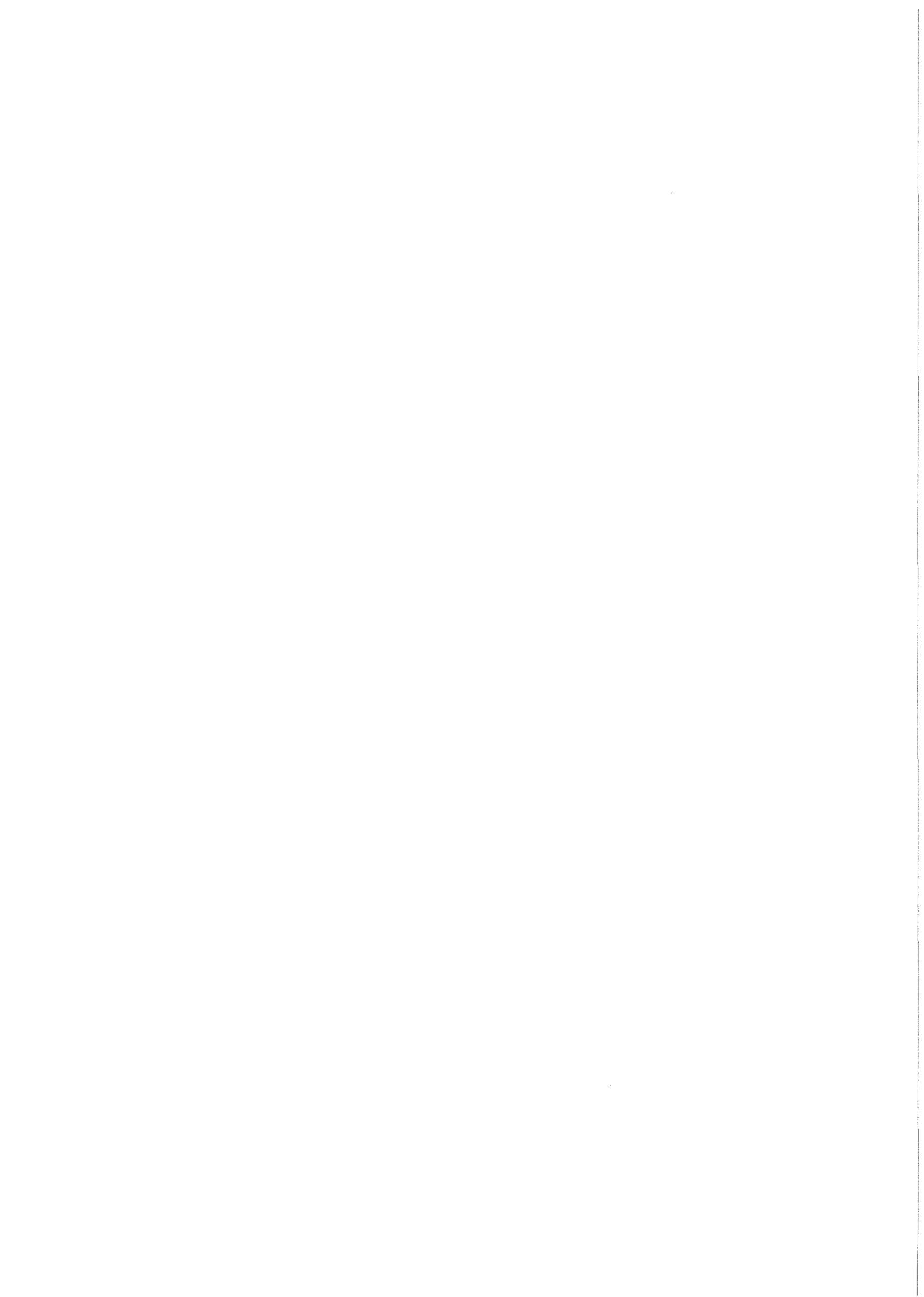


KfK 4421  
September 1988

**Bestimmung der  
Kopplungskonstante  $\alpha_s$  mit  
Energiekorrelationen in  
multihadronischen Ereignissen**

**K. Gamberdinger  
Institut für Kernphysik**

**Kernforschungszentrum Karlsruhe**

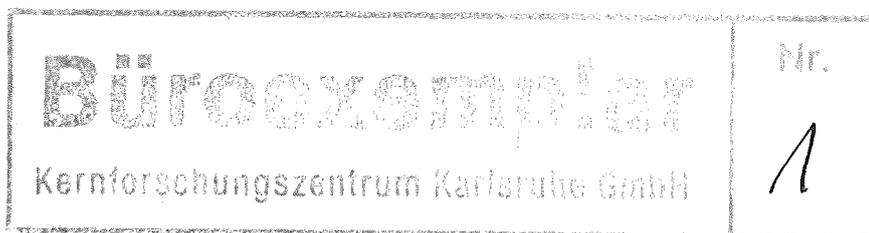


KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE  
Institut für Kernphysik

KfK 4421

Bestimmung der Kopplungskonstante  $\alpha_s$  mit Energiekorrelationen  
in multihadronischen Ereignissen

Klaus Gamberdinger



Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

von der Fakultät für Physik der Universität Karlsruhe  
genehmigte Dissertation

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

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH  
Postfach 3640, 7500 Karlsruhe 1

ISSN 0303-4003

## ZUSAMMENFASSUNG

### Bestimmung der Kopplungskonstante $\alpha_s$ mit Energiekorrelationen in multihadronischen Ereignissen

Multihadronische Ereignisse, genommen mit dem Detektor CELLO am Speicherring PETRA bei Schwerpunktsenergien von 14 bis 46 GeV wurden analysiert. Aus der Asymmetrie der Energiekorrelationen (AEEC) und dem planaren Teil der Tripel-Energiekorrelationen (PTEC) wurde die Kopplungskonstante  $\alpha_s$  der Quantenchromodynamik (QCD) bestimmt. Dies geschah im Rahmen der Störungstheorie 2. Ordnung und der Fragmentation nach dem String-Modell, das die Daten gut beschreiben kann. Systematische Unsicherheiten in der Berechnung der Wirkungsquerschnitte, der Korrektur der Daten und der Wahl des Fragmentationsmodells wurden untersucht. Die AEEC kann mit Modellen der unabhängig Fragmentation nur unzureichend beschrieben werden. Aus den Werten von  $\alpha_s$  bei verschiedenen Energien erhält man für  $\Lambda_{\overline{MS}}$ , den Skalenparameter der QCD:

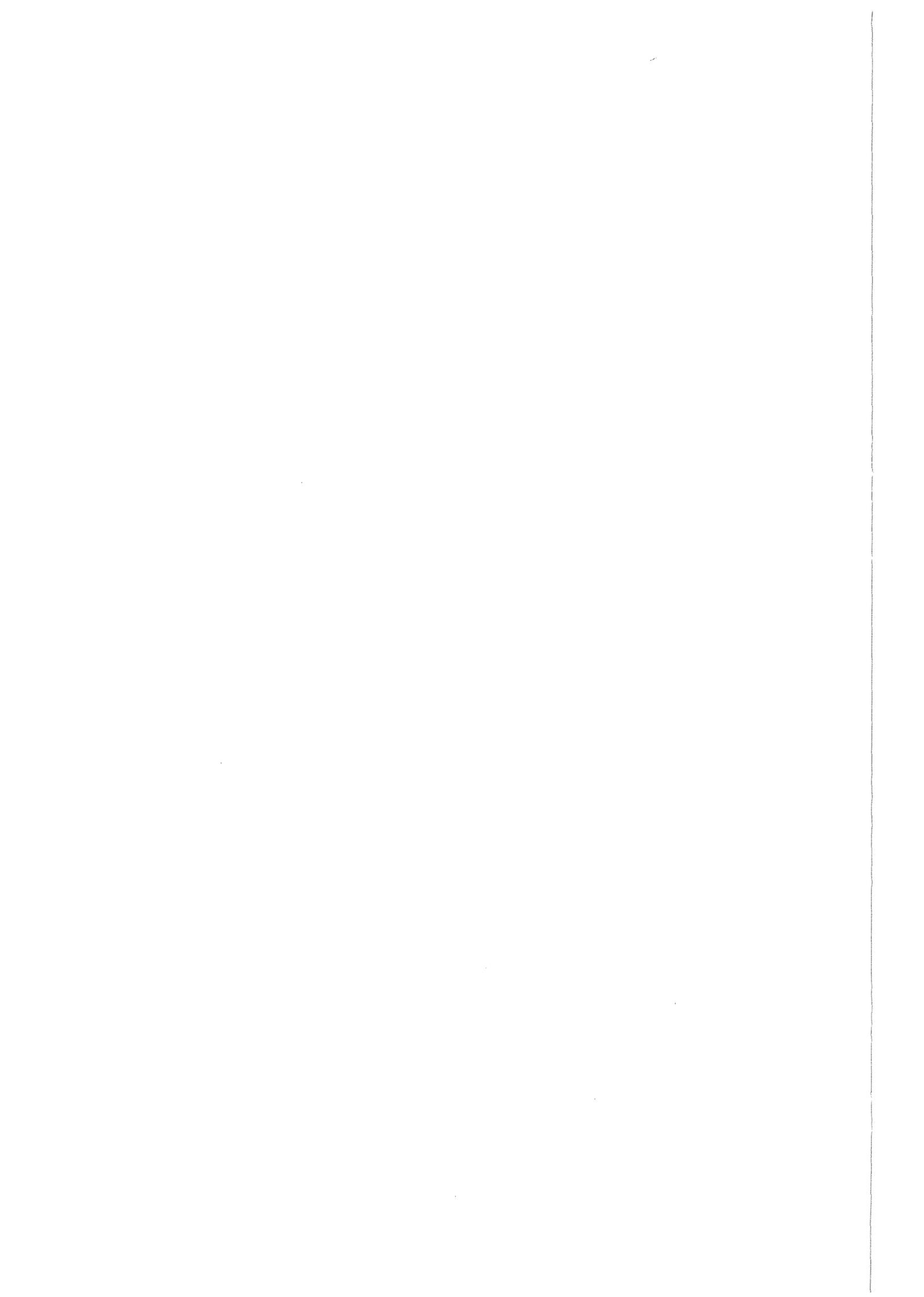
$$\begin{aligned}\Lambda_{\overline{MS}} &= 0.42 \pm 0.03 \pm 0.08 && \text{(AEEC)} \\ \Lambda_{\overline{MS}} &= 0.34 \pm 0.03 \pm 0.05 && \text{(PTEC)}\end{aligned}$$

