$$r(x) = \frac{\text{x-Verteilung (3. Jet) / Anzahl der 3-Jets}}{\text{x-Verteilung (Ref Jet) / Anzahl der Ref Jets}}$$

6.3.2 Einfluß des Detektors

Um den Einfluß des Detektors auf die x-Verteilungen von drittem Jet und Referenzjet zu untersuchen, bestimmten wir jeweils das Verhältnis der x-Verteilungen aus den MC DST Ereignissen und den dazugehörigen Vierervektoren. Abbildung 19 auf Seite 62 zeigt, daß der Einfluß des Detektors auf Referenzjets und dritte Jets - abgesehen von der unterschiedlichen Effizienz - ungefähr gleich ist.

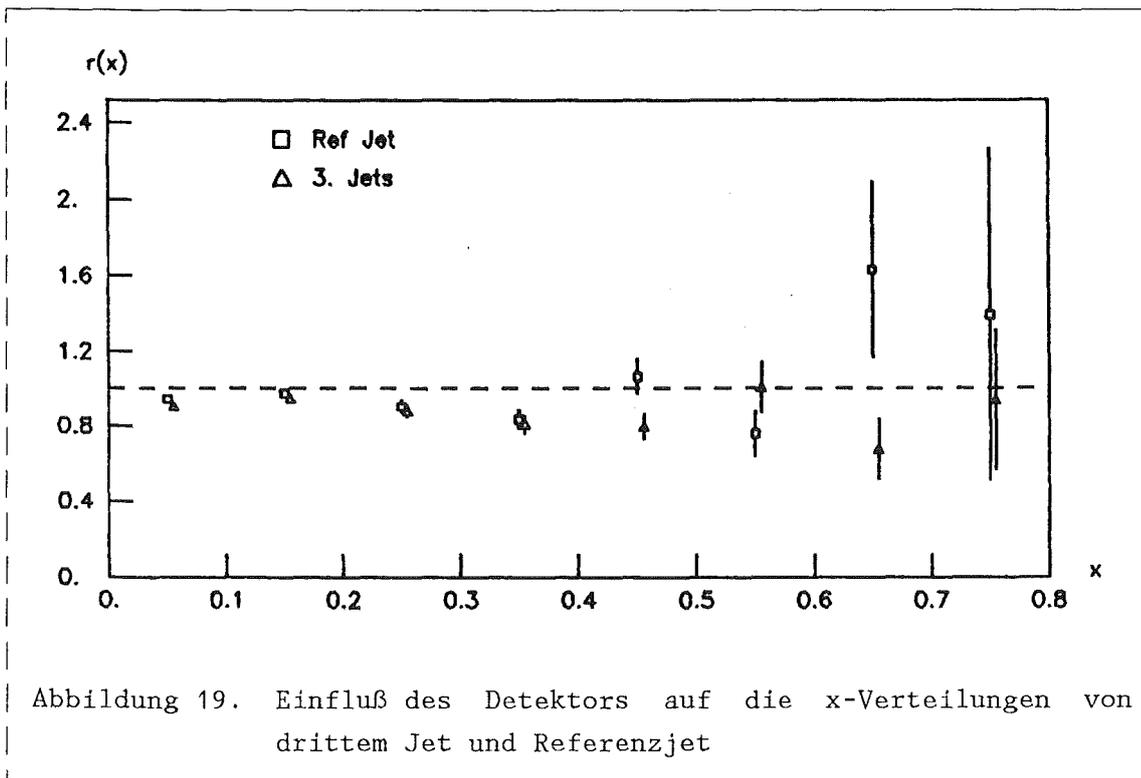
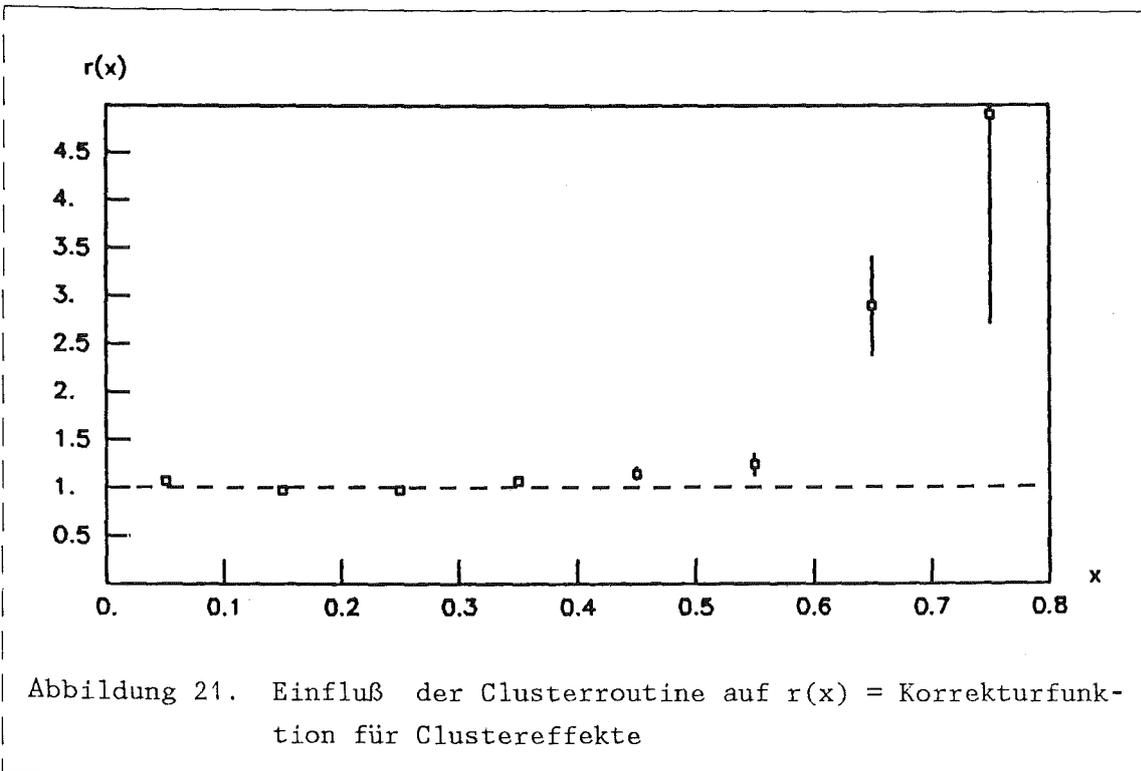
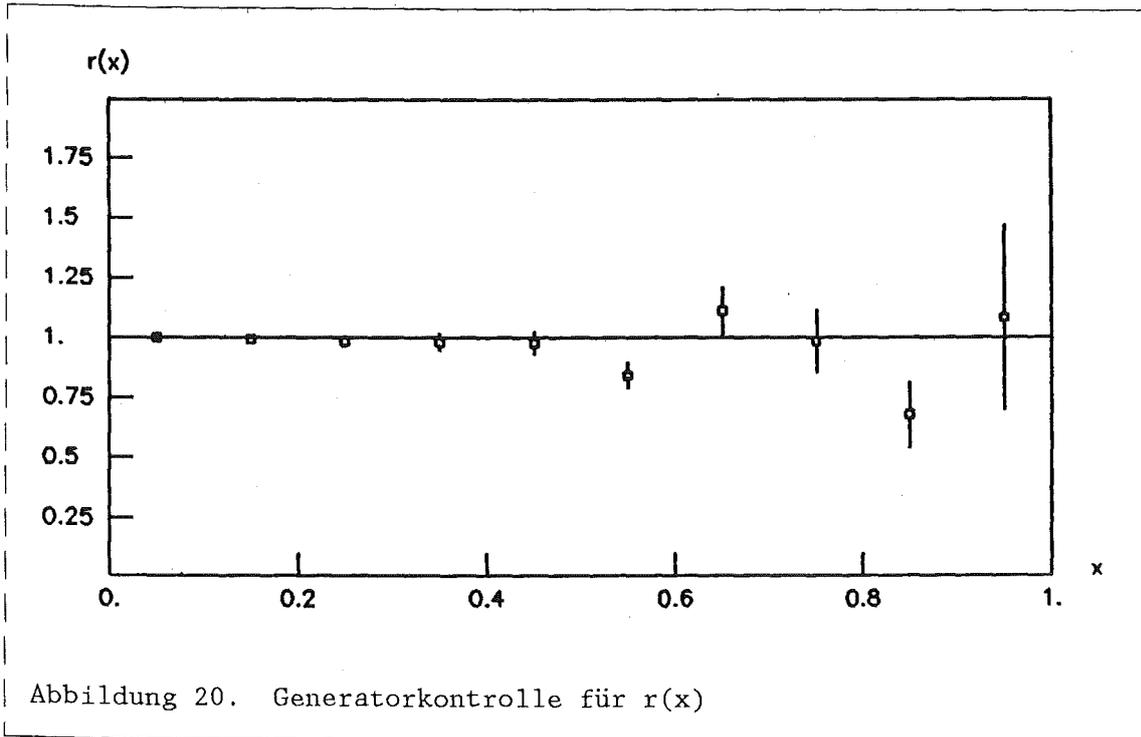