## ABSTRACT

### Determination of the coupling constant $\alpha_s$ with energy correlations in multihadronic events

Multihadronic events, taken with the detector CELLO at the storage ring PETRA at center-of-mass energies from 14 to 46 GeV have been analyzed. The coupling constant  $\alpha_s$  of quantum chromodynamics (QCD) has been determined from the asymmetry of the energy-energy correlations (AEEC) and the planar part of the triple energy correlation (PTEC). Results of perturbation theory in 2nd order together with string fragmentation have been used, which were able to reproduce the data well. Systematic uncertainties from different calculations of the 3-jet cross section, correction of the data and choice of the fragmentation model have been studied. The AEEC cannot reasonably be described by models of independent fragmentation. From the values of  $\alpha_s$  at different energies one determines  $\Lambda_{\overline{MS}}$ , the scale parameter of QCD:

$$\begin{aligned}\Lambda_{\overline{MS}} &= 0.42 \pm 0.03 \pm 0.08 && \text{(AEEC)} \\ \Lambda_{\overline{MS}} &= 0.34 \pm 0.03 \pm 0.05 && \text{(PTEC)}\end{aligned}$$



## INHALTSVERZEICHNIS

<b>1. Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2. Theoretische Grundlagen</b>	<b>7</b>
2.1 Das Standardmodell	7
2.2 Quarks und QCD	11
2.2.1 Historische Entwicklung des Quark-Partonmodells	11
2.2.2 Grundlagen der QCD	13
2.2.3 Die Renormierung	16
2.2.4 Die laufende Kopplungskonstante $\alpha_s$	20
2.3 Multihadronische Ereignisse in der $e^+e^-$ Annihilation	21
2.3.1 Quarkpaarerzeugung in der QED	22
2.3.2 Mehrjet-Ereignisse in der QCD Störungsrechnung	23
2.3.2.1 Störungsrechnung in bestimmter Ordnung	24
2.3.3 Montecarlo-Generator und Fragmentation	33
2.3.3.1 Die unabhängige Fragmentation	33
2.3.3.2 Die String-Fragmentation	35
2.3.4 Strahlungskorrekturen	39
2.4 Energiekorrelationen	40
2.4.1 Berechnung der Energiekorrelation in der QCD	45
2.4.2 Die Tripel-Energiekorrelation	45
2.4.3 Eigenschaften der AEEC und PTEC	48
<b>3. Das Experiment</b>	<b>55</b>
3.1 Der $e^+e^-$ Speicherring PETRA	55
3.2 Der Detektor CELLO	58
3.2.1 Der Innendetektor	61
3.2.2 Das Kalorimeter	64
3.2.3 Der Trigger	67
3.2.3.1 Der Spurtrigger auf geladene Teilchen	69
3.2.3.2 Der Kalorimeter-Trigger	70
3.2.3.3 Trigger auf multihadronische Ereignisse	71
3.2.4 Die Datennahme	72
3.3 Die Verarbeitung der Messdaten	74
3.3.1 Die Reduktion des Untergrundes	74
3.3.2 Die Rekonstruktion der Rohdaten	76
3.4 Die Montecarlo-Simulation	78

4. Die Selektion der multihadronischen Ereignisse . . . . .	81
5. Messung und Korrektur der Energiekorrelation . . . . .	89
5.1 Test des statistischen Fehlers . . . . .	95
5.2 Korrigierte Daten . . . . .	97
6. Messung und Korrektur der Tripel-Energiekorrelation . . . . .	107
7. Bestimmung von $\alpha_s$ und $\Lambda_{\overline{MS}}$ . . . . .	109
7.1 Bestimmung von $\alpha_s$ mit der String-Fragmentation . . . . .	110
7.1.1 Systematische Fehler der Korrektur der Daten . . . . .	111
7.1.2 Systematische Fehler durch die Wahl der MC-Parameter . . . . .	113
7.2 Diskussion der Ergebnisse und Bestimmung von $\Lambda_{\overline{MS}}$ . . . . .	115
7.3 Unabhängige Fragmentation . . . . .	117
8. Zusammenfassung und Ausblick . . . . .	121
Abbildungsverzeichnis . . . . .	123
Tabellenverzeichnis . . . . .	125
Literaturverzeichnis . . . . .	127

## 1. EINLEITUNG

Ein fundamentaler Gesichtspunkt der Physik ist der Aufbau der Natur aus elementaren, strukturlosen Teilchen, die auf verschiedene Weise miteinander wechselwirken, so daß daraus die makroskopische Welt entsteht. Die Weiterentwicklung dieses Weltbildes durch die Feldtheorie und die Quantenmechanik führte in diesem Jahrhundert auf die Quantenfeldtheorie (QFT). Die Quantenmechanik sagt aus, daß die mikroskopische Welt nur noch statistisch beschreibbar ist, z.B. sind Ort und Impuls eines Teilchens nicht gleichzeitig beliebig genau meßbar. Dies bewirkt in der QFT, daß das "leere" Vakuum, in dem sich die Felder ausbreiten, eine komplizierte Struktur bekommt: es ist angefüllt mit virtuellen Teilchen. Die Wechselwirkung wird in einer QFT durch die Forderung nach einer Eichsymmetrie eingeführt. Damit erhält man als Überträger der Wechselwirkung eine bestimmte Zahl an Vektorbosonen mit Spin 1. Die übrigen Teilchen sind Fermionen mit Spin  $1/2$ . Man kann sich vorstellen, daß die Bosonen zwischen den Fermionen ausgetauscht werden und so eine Wechselwirkung ergeben.

Alle dynamischen Eigenschaften einer QFT werden durch die Eichsymmetrie festgelegt. Die erste erfolgreiche Theorie dieser Art war die Quantenelektrodynamik (QED), bei der das Photon die geladenen Teilchen koppelt. Die zugehörigen Eichtransformationen bilden dabei die abelsche Gruppe  $U(1)$ . Das sind die Multiplikationen mit einer komplexen Zahl vom Betrag 1.

1954 zeigten Yang und Mills [1], daß auch Eichsymmetrien mit einer nicht-abelschen Gruppe verwendbar sind. Die wichtigste Konsequenz daraus ist, daß die Eichbosonen jetzt auch untereinander wechselwirken. Bei der schwachen Wechselwirkung mit der Eichgruppe  $SU(2)$  macht das wenig aus, weil die Eichbosonen sehr schwer sind und deswegen eine kurze Reichweite haben. Im Gegensatz dazu sind bei der starken Wechselwirkung, der Quantenchromodynamik<sup>1</sup> (QCD), mit der Eichgruppe  $SU(3)$  die Eichbosonen, die Gluonen genannt werden, masselos und ihre Selbstwechselwirkung wirkt sich wegen der unendlichen Reichweite voll aus.

<sup>1</sup> 'chromos' (gr.) = Farbe

Die Untersuchung dieser drei Wechselwirkungen und der Elementarteilchen selbst wurde möglich durch den Bau von Beschleunigern, die mit immer höheren Energien immer tiefere Strukturen der Materie erkennen ließen. Die Zahl der Elementarteilchen wuchs zeitweise stark an, bis eine neue Substruktur gefunden war, die die bis dahin elementaren Teilchen als zusammengesetzt erklärte. So wurde entdeckt, daß man die große Zahl der stark wechselwirkenden Teilchen (Hadronen) aus 2 oder 3 Quarks aufbauen konnte [2][3]. Bis heute wurden 5 verschiedene Quarks gefunden. Zwischen ihnen wechselwirken 8 Gluonen, die Eichbosonen der QCD. Zwischen den Hadronen, z.B. den Nukleonen im Atomkern, besteht nur eine sekundäre Wechselwirkung von kurzer Reichweite, nach Art der Van der Waals-Kräfte zwischen Molekülen. Es stellte sich heraus, daß Quarks und Gluonen offensichtlich nicht frei beobachtet werden können, sondern immer nur in gebundenen Zustände, den Hadronen, existieren. Dies bezeichnet man als "Confinement" (Einschluß) der Partonen (Quarks und Gluonen). Es sieht so aus, als ob die Kraft zwischen den Partonen mit dem Abstand so stark wächst, daß eine Trennung unmöglich ist. Andererseits sind die Quarks bei Wechselwirkungen mit hohen Viererimpulsüberträgen  $Q$  asymptotisch frei. Dies liegt daran, daß die Stärke der Wechselwirkung, die durch die Kopplungs-"konstante"  $\alpha_s$  gegeben ist, mit steigendem  $Q$  *kleiner* wird [6], eine Folge der nichtabelschen Eichgruppe  $SU(3)$ . Nur in diesem Bereich ist die Störungstheorie nach Potenzen von  $\alpha_s$  anwendbar und somit die QCD quantitativ überprüfbar. Der Bereich des Confinements mit  $\alpha_s > 1$  ist nur phänomenologisch beschreibbar.

Die Erzeugung von Quarks in der  $e^+e^-$ -Annihilation wurde zuerst 1975 am SLAC (Stanford Linear Accelerator Center) bei einer Schwerpunktsenergie von etwa 7 GeV beobachtet. Dabei sah man Ereignisse mit 2 gegenüberliegenden Bündeln (Jets) von hadronischen Teilchen [40]. Man interpretierte dies als die primäre Erzeugung eines Quark-Antiquark-Paares, daß dann in Hadronen fragmentiert. Bei PETRA am Deutschen Elektronen Synchrotron (DESY) in Hamburg sah man dann bei wesentlich höheren Energien auch Ereignisse mit 3 und 4 Jets. Diese entstehen durch die Abstrahlung harter Gluonen, die ebenfalls in Hadronen fragmentieren. Das Studium der QCD in der  $e^+e^-$ -Annihilation hat den Vorteil, daß der Anfangszustand keine Hadronen enthält, die aus mehreren gebundenen Quarks bestehen und so die Wechselwirkung sehr komplex machen. Störend ist aber auch hier die Fragmentation der entstandenen Partonen, die als Folge des Confinements auftritt. Die Erzeugung von bis zu 4 Partonen ist in der Störungstheorie in zweiter Ordnung  $\alpha_s$  berechnet worden. Die Wirkungsquerschnitte sind divergent für kleine invariante Massen zweier Partonen, da dort die Störungsrechnung ungültig wird. Man muß deshalb einen Ab-

schneide-Parameter einführen, der die Wirkungsquerschnitte endlich macht und den Bereich der Störungsrechnung definiert.

Die Fragmentation wird mit phänomenologischen Modellen beschrieben, es gibt dabei im wesentlichen zwei Ansätze:

- die unabhängige Fragmentation der Partonen
- das String-Modell, das die Partonen als zusammenhängendes System fragmentiert.

Die meisten Eigenschaften der Daten werden von beiden Modellen gut beschrieben, allerdings ist die unabhängige Fragmentation im Gegensatz zur String-Fragmentation nicht in der Lage, die räumliche Verteilung der Teilchen in 3-Jet Ereignissen richtig wiederzugeben.

Für den Fall kollinearier Partonen ist es möglich die Störungsrechnung in der sogenannten "leading log"-Näherung noch weiter in den Fragmentationsbereich auszudehnen. Man erhält dann eine Parton-Kaskade, die weit mehr als 4 Partonen enthalten kann. Darauf basierende Modelle sind ebenfalls in Lage die Daten gut zu beschreiben. Sie sind aber nicht verwendbar, um  $\alpha_s$  zu bestimmen, da die "leading-log"-Näherung den dafür wichtigen Teil des Wirkungsquerschnitts vernachlässigt.

Die Zahl der 3-Jets ist proportional zu  $\alpha_s$ , es hat sich aber herausgestellt, daß die Definition eines 3-Jets nicht eindeutig ist, sie hängt vom verwendeten Fragmentationsmodell ab, so daß  $\alpha_s$  große systematische Fehler bekommt. Es gibt aber noch weitere Quellen systematischer Fehler:

- der QCD-Wirkungsquerschnitt in  $O(\alpha_s^2)$
- die Wahl des Abschneideparameters im QCD-Wirkungsquerschnitt
- unbekannte Beiträge höherer Ordnung in  $\alpha_s$
- die Parameter des Fragmentationsmodells
- die Detektorkorrekturen

Diese Einflüsse sollen in dieser Arbeit, soweit möglich, studiert werden. Dabei wird  $\alpha_s$  mit energiegewichteten Winkelkorrelationen von Teilchen in multihadronischen Ereignissen bestimmt. Es zeigt sich, daß diese Größe günstige Eigenschaften hinsichtlich der systematischen Fehler von  $\alpha_s$  hat.

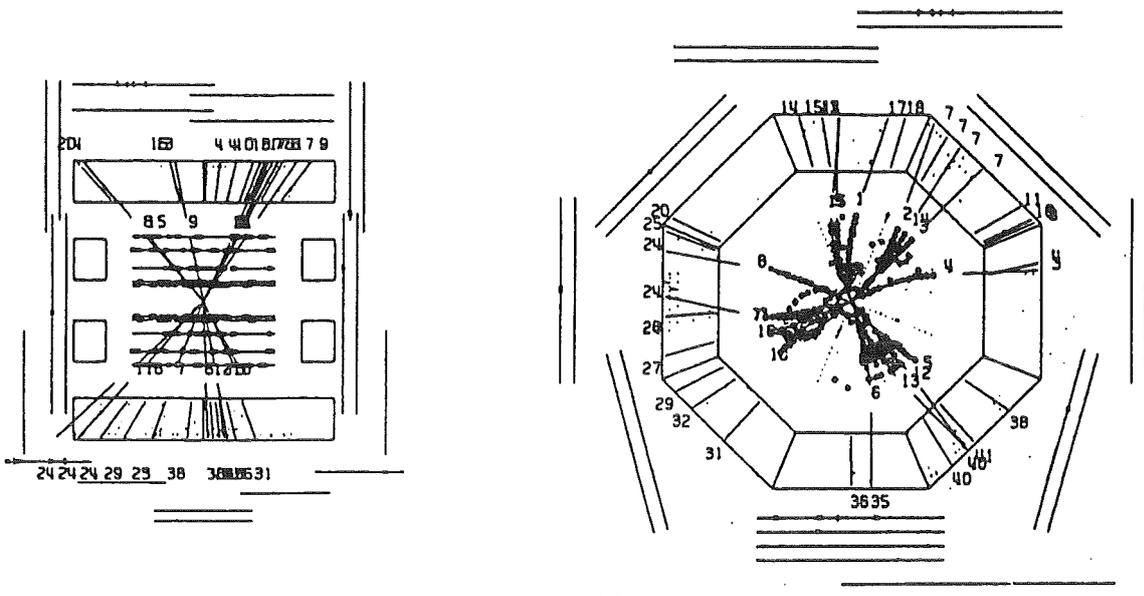
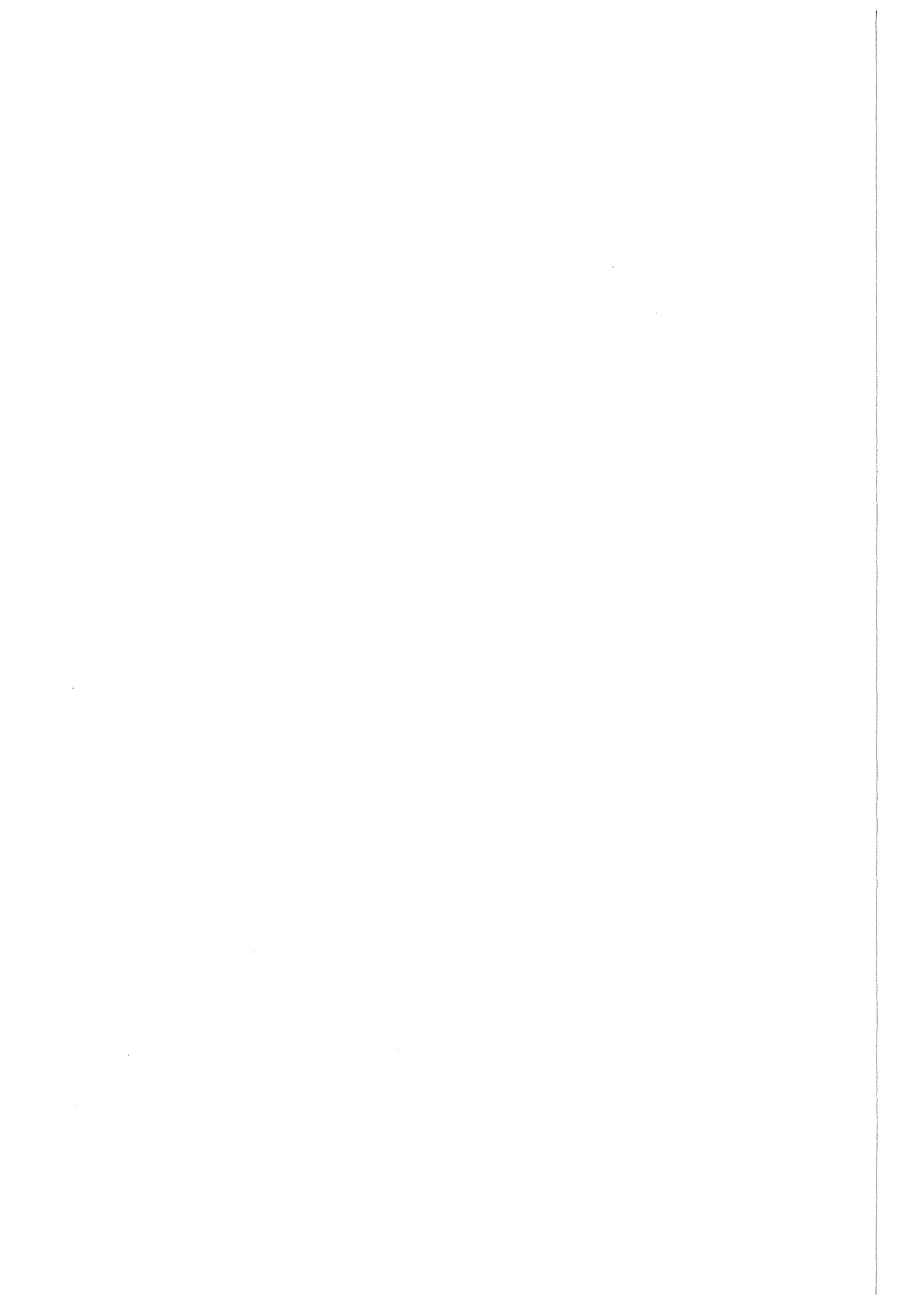


Abbildung 1. Ein 3-Jet Ereignis im Detektor CELLO.

Die Daten wurden mit dem Detektor CELLO bei PETRA genommen. Die Schwerpunktsenergie lag im Bereich zwischen 14 und 46 GeV. Abbildung 1 zeigt ein Ereignis mit 3 Jets, wie es mit CELLO gemessen wurde. In der  $r\theta$ -Projektion kann man die 3 Jets deutlich erkennen. CELLO kann geladene und neutrale Teilchen in etwa 87 % des Raumwinkels mit guter Impuls- und Orts-Auflösung nachweisen. Die gemessenen Verteilungen werden mit Hilfe einer Montecarlo-Simulation auf Detektoreffekte und Strahlung im Anfangszustand korrigiert, um sie mit theoretischen Modellen direkt vergleichen zu können.

Das erste Kapitel befaßt sich mit den theoretischen Grundlagen, es behandelt das Standardmodell der Elementarteilchen, die QCD allgemein und ihre Anwendung auf die  $e^+e^-$  Annihilation. Dann folgt eine Darstellung des Montecarlo-Generators und der Fragmentationsmodelle und schließlich werden die Energiekorrelationen und ihre Eigenschaften beschrieben. Das nächste Kapitel ist dem Experiment gewidmet. Darauf folgt die Auswertung der Daten, zunächst die Beschreibung der Multihadron-Selektion, dann die Messung und Korrektur der Energiekorrelationen. Darauf folgt die Bestimmung von  $\alpha_s$  mit der Diskussion der systematischen Fehler. Ein weiteres Kapitel befasst sich mit der Frage, inwieweit es möglich ist die Energiekorrelation mit den Modellen der unab-

hängigen Fragmentation zu beschreiben. Zum Schluß wird das Ergebnis dieser Arbeit noch mit anderen Bestimmungen von  $\alpha_s$  verglichen.



## 2. THEORETISCHE GRUNDLAGEN

Im folgenden wird zunächst eine kurze Einführung in die heutige Darstellung der Elementarteilchen gegeben und danach ein historischer Überblick über die Entstehung des Quark-Partonmodells. Daran schliesst sich eine nähere Untersuchung der Wechselwirkung der Quarks und Gluonen, der QCD, an. Im nächsten Kapitel wird die experimentelle Beobachtung der QCD an einem  $e^+e^-$  Speicherring diskutiert und damit auch verschiedene Fragmentationsmodelle und der Montecarlo-Generator. Schließlich werden die Energiekorrelationen, ihre Berechnung in der QCD und ihre Eigenschaften behandelt.