Abbildung 19. Einfluß des Detektors auf die x -Verteilungen von drittem Jet und Referenzjet

6.3.3 Einfluß der Clusterroutine

Zur Bestimmung des Einflusses der Clusterroutine verwendeten wir wiederum Vierervektoren, die in erster Ordnung QCD mit Hilfe der unabhängigen Fragmentation generiert wurden. Dabei wurde das Modell von Hoyer (vgl. "Fragmentationsmodelle") verwendet, in dem sich das Gluon wie ein Quark behandeln läßt. Das Gluon zerfällt zunächst in ein Quark-Antiquark-Paar, wobei die verschiedenen Flavour im Verhältnis $u:d:s = 3:3:1$ erzeugt werden. Die Erzeugung von schweren Quarkpaaren ist beim Zerfall des Gluons in diesem Modell nicht vorgesehen. Damit die bei 35 GeV erzeugten Gluonjets mit Quarkjets verglichen werden können, ist bei der Generation von Vierervektoren bei 14 GeV darauf zu achten, daß ebenfalls nur u -, d - und s -Paare erzeugt werden. Die Zulassung von c - und b -Paaren würde nämlich zu einer Verzerrung führen, da die schweren Quarks eine weichere Fragmentationsfunktion besitzen. Da das u - und das d -Quark sich bei der Fragmentation absolut gleich verhalten, spielt es keine Rolle, daß bei



den primär erzeugten Quarks das Verhältnis u:d im Quarkjet 4:1, im Gluonjet dagegen 1:1 beträgt. Der Anteil der s-Quarks ist mit 1/6 im Quarkjet ungefähr gleich dem im Gluonjet (1/7). Verwendet man nun bei der Generation von Vierervektoren bei 14 und 35 GeV dieselben Parameter, so erhält man Gluonjets, die sich von Quarkjets nicht unterscheiden.

Bei der unabhängigen Fragmentation lassen sich die Teilchen zu ihrem Ursprungsparton zurückverfolgen. Mit Hilfe dieser Zuordnung überzeugten wir uns zunächst davon, daß der Generator bei gleicher Partonenergie für Quark- und Gluonjets identische x-Verteilungen liefert. Hierzu forderten wir jeweils eine Jetenergie E_j^d von 6.5 bis 7.5 GeV. Abbildung 20 auf Seite 63 zeigt, daß das Verhältnis dieser beiden Verteilungen $r(x) = 1$ ist.

Das Ergebnis für $r(x)$ unter Verwendung des Clusteralgorithmus' ist in Abbildung 21 auf Seite 63 dargestellt. Man erkennt, daß der Einfluß für $x < 0.6$ nur gering ist. Erst oberhalb von $x = 0.6$ ergibt sich ein starker Effekt.