### 2.1 DAS STANDARDMODELL

Die Grundlage dieser Arbeit über einen Aspekt der Physik der elementaren Bausteine der Materie bildet das sogenannte *Standardmodell* der Elementarteilchen. Dabei wird versucht die Teilchen und ihre Wechselwirkungen nach Symmetrieprinzipien zu ordnen und eine einheitliche Theorie aller Phänomene aufzustellen. Das Standardmodell gibt eine gute Beschreibung der derzeitigen experimentellen Fakten, ist aber theoretisch unbefriedigend, weil zuviele Parameter nicht erklärt, sondern vom Experiment übernommen werden. Dazu zählen die Teilchenmassen, die Quantelung der elektrischen Ladung, die Größe der Kopplungskonstanten. Für weitergehende Theorien gibt es bis jetzt aber noch keine experimentellen Hinweise. Der nun folgende, kurze Überblick kann z.B. durch die beiden Lehrbücher [68] und [69] vertieft werden.

Nach dem Standardmodell ist die Natur aus elementaren Bausteinen aufgebaut, die miteinander in Wechselwirkung treten. Die Quantenfeldtheorie (QFT) beschreibt die Bausteine und ihre Wechselwirkungen mit einem gemeinsamen Modell, dem *Elementar-Teilchen*, das aber genauso gut als Welle aufgefaßt werden kann. Dies folgt aus dem allgemeinen Teilchen-Welle Dualismus der Quantentheorie. Die Wechselwirkungen werden in der QFT aus der Invarianz der zugrundeliegenden Lagrange-Funktion bezüglich einer Symmetrietransformation hergeleitet.

Sowohl die elementare Struktur als auch die Symmetrie der Natur waren bereits zentrale Punkte der griechischen Philosophie, ihre Vereinigung in der QFT ist eines der erfolgreichsten Konzepte in der modernen Physik, um eine einheitliche Theorie der Elementarteilchen aufzustellen.

Bis heute sind vier verschiedene Wechselwirkungen bekannt, die starke, schwache, die elektromagnetische und die Gravitation. Ihre Stärke überdeckt einen Bereich von etwa 40 (!) Größenordnungen und ihre Eigenschaften sind so verschieden, daß der Versuch, sie durch ein gemeinsames Modell zu beschreiben, unmöglich anmutet. Der historisch erste Schritt dazu war die Vereinigung von Elektrizität und Magnetismus durch C. Maxwell im 19. Jahrhundert. Anfang dieses Jahrhunderts wurde dann mit der Radioaktivität die schwache und starke Wechselwirkung entdeckt und später mit der Quantenmechanik eine Beschreibung dieser Phänomene versucht. Schliesslich entstand 1967 durch die Arbeiten von Glashow, Salam und Weinberg [7] eine Theorie zur Vereinigung der schwachen und elektromagnetischen Wechselwirkung, die die Basis des Standardmodells bildet. Grundlegend für diesen Erfolg war die Verwendung von Yang-Mills-Eichtheorien [1]. Damit bezeichnet man Feldtheorien, bei denen die Wechselwirkung über eine lokale, *nichtabelsche* Eichtransformation eingeführt wird. Diese Eichtransformationen bilden jeweils einer bestimmte Symmetriegruppe, deren Eigenschaften die Wechselwirkung kennzeichnen. Charakteristisch für diese Eichtheorien ist, daß die Wechselwirkung durch Eichbosonen bewirkt wird, die zwischen Fermionen ausgetauscht werden. Dieser Teilchenaustausch ist eine Eigenschaft einer quantenmechanischen Feldtheorie, die klassisch nicht existiert. Nach der Heisenbergschen Unschärferelation kann für kurze Zeiten der Energieerhaltungssatz vernachlässigt werden, wodurch virtuelle Teilchen ausgetauscht werden können. Andererseits können aber auch virtuelle Teilchen-Antiteilchen Paare aus dem "nichts" (Vakuum) erzeugt werden, was bei Berechnungen zunächst große Schwierigkeiten machte. Es entstanden Divergenzen, die erst durch den Prozess der Renormierung (siehe "Die Renormierung" auf Seite 16) beseitigt werden konnten.

Tabelle 1 zeigt die Elementarteilchen des Standardmodells im Überblick. Die Fermionen teilt man in zwei Gruppen ein, die Quarks und die Leptonen. Die Quarks haben Drittelladungen und nehmen an allen Wechselwirkungen teil. Bis

Fermionen (Materieteilchen)					
	Teilchen			Ladung	
Quarks	u	c	t(?)	+1/3	Farbtripletts der $SU(3)_c$
	d	s	b	-2/3	
Leptonen	$\nu_e$	$\nu_\mu$	$\nu_\tau$	0	
	$e^-$	$\mu^-$	$\tau^-$	-1	
Eichbosonen (Austauschteilchen)					
Gluonen	$g_i$ (i=1..8)			0	Farboktett der $SU(3)_c$
Photon	$\gamma$			0	Singlett der $U(1)$
Vektorbosonen (schwache WW)	$W^+$	$W^-$	$Z^0$	+/-1,0	Tripletts der $SU(2)$

Tabelle 1. Die Elementarteilchen des Standardmodells

jetzt sind 5 Quark-Flavour<sup>2</sup> experimentell bestätigt worden. Das t-Quark ist bisher noch nicht sicher nachgewiesen worden, wird aber aus Symmetriegründen erwartet. Ein anderes, für die Theorie wichtiges Teilchen, das Higgs, ein Skalar mit Spin 0, ist bis jetzt noch nicht entdeckt worden. Das Standardmodell macht keine Vorhersage über seine Masse.

<sup>2</sup> Flavour (engl.) = Geruch, Geschmack: damit bezeichnet man die verschiedenen Quarksorten (u,d,s,b,c)

Die Leptonen haben ganzzahlige Ladungen und wechselwirken nur schwach und elektromagnetisch.

Die Massen der Fermionen in Tabelle 1 nehmen von links nach rechts zu, wobei allerdings für die Massen der Neutrinos bis heute nur obere Massenschranken existieren. Das Standardmodell macht keine Vorhersage über die Größe dieser Massen. Die vier untereinanderstehenden Teilchen bilden jeweils eine Familie, von denen bis jetzt drei bekannt sind, es können aber noch weitere (mit höherer Masse) existieren.

Die 4 bekannten Wechselwirkungen haben folgende Eigenschaften:

Die **Gravitation** wirkt zwischen allen Teilchen und ist nur von deren totaler Energie ( $\sim$  Masse) abhängig. Sie wirkt also auch auf masselose Teilchen, die sich bewegen, was von der Energie-Masse Äquivalenz der allgemeinen Relativitätstheorie herrührt. Ihre Reichweite ist unendlich. Die Gravitation kann man aber bei den hier betrachteten Energien total vernachlässigen, erst bei sehr hohen Energien von  $10^{19}$  GeV (der "Planck-Masse") und entsprechend kurzen Abständen ist sie stark genug, so daß die Struktur von Raum und Zeit durch Quanteneffekte beeinflusst wird.

Die **elektromagnetische** Wechselwirkung besteht zwischen allen geladenen Teilchen und ist proportional zur Ladung. Sie wird durch das masselose, selbst nicht geladene Photon vermittelt. Die Reichweite ist ebenfalls unendlich. Der Typ (Flavour) des Teilchens bleibt unverändert, alle multiplikativen Quantenzahlen bleiben erhalten. Die Quantenelektrodynamik (QED) liefert bis jetzt eine hervorragende Beschreibung der experimentellen Ergebnisse.

Die **schwache** Wechselwirkung besteht im Prinzip zwischen allen Teilchen, sie verletzt aber die Parität, d.h. sie wirkt nur auf linkshändige Teilchen, bei denen Spin- und Impulsvektor in die gleiche Richtung zeigen (bei Antiteilchen umgekehrt). Die Neutrinos, die nur bei der schwachen Wechselwirkung entstehen, kommen deshalb nur linkshändig in der Natur vor. Es gibt drei Eichbosonen,  $W^+$ ,  $W^-$  und  $Z^0$ , die alle sehr schwer sind (etwa 90 GeV). Die Wechselwirkung ist deshalb von kurzer Reichweite. Die zugehörige Eichtheorie SU(2) wurde mit der QED zur elektroschwachen Wechselwirkung mit der Eichgruppe SU(2)xU(1) vereinigt und im Experiment bestätigt.

Die geladenen W-Bosonen bewirken eine Kopplung der Teilchen in Tabelle 1 in vertikaler Richtung, also z.B. zwischen  $e$  und  $\nu_e$  oder zwischen u- und d-Quark, aber nicht zwischen  $e$  und u-Quark. Die Flavour ändert sich, aber aus einem Lepton kann kein Quark werden (und umgekehrt). Bei den Quarks kommt eine Komplikation hinzu. Die Zustände, die an der schwachen Wechselwirkung teilnehmen, sind Mischungen der Zustände, die an der starken Wechselwirkung teilnehmen. Die Mischung wird durch die Kobayashi-Maskawa Matrix ausgedrückt. Auf diese Weise kann ein s-Quark überhaupt zerfallen, nämlich in das leichtere u-Quark, das c-Quark ist wesentlich schwerer. Die W-Bosonen wechselwirken auch untereinander, was daher kommt, daß die SU(2) eine nichtabelsche Eichgruppe ist.

Das neutrale Z-Boson koppelt an die gleichen Teilchen wie das Photon, und zusätzlich an ungeladene Teilchen, wie die Neutrinos. Die Teilchen müssen aber, anders als beim Photon, linkshändig sein. Die Flavour bleibt erhalten (keine "flavour changing neutral currents").

Die **starke** Wechselwirkung koppelt Quarks und Gluonen, die verschiedene Farbladung tragen. Darauf wird ausführlich im nächsten Kapitel eingegangen.

## 2.2 QUARKS UND QCD

### 2.2.1 Historische Entwicklung des Quark-Partonmodells

Der Begriff "Quarks" entstand Anfang der 60er Jahre, als Gell-Mann und Ne'eman [2] versuchten, die große Menge der Teilchen, die an der starken Wechselwirkung teilnehmen (die Hadronen), in Gruppen mit gleichem Spin und Parität einzuordnen. Die Teilchen innerhalb einer Gruppe waren durch eine SU(3)-Symmetrie verknüpft. Verschiedene Gruppen entsprachen dabei verschiedenen Representationen der Symmetriegruppe. Für die Mesonen (ganzzahliger Spin) ergaben sich Singletts (1 Teilchen) und Oktetts (8 Teilchen), für die Baryonen (halbzahliger Spin) Singletts, Oktetts und Dekupletts.