6.3.4 Ergebnisse

In Abbildung 22 auf Seite 65 ist das Ergebnis für $r(x)$ für die unkorrigierten Daten dargestellt. Die der Abbildung zugrundeliegenden Verteilungen der geladenen Spuren auf die einzelnen x-Intervalle sind in Tabelle 20 zusammengefaßt. Die 542 dritten Jets enthalten insgesamt 1663, die 922 Referenzjets 3055 geladene Teilchen (vgl. Tabelle 12 auf Seite 50).

x	.0-.1	.1-.2	.2-.3	.3-.4	.4-.5	.5-.6	.6-.7	.7-.8
3. Jet	770	569	202	75	26	12	7	1
Ref Jet	1383	1036	394	141	65	25	10	1

Tabelle 20. Daten: Anzahl der Spuren pro Bin in den x-Verteilungen

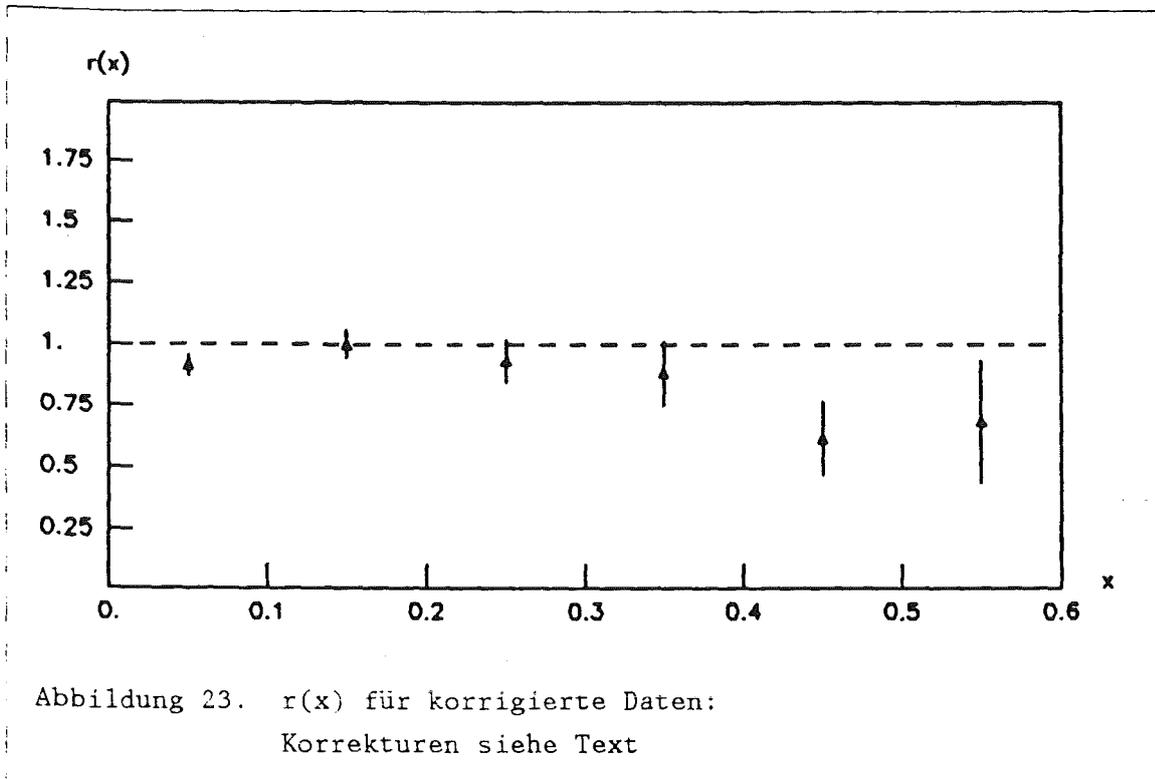
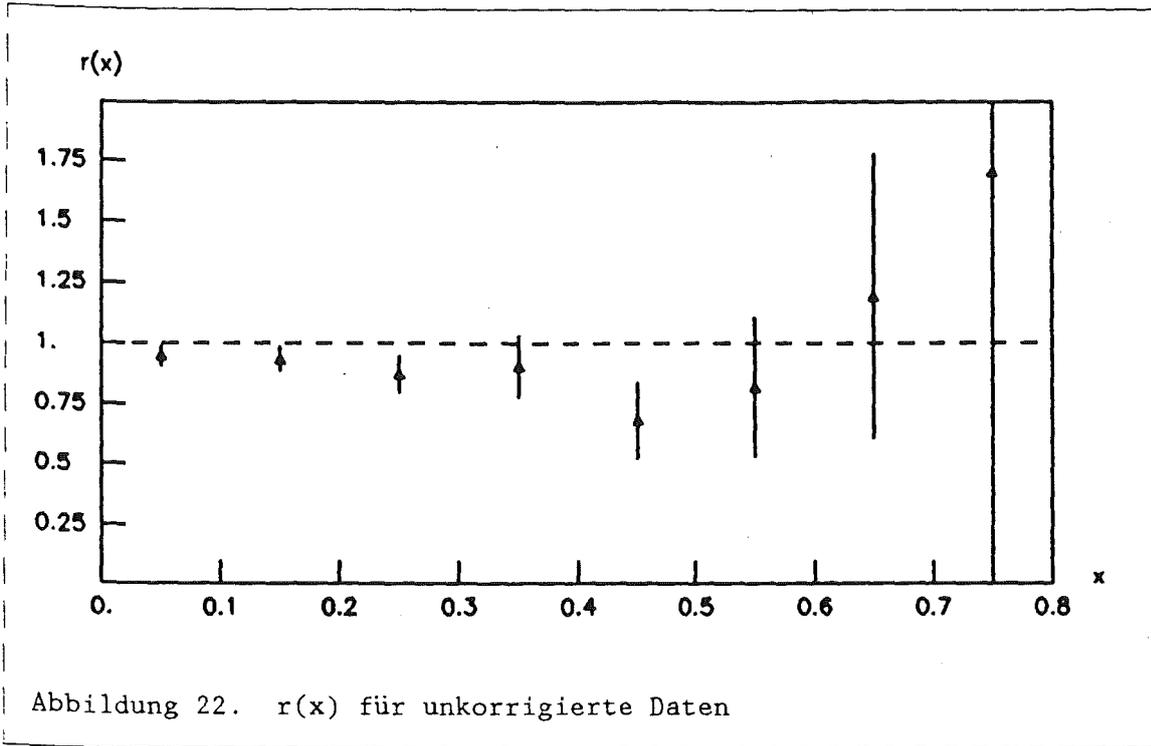


Abbildung 23 auf Seite 65 zeigt $r(x)$, korrigiert auf Detektor- und Clustereffekte.