Kurze Zeit später schlugen Gell-Mann und G. Zweig [3] drei hypothetische Teilchen vor, das up-, down- und strange-Quark, die die fundamentalen Bau-

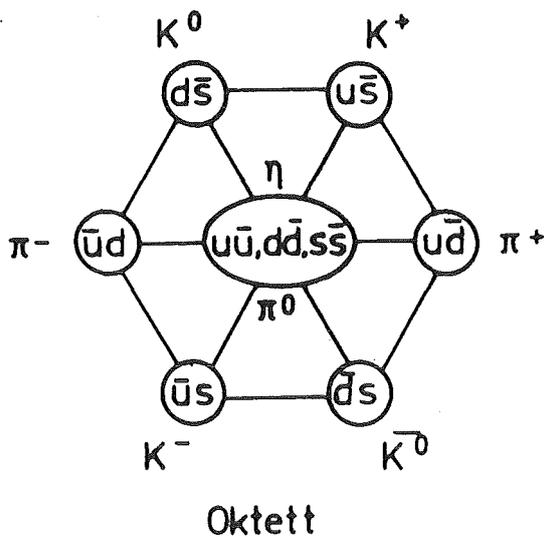
steine aller Hadronen sein sollten. Diese 3 Quarks bilden das fundamentale Triplet der SU(3). Die Mesonen sind demnach gebundene Zustände aus Quark-Antiquark, die Baryonen aus 3 Quarks. Auf Abbildung 2 ist das leichteste Mesonen-Oktett und Singlett mit Spin<sup>Parität</sup> =  $J^P = 0^-$  dargestellt. Die beiden Teilchen  $\eta$  und  $\eta'$  haben dieselben Quantenzahlen und treten deswegen in Wirklichkeit als eine Mischung der angegebenen Zustände auf.

Mit der Einführung der Quarks war die Zahl der Elementarteilchen wieder stark herabgesetzt, weil eine neue, tiefere Struktur gefunden worden war. Der wirkliche Nachweis dieser Struktur geschah aber erst 1968 am SLAC (Stanford Linear Accelerator Center), wo Elektronen von über 20 GeV an flüssigem Wasserstoff gestreut wurden. Bei der tiefinelastischen Streuung, bei der ein großer Anteil der Energie auf das Proton übertragen wird, wurde festgestellt, daß die Elektronen an punktförmigen Konstituenten des Protons gestreut wurden. Dabei trat das für die Streuung an einem strukturlosen (= punktförmigen) Teilchen typische "scaling" [4] auf; der Wirkungsquerschnitt war unabhängig vom quadrierten Viererimpulsübertrag auf das Proton. Die Konstituenten wurden von Feynman als *Partonen* [5] bezeichnet. Obwohl sich die Partonen bei der tiefinelastischen Streuung wie ungebundene Teilchen verhielten, war es aber andererseits nicht möglich sie aus dem Nukleonverband herauszulösen. Dieses widersprüchliche Verhalten konnte erst viel später im Rahmen der asymptotischen Freiheit der QCD verstanden werden.

Die Identität von Partonen und Quarks stellte sich dann durch die Bestimmung des Spins, der Ladung und der Anzahl der Partonen im Nukleon heraus. Dazu wurden auch Ergebnisse der Neutrino-Nukleon-Streuung benutzt, die den Vorteil haben, daß die Neutrinos nichts von der elektrischen Ladung des Nukleons spüren.

Man fand dabei auch, daß die Quarks zusammen nur etwa die Hälfte des gesamten Nukleonimpulses tragen, es mußte also noch weitere Teilchen im Nukleon geben, die nicht an der elektro-schwachen Wechselwirkung teilnehmen. Dies sind die Gluonen<sup>3</sup>, die Austauscheteilchen der starken Wechselwirkung. Diese etwas willkürlich eingeführten Teilchen bekommen einen Sinn, wenn man sie mit dem Konzept der *Farbladung* verbindet. Die Farbladung war postuliert worden, um für Baryonen, die aus 3 identischen Quarks bestehen, eine antisymmetrische

<sup>3</sup> Der Name "Gluon" kommt von "glue" (engl.) = Klebstoff



$$\pi^0 = (u\bar{u} - d\bar{d}) / \sqrt{2}$$

$$\eta = (u\bar{u} + d\bar{d} - 2s\bar{s}) / \sqrt{6}$$

$$\eta' = (u\bar{u} + d\bar{d} + s\bar{s}) / \sqrt{3}$$

Singlett

Abbildung 2. Das Mesonen-Oktett und Singlett mit  $J^P = 0^-$

Wellenfunktion zu erhalten, wie sie für Fermionen nötig ist. Danach erscheinen Quarks in 3 Farben, "rot", "blau" und "grün", die in Baryonen zusammen weiß ergeben. Antiquarks tragen Antifarben, so daß Mesonen ebenfalls "weiß" sind. "Weiß" bedeutet hier farblos, weil die Hadronen nicht in mehreren Zuständen mit verschiedenen Farben auftreten. Mit einer Ladung ist immer auch eine Wechselwirkung verknüpft und so wurde die QCD, die Eichtheorie der starken Wechselwirkung, postuliert [8].

### 2.2.2 Grundlagen der QCD

Die QCD ist ein Beispiel einer nichtabelschen Feldtheorie. Sie wird im Rahmen einer lokalen Eichtransformation der Symmetriegruppe  $SU(3)_c$ <sup>4</sup> eingeführt. Fordert man die Eichfreiheit der Lagrangefunktion der freien Quarks unter einer  $SU(3)_c$ -Transformation, so muß man ein zusätzliches Vektorfeld einführen, daß an die Quarks und auch an sich selbst koppelt. Dieses Vektorfeld

<sup>4</sup> Das 'c' steht für colour (engl.) = Farbe

identifiziert man mit den Gluonen, die eine Oktettrepräsentation der  $SU(3)_c$  darstellen. Diese Art eine Wechselwirkung einzuführen, wurde von der QED übernommen, der ersten erfolgreichen Eichtheorie.

Im Gegensatz zur  $U(1)$  der QED ist die  $SU(3)_c$  der QCD eine nichtabelsche Eichgruppe, was verantwortlich für die Unterschiede der beiden Wechselwirkung ist, die in Tabelle 2 gegenübergestellt sind. Die QCD ähnelt hierin eher der GSW-Theorie der schwachen Wechselwirkung.

Die Ladung der QCD ist die Farbe, die Quarks bilden jeweils ein Farbtuplett, die Antiquarks ein Anti-Farbtuplett, die Gluonen ein Farboktett. Man kann sich vorstellen, daß die Gluonen eine Kombination von Farbe-Antifarbe tragen. Von den 9 Möglichkeiten ist eine redundant, weil die Summe aller Farben "weiß" ergibt, also farbneutral ist.

Die Dynamik der QCD beruht auf der formalen Lagrangefunktion (z.B. [29]) (zur Definition der Größen siehe auch Tabelle 2 auf Seite 15):

$$L = - 1/4 F_{\mu\nu}^a(x) F_a^{\mu\nu}(x) + \sum_f \bar{q}_f(x) [i\gamma^\mu D_\mu - m_f] q_f(x) \quad (1)$$

$q_f(x), m_f$  Quarkfelder, Quarkmassen;  $f = u, d, s, c, b$

Hierbei wird über unten und obenstehende Indices automatisch summiert. Außerdem soll implizit über die drei Farben der Quarks summiert werden. Der linke Teil von L enthält nur die Gluonfelder und ist charakteristisch für eine Eichtheorie:

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

$A_\nu^a(x)$  Gluonfelder  
 $f_{abc}$  Strukturkonstanten der QCD  
 $g$  Kopplungskonstante der QCD ( $\alpha_s = g^2/4\pi$ )

Die nichtabelsche Eichgruppe bewirkt den 3. Term, der die Gluonselbstkopplung verursacht und in der QED fehlt. Der rechte Teil von L enthält die Quarkfelder, auf die die kovariante Ableitung wirkt:

$$D_\mu = \partial_\mu + 1/2 ig\lambda_a A_\mu^a$$

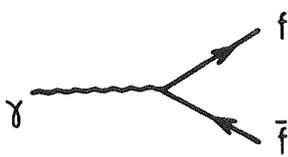
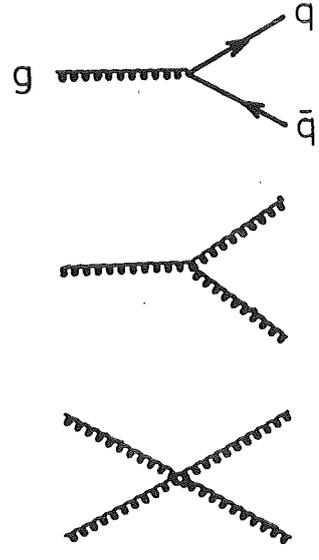
	QED	QCD
Teilchenfelder	geladenes Fermionfeld $\psi(x)$	Fermionfeld $\psi(x)_i$ mit Farbindex $i=1..3$
Eichgruppe	$U(1)$	$SU(3)_c$
Eichtransformation	$\psi \rightarrow \psi \cdot \exp(ie\phi)$	$\psi \rightarrow \psi \cdot \exp(ig/2 \cdot \lambda_a \theta_a)$ $\theta_a$ ist ein 8-Vektor
Generatoren	$\phi$ skalarer Drehwinkel	$\lambda_a$ Gell-Mann Matrizen (3x3) $[\lambda_a, \lambda_b] = 2if_{abc} \lambda_c$ (nichtabelsch)
Eichfelder	1 Photon: $A^\mu(x)$	8 Gluonen: $A^\mu_a(x)$ $a=1..8$
Fundamentale Vertices		

Tabelle 2. Gegenüberstellung der Eichtheorien QED und QCD

wodurch die Wechselwirkung zwischen Quarks und Gluonen entsteht. Dieser Term ist analog zur QED.