Der Einfluß des Detektors auf $r(x)$ wurde durch einen konstanten Korrekturfaktor = 0.965, der sich aus dem Verhältnis der Detektoreffizienzen bei 14 und 35 GeV ergibt, berücksichtigt.

Die in Abbildung 21 auf Seite 63 dargestellte Funktion $r(x)$ wurde als Korrekturfunktion auf Clustereffekte verwendet.

Aufgrund des starken Einflusses der Clusterroutine für $x > 0.6$ und der in diesem Bereich schlechten Statistik in den Daten wurde die Darstellung von $r(x)$ bei $x = 0.6$ abgebrochen.

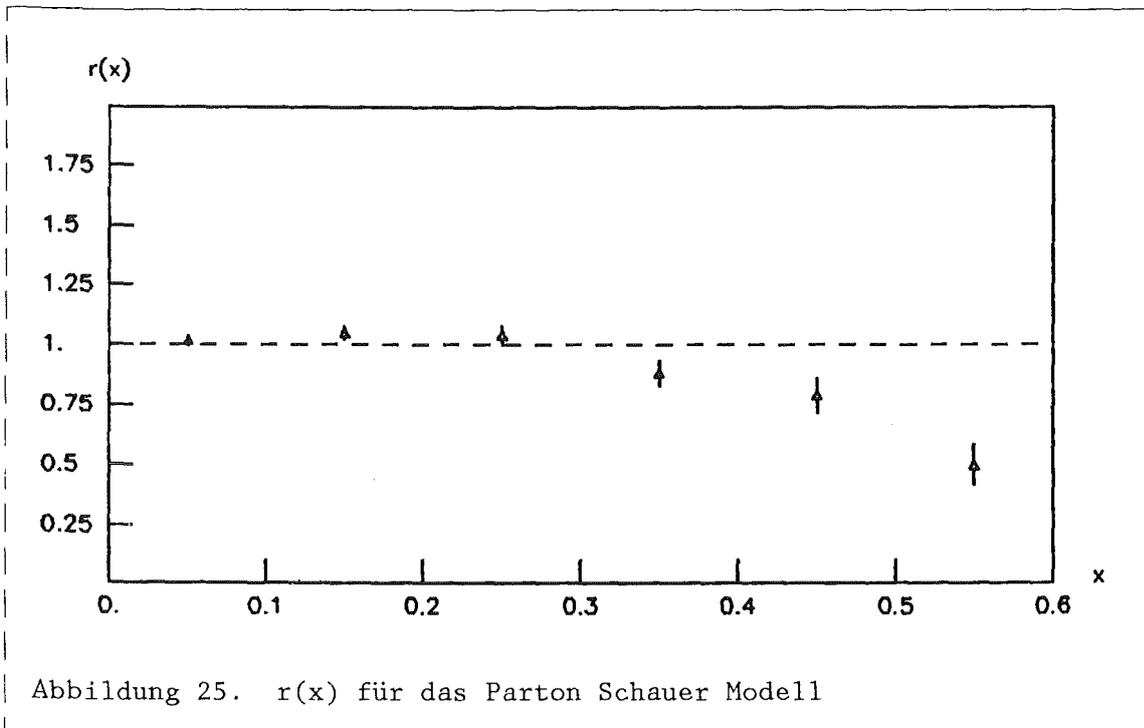
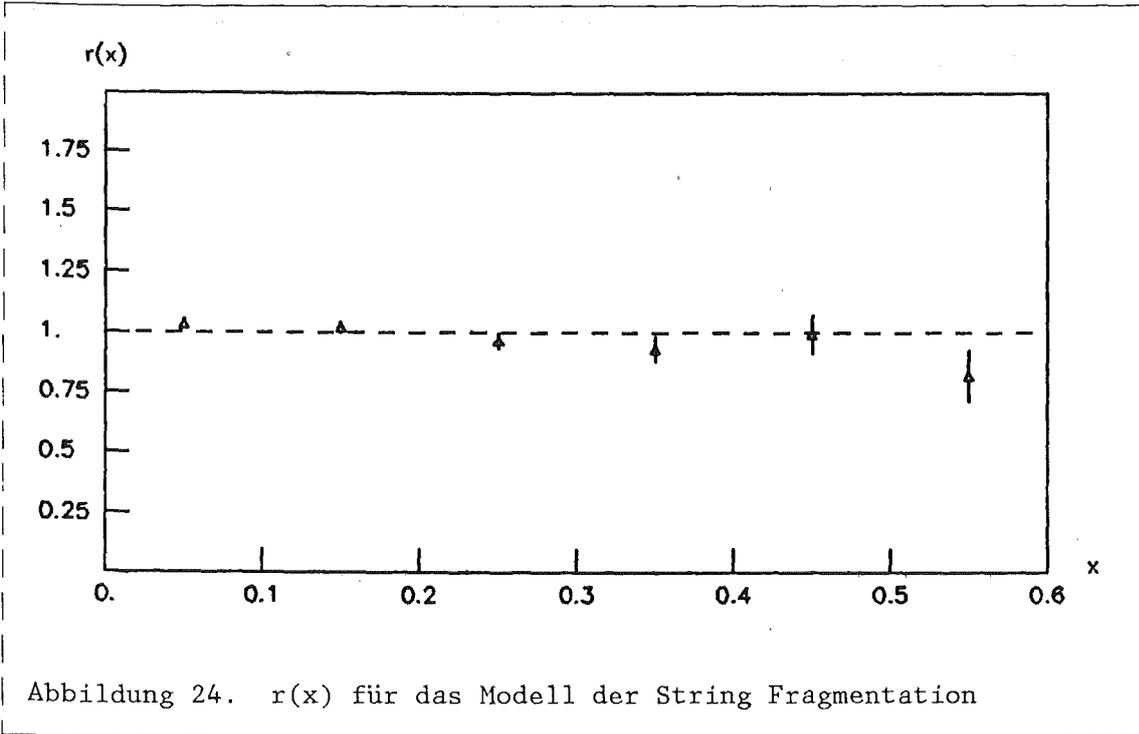
Um die Daten mit den Vorhersagen verschiedener Modelle vergleichen zu können, wurde die Funktion $r(x)$ ebenfalls für die entsprechend generierten Vierervektorereignisse bestimmt und auf Clustereffekte korrigiert. Abbildung 24 auf Seite 67 zeigt $r(x)$ für die String Fragmentation in zweiter Ordnung QCD, das Ergebnis für das Parton Schauer Modell ist in Abbildung 25 auf Seite 67 dargestellt.