Die freien Parameter der Theorie sind die Kopplungskonstante und die Quarkmassen, die experimentell bestimmt werden müssen. Mit der Lagrangefunktion alleine kann man aber noch keinen Wirkungsquerschnitt berechnen, man benötigt eine Lösung der Bewegungsgleichungen. Dazu gibt es zwei in etwa komplementäre Methoden, die Störungstheorie und die Gittereichtheorie. Letztere beschränkt die Koordinaten von Raum und Zeit auf ein diskontinuierliches Gitter und ermöglicht eine Behandlung des Grenzfalles großer Abstände, wenn  $1/\alpha_s \rightarrow 0$  gilt. Dazu werden numerische Integrationen auf einem Computer durchgeführt, die bis jetzt aber noch nicht leistungsfähig genug sind, um wirkliche Vorhersagen zu machen.

In der Störungstheorie hingegen entwickelt man die Wechselwirkung nach Potenzen von  $\alpha_s$ . Man veranschaulicht dies durch die sogenannten *Feynman-Graphen*, die aus Elementen bestehen, die Ausdrücken zur Berechnung des Übergangsmatrixelementes zwischen zwei Zuständen entsprechen. Mit dem Matrixelement  $M$  kann dann die Übergangswahrscheinlichkeit  $\omega$  berechnet werden:

$$\omega = 4\pi^2/h |M|^2 \rho(E)$$

woraus sich dann der Wirkungsquerschnitt ergibt.  $\rho(E)$  bezeichnet die Zustandsdichte des Endzustands im Phasenraum.

Die Störungstheorie wurde in der QED sehr erfolgreich durchgeführt, da dort  $\alpha \approx 1/137 \ll 1$  gilt und deswegen die Reihe schnell konvergiert. Hingegen ist das  $\alpha_s$  der QCD wesentlich größer und hängt außerdem stark vom Impulsübertrag der Wechselwirkung ab (siehe "Die laufende Kopplungskonstante  $\alpha_s$ " auf Seite 19). Beim hier betrachteten Energiebereich gilt  $\alpha_s \approx 0.15$ , was bedingt, daß die Konvergenz der Störungsreihe überprüft werden muß, indem mindestens die zweite Ordnung berechnet wird. Bei kleinen Impulsüberträgen oder großen Abständen bricht die Störungstheorie zusammen, der Bereich des "Confinements" beginnt, die Quarks sind stark aneinander gebunden.

### 2.2.3 Die Renormierung

Einer der entscheidenden Unterschiede zwischen einer klassischen und einer quantenmechanischen Feldtheorie ist, daß das physikalische Vakuum eine komplizierte Struktur bekommt. Wegen der Unschärferelation  $\Delta E \cdot \Delta t \geq h/2\pi$  können

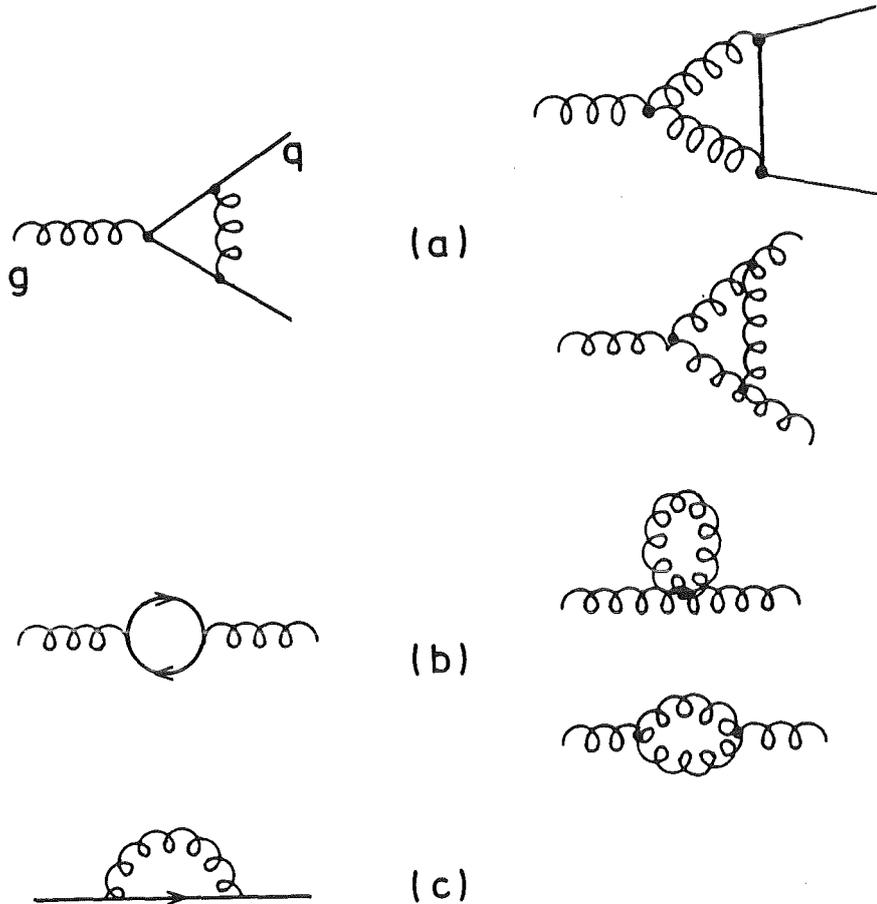


Abbildung 3. Renormierbare divergente Graphen der QCD:

- (a) Vertexkorrektur
- (b) Vakuumpolarisation
- (c) Selbstenergie eines Quarks

Die nichttabularen Graphen sind auf der rechten Seite

kurzzeitig virtuelle Teilchen-Antiteilchen Paare aus dem "nichts" entstehen, was als *Vakuumpolarisation* bezeichnet wird. Dazu äquivalent werden nach  $\Delta p \cdot \Delta x \geq h/2\pi$  bei kleinen Abständen sehr große Impulse möglich. Dies führt bei der Störungsrechnung ab der 2. Ordnung zu Divergenzen, man muß den Impuls der virtuellen Teilchen auf ein Maximum begrenzen. Genaugenommen drückt sich darin aus, daß die Theorie nur bis zu einem bestimmten Abstand gültig ist. In der QCD (2. Ordnung) treten die Divergenzen bei folgenden Prozessen auf:

- Vertexkorrektur (Abbildung 3a)

- Vakuumpolarisation (Abbildung 3b)
- Selbstenergie (Abbildung 3c)

Jedesmal tritt eine innere Schleife - ein virtuelles Teilchen - auf, wobei über den Schleifenimpuls integriert werden muß. Dieses Integral ist logarithmisch divergent. Es wurden verschiedene Verfahren der *Renormierung* entwickelt, die diese Divergenzen beseitigt (z.B. Duke und Roberts [9] geben eine Übersicht der wichtigsten Verfahren). Meistens wird das "modified minimal subtraction"-Schema (MS) [14][15] benutzt, das die Rechnung am einfachsten macht.

Die divergenten Terme werden zunächst identifiziert, dies bezeichnet man als *Regularisierung*, und dann den nicht beobachtbaren, "nackten" Größen zugeschlagen, so daß die effektiven physikalisch messbaren Größen endlich werden. Ein Beispiel dafür ist die effektive Kopplungskonstante  $\alpha_s$  der QCD. Die einfache Kopplung über einen fundamentalen Vertex (siehe Tabelle 2 auf Seite 15) ohne innere Schleifen ist nicht beobachtbar, weil bei einer effektiven Wechselwirkung immer auch die Korrekturen aus Abbildung 3 zu berücksichtigen sind. Der divergente Anteil dieser Korrekturen wird in die "nackte" Kopplung integriert, während die reale, renormierte Kopplung einen endlichen Wert erhält.

Die Renormierbarkeit einer Theorie ist keineswegs selbstverständlich, denn die Beseitigung der Divergenzen muß für jede höhere Ordnung der Störungstheorie neu gezeigt werden. Die Theorie ist dann renormierbar, wenn alle Divergenzen durch eine Neudefinition der Größen, die die Theorie definieren, absorbiert werden können. Dies wurde für die nichtabelschen Eichtheorien wie die QCD von t'Hooft [10] gezeigt, und machte die Anwendung der Störungstheorie erst möglich.

Die Beseitigung der Divergenzen ist nicht klar definiert, man muß Bedingungen einführen, um die Renormierung festzulegen. Einer dieser Bedingungen ist der Skalenparameter  $\mu$  mit der Dimension einer Masse. Man kann ihn als eine obere Grenze der Impulse in inneren Schleifen verstehen. Dieser Parameter hat keine physikalische Bedeutung, er dient lediglich dazu, die Störungstheorie endlich zu machen. Dies gilt aber nur, wenn man über alle Ordnungen summiert. In endlicher Ordnung hängt das Ergebnis aber sowohl vom Renormierungsverfahren, als auch von dem Skalenparameter  $\mu$  ab. Insbesondere hängt die effektive Kopplungskonstante  $\alpha_s$  von der Skala  $\mu$  ab. Änderungen von  $\mu$  sollten bei der Berechnung von physikalischen Observablen keine Rolle spielen, alle von  $\mu$  abhängigen renormierten Größen müssen sich dazu auf einen bestimmten

Weise transformieren. Diese Transformationen bilden die Renormierungsgruppe und für die Kopplung  $a = \alpha_s/\pi$  ergibt sich folgende Renormierungsgruppen-gleichung (RGE) [11]:

$$\mu \partial a / \partial \mu = \beta(a) = -ba^2 (1 + ca + c_2 a^2 + \dots)$$

$$b = (33 - 2N_f)/6 \quad [6]$$

$$c = (153 - 19N_f)/2(33 - 2N_f) \quad [12]$$

$N_f$  = Zahl der verschiedenen Quarkflavour

Der Koeffizient  $b$  ergibt aus der Aufsummierung von unendlich vielen Schleifen wie auf Abbildung 3b in der "leading log"-Approximation. Dies bezeichnet man als die Ein-Schleifen-Näherung. Entsprechend ergibt sich der Koeffizient  $c$  aus der Zwei-Schleifen-Näherung, wo einmal ineinander verschachtelte Schleifen vorkommen, die von  $O(\alpha_s^2)$  sind. Die Koeffizienten  $b$  und  $c$  sind unabhängig vom Renormierungsschema, erst  $c_2$  und alle höheren hängen davon ab.