6.3.5 Schlußfolgerungen

Das Verhältnis $r(x)$ zeigt in den Daten den Trend mit zunehmenden x abzufallen. Dies stimmt mit den Ergebnissen von MARK II überein. Sie fanden in der Analyse von 29 GeV Daten, daß die x -Verteilung des Gluonjets für $x > 0.4$ stärker abfällt als die des Quarkjets [21]. Unsere Werte für $r(x)$ liegen allerdings ungefähr 10% niedriger als die von MARK II. Dies läßt sich darauf zurückführen, daß die mittlere Multiplizität der geladenen Teilchen in unseren Daten im Referenzjet um ca. 10% höher ist als im dritten Jet.

Aufgrund unserer statistischen Genauigkeit kann weiterhin $r(x) = \text{const.} = 0.9$ nicht ausgeschlossen werden.

Der Vergleich mit Fragmentationsmodellen zeigt, daß die Daten durch das Parton Schauer Modell besser beschrieben werden als durch die String Fragmentation. Dies steht ebenfalls im Einklang mit MARK II, die zu dem



Ergebnis gelangten, daß nur das Parton Schauer Modell den Trend der Daten richtig beschreiben kann.

KAPITEL 7. ZUSAMMENFASSUNG

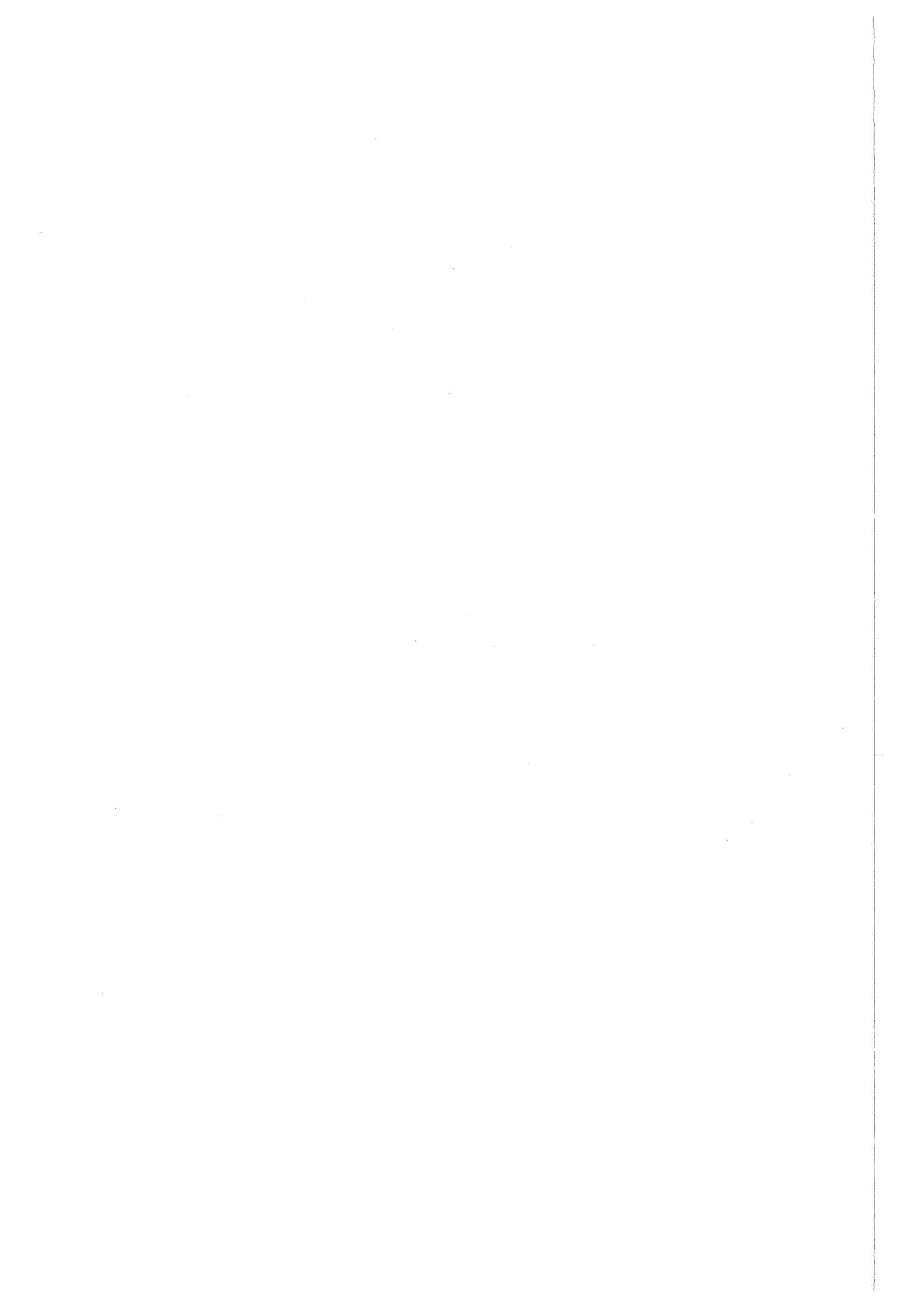
Aus den Daten des CELLO Detektors am e^+e^- -Speicherring PETRA selektierten wir bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 35$ GeV multihadronische Ereignisse. Mit Hilfe eines Clusteralgorithmus¹ wählten wir daraus 3-Jet Ereignisse aus, deren dritter, d.h. energieärmster Jet eine Energie um 7 GeV besitzt. Bei diesen Jets handelt es sich in ungefähr 2/3 der Fälle um Gluonjets.

Um Vergleiche mit Quarkjets vornehmen zu können, analysierten wir weiterhin 14 GeV Daten und erhielten aus den 2-Jet Ereignissen Referenzjets für Quarkjets bei einer Jetenergie von 7 GeV. Auf diese Weise verglichen wir Daten mit Daten, so daß es sich bei dieser Arbeit um eine rein phänomenologische Analyse von Jeteigenschaften handelt. Modelle wurden nur zur Abschätzung von systematischen Effekten verwendet.

Beim Vergleich der Transversalimpulse der dritten Jets und der Referenzjets fanden wir keine Anzeichen einer Jetverbreiterung des Gluonjets, wie sie z.B. von JADE [20] gefunden wurde.

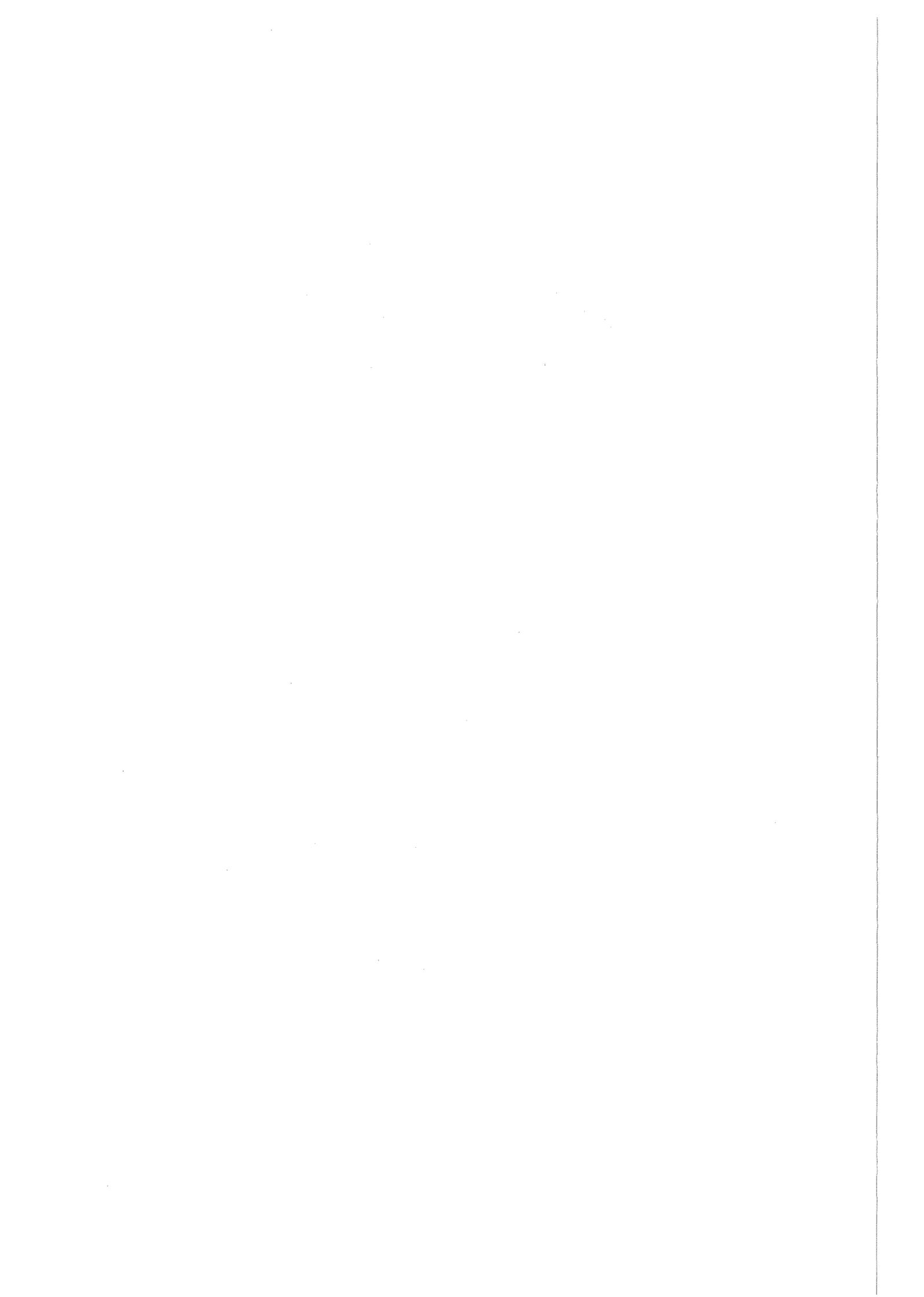
Weiterhin ist der dritte Jet innerhalb unserer statistischen Genauigkeit rund. Dieser Aspekt wird durch das Modell der unabhängigen Fragmentation besser beschrieben als durch die String Fragmentation.

Die Analyse der x -Verteilungen von drittem Jet und Referenzjet ergab eine weichere Fragmentationsfunktion für den Gluonjet. Dieser Sachverhalt wird am besten durch das Parton-Schauer-Modell beschrieben. Damit gelangten wir zu demselben Ergebnis wie MARK II [21] in ihrer Analyse der 29 GeV Daten.