Am negativen Vorzeichen von  $b$  erkennt man die asymptotische Freiheit der QCD, die Kopplungskonstante wird kleiner, wenn  $\mu$  größer wird (falls  $N_f < 17$ ). Dies ist charakteristisch für eine nichtabelsche Eichtheorie, in der QED ist es umgekehrt. Die asymptotische Freiheit der QCD erklärt, warum sich die in den Hadronen fest gebundenen Quarks bei der tief inelastischen Streuung mit großem Impulsübertrag wie freie Teilchen verhalten. Der Impulsübertrag wird dabei mit der Skala  $\mu$  identifiziert. Man kann dies vereinfacht so verstehen: Ein einzelnes Quark polarisiert das Vakuum um sich herum durch virtuelle Quarks und Gluonen, wobei die Quarks die Ladung des zentralen Quarks abschirmen, während die Gluonen sie verstärken. Der Einfluß der Gluonen überwiegt, falls die Zahl der verschiedenen Quarkflavour  $N_f < 17$  ist, so daß die Quarkladung nach außen hin immer größer erscheint. Je tiefer ein anderes Teilchen, z.B. ein Elektron, in diese virtuelle "Farbwolke" eindringt, desto mehr erscheint das Quark wie ein freies Teilchen.

In der QED ist es anders, weil nur die abschirmende Wirkung virtueller  $e^+e^-$ -Paare vorhanden ist. Deswegen nimmt die Kopplung  $\alpha$  der QED bei kleinem Abstand zu. Dies wirkt sich aber im Gegensatz zur QCD kaum aus, weil  $\alpha$  (QED) sehr klein ist.

## 2.2.4 Die laufende Kopplungskonstante $\alpha_s$

Die Renormierungsgruppengleichung (RGE) kann man integrieren und nach  $\alpha_s$  auflösen. Wenn man nur den 1. Term berücksichtigt, so erhält man:

$$\alpha_s(\mu^2) = 2\pi / (b \cdot \ln(\mu^2/\Lambda^2))$$

$\Lambda$  ist dabei die untere Integrationsgrenze des Integrals über  $\mu$ . Es ist so definiert, daß  $\alpha_s(\Lambda^2) = \infty$  gilt. Über die Skala  $\mu$  legt  $\Lambda$  die Kopplungskonstante  $\alpha_s$  fest und ist deswegen der einzige freie Parameter der QCD. Allerdings ist  $\Lambda$  vom Renormierungsverfahren abhängig.

Die Bedeutung der Skala  $\mu$  bei der Berechnung eines Wirkungsquerschnitts ist nicht klar definiert. Wie schon gesagt, hängt das Ergebnis der Störungsrechnung in endlicher Ordnung aber davon ab, weil sich jeweils eine andere Störungsreihe ergibt.

Aus obiger Gleichung ergibt sich, daß man mindestens bis zur 2. Ordnung in  $\alpha_s$  gehen muß, um die Skala  $\mu$ , und damit die Renormierung, festzulegen:

$$\partial\alpha_s/\partial\mu^2 = \alpha_s^2/(2b\pi)$$

Für die laufende Kopplung  $\alpha_s$  erhält man bei Berücksichtigung der ersten beiden Terme der RGE unter Vernachlässigung von Beiträgen der  $O(\alpha_s^3)$  [13]:

$$\alpha_s(\mu^2, \Lambda^2) = \frac{2\pi}{b \ln(\mu^2/\Lambda^2) + 2c \ln(\log(\mu^2/\Lambda^2))}$$

Diese Gleichung gilt nur für  $\alpha_s \ll 1$ . Es ist üblich die Skala  $\mu^2$  mit dem Impulsübertrag  $Q^2$  der Wechselwirkung gleichzusetzen, weil in der Störungsrechnung in höherer Ordnung Terme  $\sim \ln(Q^2/\mu^2)$  auftreten, die so verschwinden. In der  $e^+e^-$ -Annihilation wählt man normalerweise  $Q^2 = s$ . Als Renormierungsverfahren wird meistens das "modified minimal subtraction"-Schema benutzt, so daß  $\Lambda$  als  $\Lambda_{\overline{MS}}$  bezeichnet werden muß. Zur Vereinfachung wird dies im folgenden Teil der Arbeit immer impliziert, auch wenn nur einfach  $\Lambda$  benutzt wird. Abbildung 4 zeigt  $\alpha_s$  als Funktion von  $\Lambda$  und  $Q$ . Bei Schwerpunktsenergien über 30 GeV, wo sich die Hauptmenge der Daten befindet, ist  $\alpha_s$  relativ unempfindlich auf  $Q^2$ , so daß ein Nachweis des "Laufens" von  $\alpha_s$  sehr schwierig wird.

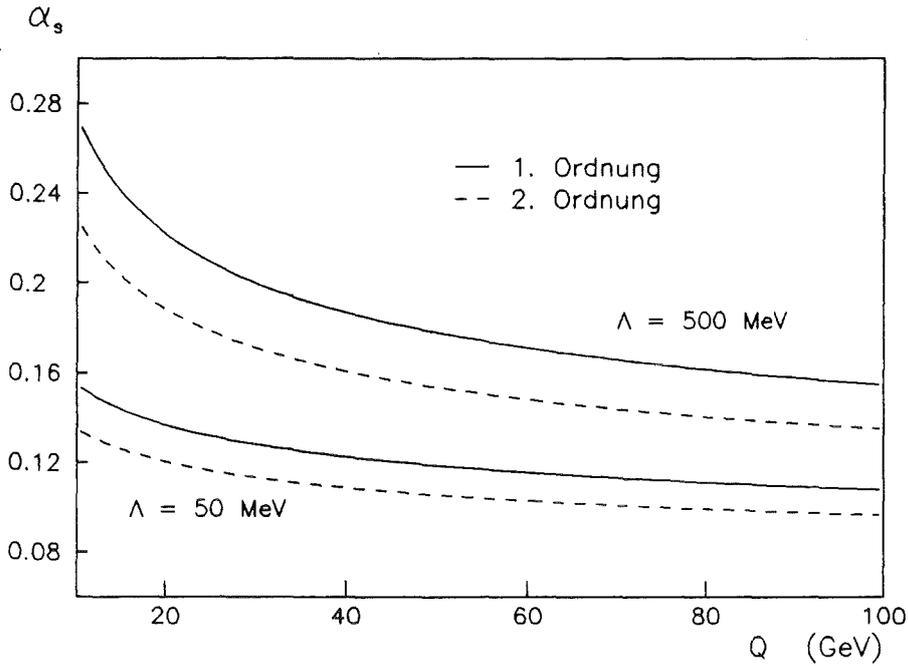


Abbildung 4.  $\alpha_s(Q^2, \Lambda^2)$  für zwei Werte von  $\Lambda$

### 2.3 MULTIHADRONISCHE EREIGNISSE IN DER $E^+E^-$ ANNIHILATION

Man kann die Entstehung der multihadronischen Ereignisse als einen Dreistufenprozess beschreiben: (1) die Erzeugung eines Quark-Antiquark-Paares, (2) die Abstrahlung harter, nichtkollinearere Gluonen und (3) die Fragmentation der Partonen (Quarks und Gluonen). Der erste Prozess ist in der QED, der zweite in der QCD jeweils störungstheoretisch berechenbar, während die Fragmentation, bei der die farbneutralen Hadronen gebildet werden, nur mit phänomenologischen Modellen beschreibbar ist. Diese Modelle sind nur in der Form von Montecarlo-Programmen verwirklicht. Deshalb werden die Wirkungsquerschnitte der ersten beiden Prozesse benutzt, um Montecarlo-Ereignisse zu erzeugen, die dann fragmentiert werden.

Alle drei Prozesse sind, so wie sie im folgenden beschrieben werden, in dem Montecarlo-Programm LUND 5.2 [65] implementiert, daß zur Analyse der Daten verwendet wurde.

### 2.3.1 Quarkpaarerzeugung in der QED

Quarks sind wie die Leptonen geladene Fermionen und können deshalb in der  $e^+e^-$ -Annihilation paarweise erzeugt werden (siehe Abbildung 5a).

Vernachlässigt man die Masse der Quarks (Terme  $\sim m^2/s$ ) so erhält man den Wirkungsquerschnitt:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{3}{16} \sigma_h (1 + \cos^2\theta); \quad \sigma_h = 3 \frac{4\pi\alpha^2}{3s} \sum_i (Q_i/e)^2$$

$\sigma_h$  = totaler Wirkungsquerschnitt in Hadronen  
 $s$  = Quadrat der Schwerpunktsenergie  
 $i$  = u, d, s, c, b

Der Faktor 3 in  $\sigma_h$  kommt von den drei möglichen Farben der Quarks und unterscheidet sie von den Leptonen. Mit dem totalen Wirkungsquerschnitt definiert man den sogenannten "R"-Wert:

$$R = \sigma_h / \sigma_0; \quad R = 3 \cdot \sum (Q_i/e)^2 \quad (\text{ohne Korrekturen})$$

wobei  $\sigma_0$  den QED-Wirkungsquerschnitt in 0. Ordnung für ein Müonpaar bezeichnet. R ist eine wichtige experimentelle Meßgröße, es ist proportional zur Anzahl der Farben der QCD und jedes Quark trägt entsprechend seinem Ladungsquadrat bei. R zeigt eine resonante Überhöhung in in der Nähe der Produktionsschwelle eines neuen Quarks, weil dort relativ langlebige Vektormesonen erzeugt werden. Auf diese Weise suchte man bei PETRA nach dem top-Quark, leider mit negativem Resultat. Außerdem wird R von Beiträgen aus der QCD (siehe nächstes Kapitel) und der schwachen Wechselwirkung modifiziert. Die Interferenz zwischen dem virtuellen  $\gamma$  und  $Z^0$  bewirkt wegen der Paritätsverletzung der schwachen Wechselwirkung eine Asymmetrie im Streuwinkel  $\theta$ , der  $Z^0$ -Austausch einen resonanten Anstieg von R, wenn  $\sqrt{s}$  in die Nähe der  $Z^0$ -Masse kommt.