ABBILDUNGSVERZEICHNIS

Abbildung 1.	Experimentelle Bestimmung des R-Wertes	5
Abbildung 2.	Fragmentation nach Feynman und Field	10
Abbildung 3.	qqg-Ereignis im String-Modell	12
Abbildung 4.	Entwicklung eines Parton-Schauers	14
Abbildung 5.	Kohärente Gluonemission	15
Abbildung 6.	Beschleuniger und PETRA Experimente	19
Abbildung 7.	Der CELLO Detektor	21
Abbildung 8.	Aufbau des Innendetektors	23
Abbildung 9.	Anordnung und Aufbau der Kalorimetermodule	25
Abbildung 10.	Die CELLO Datenauslese	29
Abbildung 11.	Thrustverteilung multihadronischer Ereignisse bei 35 GeV	36
Abbildung 12.	Thrustverteilung der selektierten 3-Jet Ereignisse	36
Abbildung 13.	Aplanarität der selektierten 3-Jet Ereignisse	48
Abbildung 14.	Kollinearität der selektierten 2-Jet Ereignisse	48
Abbildung 15.	Transversalimpulsverteilungen Daten	53
Abbildung 16.	Transversalimpulsverteilungen Vierervektoren	53
Abbildung 17.	Verteilungen von p_{\perp}^{in} und p_{\perp}^{out} , Daten	55
Abbildung 18.	Verteilungen von p_{\perp}^{in} und p_{\perp}^{out} , 4-Vektoren	55
Abbildung 19.	Einfluß des Detektors auf die x-Verteilungen	62
Abbildung 20.	Generatorkontrolle für $r(x)$	63
Abbildung 21.	Einfluß der Clusterroutine auf $r(x)$	63
Abbildung 22.	$r(x)$ für unkorrigierte Daten	65
Abbildung 23.	$r(x)$ für korrigierte Daten	65
Abbildung 24.	$r(x)$ für das Modell der String Fragmentation	67
Abbildung 25.	$r(x)$ für das Parton Schauer Modell	67



TABELLENVERZEICHNIS

Tabelle 1.	Technische Daten des PETRA Speicherrings	18
Tabelle 2.	Technische Daten der Proportionalkammern	24
Tabelle 3.	Technische Daten der Driftkammern	24
Tabelle 4.	Technische Daten des Kalorimeters	26
Tabelle 5.	Reduktion der Daten bei Experiment 44	32
Tabelle 6.	Korrelation und Effizienz geladener und neutraler Spuren	34
Tabelle 7.	Auswahl der Ereignisse	40
Tabelle 8.	Parameter für die Generation von Vierervektoren	44
Tabelle 9.	mittlere Transversalimpulse der geladenen Teilchen in GeV	45
Tabelle 10.	mittlere Multiplizitäten für geladene Teilchen	46
Tabelle 11.	Mittlere Jetenergien bei 14 und 35 GeV:	49
Tabelle 12.	Mittlere Multiplizitäten: 3. Jet und Ref Jet	50
Tabelle 13.	Multiplizitätsverteilungen: 3. Jet und Ref Jet	50
Tabelle 14.	Verhältnis der mittleren Transversalimpulse	54
Tabelle 15.	Das Verhältnis $\langle p_{\perp}^{\text{in}} \rangle / \langle p_{\perp}^{\text{out}} \rangle$ des 3. Jets bei 35 GeV	56
Tabelle 16.	Abhängigkeit von $\langle p_{\perp} \rangle$ (3.Jet) / $\langle p_{\perp} \rangle$ (Ref Jet) vom Öffnungswinkel	57
Tabelle 17.	Abhängigkeit von $\langle p_{\perp}^{\text{in}} \rangle / \langle p_{\perp}^{\text{out}} \rangle$ des 3. Jets vom Öffnungswinkel	57
Tabelle 18.	Abhängigkeit von $\langle p_{\perp} \rangle$ 3.Jet / $\langle p_{\perp} \rangle$ Ref Jet für $\delta_{\text{O}}=20^{\circ}$	58
Tabelle 19.	Abhängigkeit von $\langle p_{\perp}^{\text{in}} \rangle / \langle p_{\perp}^{\text{out}} \rangle$ des 3. Jets für $\delta_{\text{O}}=20^{\circ}$	58
Tabelle 20.	Daten: Anzahl der Spuren pro Bin in den x-Verteilungen	64

LITERATURVERZEICHNIS

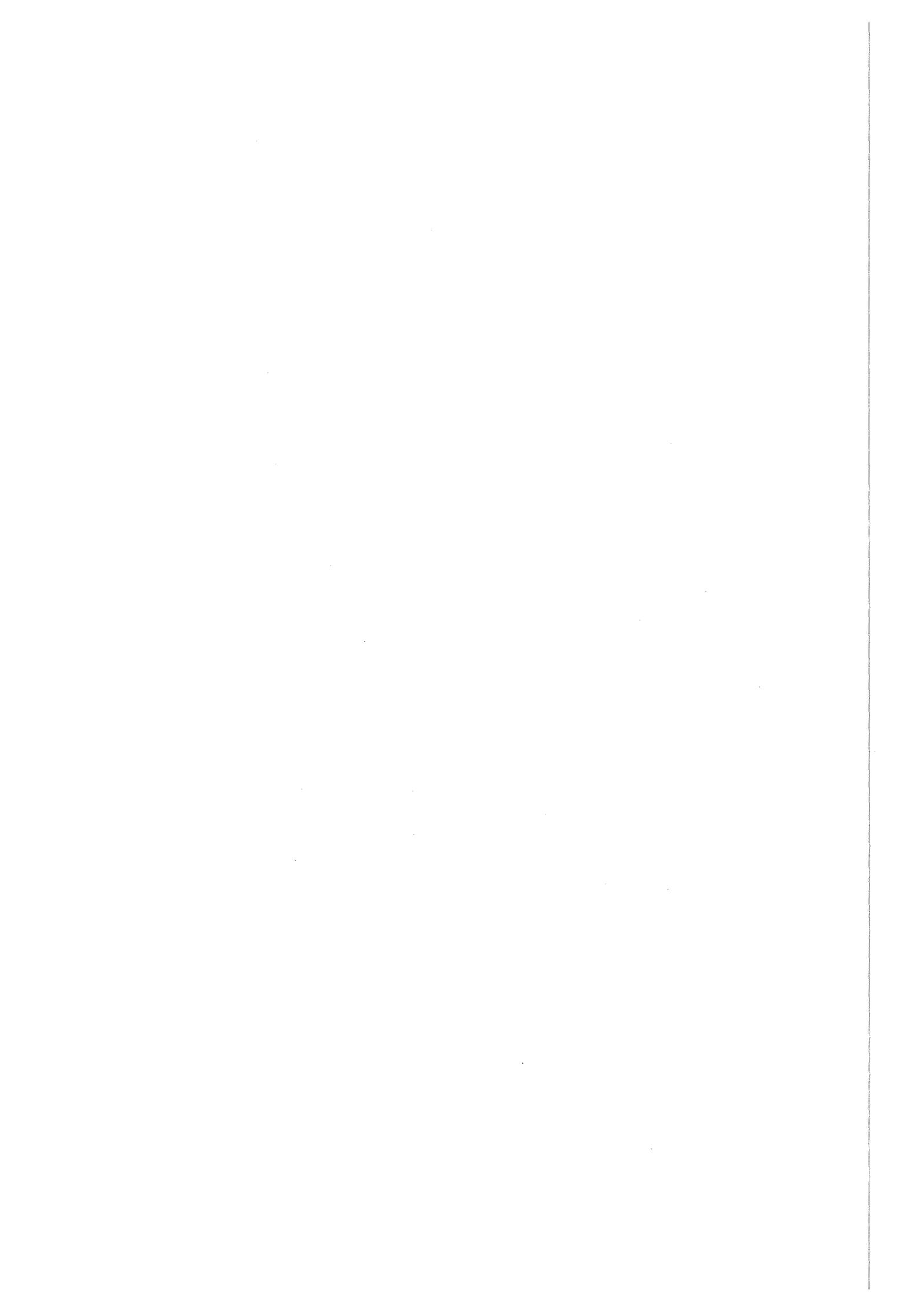
- [1] G. Schierholz, *DESY 84-056* (1984)
- [2] M. Gell-Mann, *Phys. Lett.* 8, 214 (1964)
G. Zweig, *CERN Reports 8182/TH401 und 8419/TH412* (1964)
- [3] I.J.R. Aitchison, *An Informal Introduction to Gauge Field Theories*, Cambridge University Press (1982)
- [4] C.N. Yang, R.L. Mills, *Phys. Rev.* 96, 191 (1954)
- [5] S. Weinberg, *Phys. Rev.* 19, 1264 (1967)
A. Salam, *Proc 8th Nobel Symp. Stockholm*, 367 (1968)
- [6] K Bethge, U.Schröder, *Elementarteilchen und ihre Wechselwirkungen*, Wiss. Buchgesellschaft, Darmstadt (1986)

- [7] R.D.Field, R.P.Feynman, *Nucl. Phys.* B136, 1 (1978)
- [8] A.Ali et al., *Phys. Lett.* 93B, 349 (1979)
- [9] P.Hoyer et al., *Nucl. Phys.* B161, 349 (1979)
- [10] T.Sjöstrand, *Computer Phys. Communication* 39, 347-407 (1986)
- [11] C.Peterson et al., *Phys. Lett.* 93B, 349 (1979)
- [12] B.Naroska, *DESY 86-113* (1986)
- [13] G.Marchesini, B.R.Webber, *Nucl. Phys.* B238, 1 (1984)
- [14] B.R.Webber, *Nucl. Phys.* B238, 492 (1984)

- [15] M.-J. Schachter, *Physica Scripta Vol.23*, 610-622 (1985)
- [16] G. Franke, *Cello-note D-35* (1985), nicht publ.
- [17] W. de Boer, *Cello-note M-159* (1985)

- [18] H. Randoll, *KfK Report 3569* (1983)
- [19] H. Müller, *unveröffentlicher Bericht* (1986)

- [20] JADE Coll., W.Bartel et al, *Z. Phys. C* 21, 37 (1983)
- [21] MARK II Coll., *Phys. Rev. Lett.* 55, 1954 (1985)



AUTORENLISTE DER CELLO - KOLLABORATION

H.-J. Behrend, L. Criegee, J.B. Dainton¹, J.H. Field², G. Franke,
H. Jung, J. Meyer, V. Schröder, G.G. Winter
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, W. Brehm, M. Feindt, H. Fenner, J. Harjes, J.H. Pe-
ters, O. Podobrin, H. Spitzer
II. Institut für Experimentalphysik, Universität Hamburg, Deutschland

W.-D. Apel, J. Engler, G. Flügge³, D.C. Fries, J. Fuster⁴, P. Gabriel,
K. Gamedinger⁵, P. Grosse-Wiesmann⁶, U. Hädinger, M. Hahn, J. Hansmeyer,
J. Knapp, H. Küster⁷, H. Müller, K.H. Ranitzsch, H. Schneider, R. Seu-
fert, J. Wolf
Kernforschungszentrum und Universität Karlsruhe, Deutschland

W. de Boer⁸, G. Buschhorn, G. Grindhammer, B. Gunderson, C. Kiesling⁹,
R. Kotthaus, H. Kroha, D. Lüers, H. Oberlack, P. Schacht, S. Scholz,
G. Shooshtari, W. Wiedenmann
**Max - Planck - Institut für Physik und Astrophysik, München, Deutsch-
land**

M. Davier, J.F. Grivaz, J. Haissinski, P. Janot, V. Journe, Kim. D.W.,
F. le Diberder, J.-J. Veillet
Laboratoire de l'Accelérateur Lineaire, Orsay, Frankreich

K. Blohm, R. George, M. Goldberg, O. Hammon, F. Kapusta, L. Poggioli,
M. Rivoal
**Laboratoire de Physique Nucleaire et Hautes Energies, Universite de Pa-
ris, Frankreich**

G. d'Agostini, F. Ferrarotto, M. Iacovacci, B. Stella
University of Rome and INFN, Italien

G. Cozzika, Y. Ducros

Centre d'Etudes Nucleaires, Saclay, Frankreich

G. Alexander, A. Beck, G. Bella, J. Grunhaus, A. Levy, C. Milstene

Tel Aviv University, Israel

¹ ständige Adresse : University of Liverpool, Großbritannien

² jetzt an der Universite de Geneve, Schweiz

³ jetzt am III. Physikalischen Institut der RWTH Aachen

⁴ jetzt am Instituto de Fisica Corpuscular, Universidad de Valencia, Spanien

⁵ jetzt am MPI, München

⁶ jetzt am Stanford Linear Accelerator Center, USA

⁷ jetzt am DESY, Hamburg

⁸ jetzt am Stanford Linear Accelerator Center, USA

⁸ jetzt am Lawrence Berkeley Laboratory, USA

⁹ Heisenberg Stipendiat der Deutschen Forschungsgemeinschaft