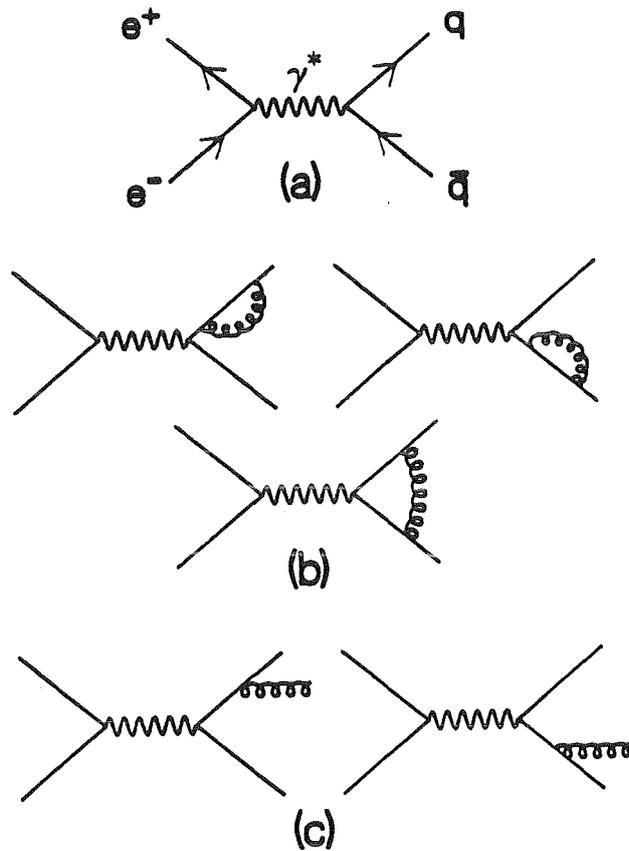


Abbildung 5. Feynmangraphen für  $e^+e^- \rightarrow qq(g)$ :  
(a) Quarkpaarerzeugung in der QED  
(b) virtuelle Korrekturen zu (a) in  $O(\alpha_s)$   
(c) 3-Jet Erzeugung in  $O(\alpha_s)$

### 2.3.2 Mehrjet-Ereignisse in der QCD Störungsrechnung

Die Erzeugung von Multihadronen mit 3 und mehr Jets ist auf der Ebene der QCD mit der Störungstheorie berechenbar. Dabei gibt es zwei komplementäre Verfahren, wie man die Störungsreihe aufsummieren kann:

1. Man berechnet alle Beiträge bis zu einer bestimmten Ordnung von  $\alpha_s$  exakt, d.h. die Feynmangraphen werden über den ganzen Phasenraum integriert ("fixed order").
2. Man summiert die führenden (logarithmischen) Terme über alle Ordnungen, d.h. bis  $O(\alpha_s^n)$ ,  $n \rightarrow \infty$  ("leading log").

Bei (1) vernachlässigt man höhere Ordnungen, die man wegen ihrer Komplexität nicht berechnen kann, da die Zahl der Graphen sehr stark anwächst. Es ist im allgemeinen unbekannt, wie groß die Beiträge höherer Ordnungen sind, deshalb ist es wichtig, daß  $\alpha_s$  klein ist und eine schnelle Konvergenz gewährleistet ist.

Bei (2) werden Teile des Phasenraums vernachlässigt, die nicht divergent sind, also nicht zu den führenden Termen beitragen. Dazu zählt z.B. die Abstrahlung harter Gluonen. Diese sind zur Bestimmung von  $\alpha_s$  aber sehr wichtig, da sie außerhalb des Fragmentationsbereichs der Quark-Jets liegen und darum die eindeutigsten 3-Jet Ereignisse bilden.

### 2.3.2.1 Störungsrechnung in bestimmter Ordnung

In 1. Ordnung QCD treten die Feynman-Graphen in Abbildung 5b,c auf. (b) bezeichnet virtuelle Korrekturen zu (a) und (c) führt zu Ereignissen mit 3 Jets, für die man folgenden Wirkungsquerschnitt [18] erhält. (für masselose Partonen):

$$\frac{d^2\sigma}{dx_1 dx_2} = \frac{2\alpha_s}{3\pi} \sigma_0 \frac{x_1^2 + x_2^2}{(1-x_1)(1-x_2)}, \quad 0 \leq x_1, x_2 \leq 1$$

wobei  $x_1$  und  $x_2$  die auf die Strahlenergie skalierten Impulse der Quarks sind. Für das Gluon gilt dann  $x_3 = 2 - x_1 - x_2$ . Bei infraroten ( $x_1$  und  $x_2 \rightarrow 1$ ) und kollinearen ( $x_1$  oder  $x_2 \rightarrow 1$ ) Gluonen treten Singularitäten auf, die die Grenzen der Störungstheorie aufzeigen. Die entsprechenden Ereignisse sind aber experimentell von einem 2-Jet nicht zu unterscheiden, weil die Jets durch die Fragmentation eine gewisse Breite haben, so daß ein weiches oder kollineares Gluon darin nicht aufgelöst werden kann. Es ist deswegen sinn-

voll, ein Auflösungskriterium anzugeben, daß den divergenten vom endlichen Bereich trennt und den Wirkungsquerschnitt für 3 Jets definiert. Der divergente Bereich wird der Fragmentation zugeschrieben.

Als Auflösungskriterium verwendet man z.B. die skalierte invariante Masse zwischen zwei Partonen (MM-Schema):

$$(p_i + p_j)^2 / s = Y > Y_{\min}$$

$p_i, p_j$  Vierervektoren zweier Partonen

Der Abschneideparameter  $Y_{\min}$  liegt im Bereich 0.01 ... 0.05, das entspricht bei  $\sqrt{s} = 35$  GeV einer invarianten Masse der Partonen von 3.5 bis 7.8 GeV. Alternativ kann man die Sterman-Weinberg-Parameter  $\epsilon$  und  $\delta$  [17] (SW-Schema) benutzen, mit folgenden Bedingungen:

skalierte Energie eines Partons  $x_i = E_i / \sqrt{s} > \epsilon$

Winkel zwischen zwei Partonen  $\theta_{i,j} > \delta$

$\epsilon$  und  $\delta$  liegen im Bereich 0.1 ... 0.3, bzw.  $20^\circ$  ...  $50^\circ$ . Die beiden Methoden ergeben verschiedene Resultate, z.B. ist die minimale Energie eines Partons beim MM-Schema vom Winkel abhängig und beim SW-Schema nicht. Die QCD kann keiner der beiden Methoden den Vorzug geben, weil sie über Jets keine Aussagen macht. Die Problem wäre nicht vorhanden, wenn man die Partonen experimentell direkt messen könnte, was aber durch das Confinement verhindert wird.

Aus den weiter oben und in "Die Renormierung" auf Seite 16 dargelegten Gründen genügt die 1. Ordnung nicht für eine genaue Bestimmung von  $\alpha_s$ . In der 2. Ordnung steigt die Anzahl der Graphen aber enorm an und erst vor kurzem gelang eine Berechnung der virtuellen Beiträge zu den 2-Jets [19] (siehe Abbildung 6).

Die Graphen, die 4 Jets entsprechen (Abbildung 7), wurden zuerst berechnet [20][21]. Sie sind am unproblematischsten, weil keine virtuellen Korrekturen vorkommen, sondern nur Born-Terme. Der dominante Beitrag (etwa 70 %) kommt von dem Diagramm mit dem Dreifach-Gluon Vertex, das in einer abelschen Theorie fehlt. Sein Nachweis wäre eine wichtige Bestätigung der QCD, aber bei PETRA reicht dazu die Menge der 4-Jets nicht aus, die nur etwa 4 % der Multihadronen ausmachen.

Alle Rechnungen in  $O(\alpha_s^2)$  sind übrigens nur für masselose Partonen möglich.

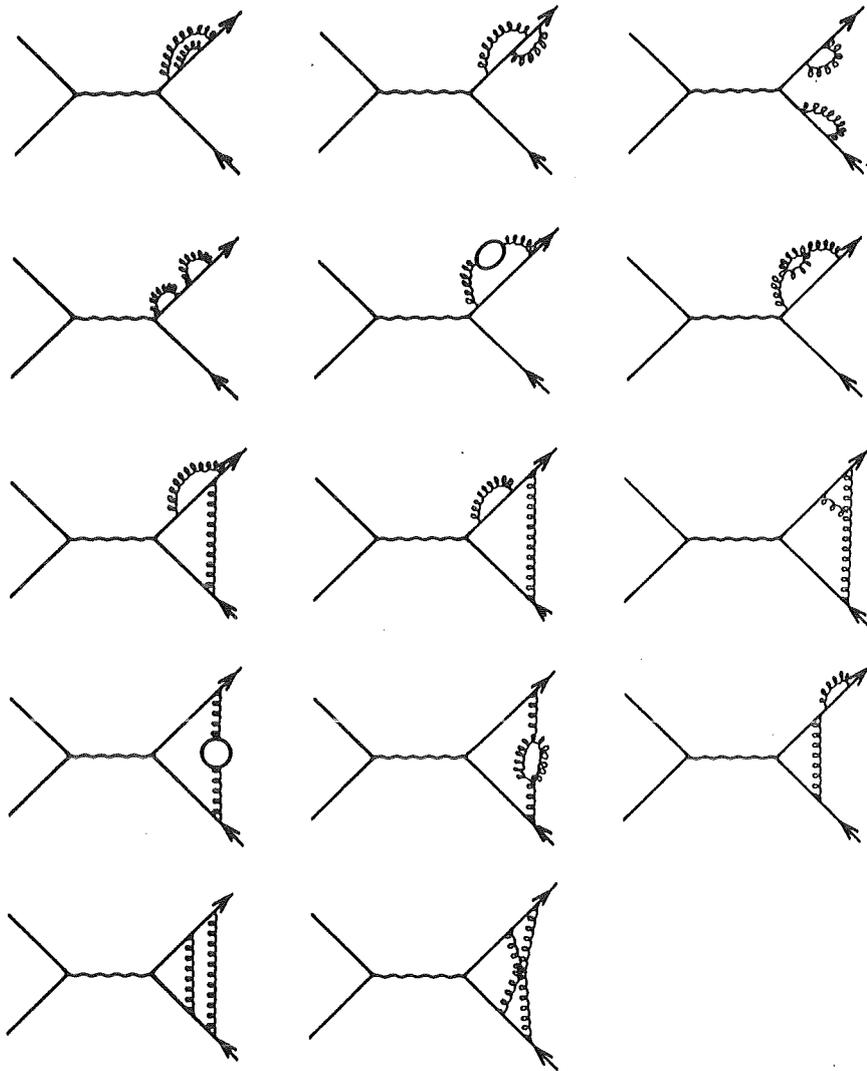


Abbildung 6. Virtuelle Korrekturen zu 2-Jets in  $O(\alpha_s^2)$

Die Beiträge zu den 3-Jets in 2. Ordnung bestehen aus zwei Teilen:

1. den virtuellen Korrekturen (Abbildung 8), die nötig sind, weil ihre Interferenz mit den 3-Parton Graphen in 1. Ordnung (Abbildung 5c), eine negative Divergenz ergibt, die sich mit der positiven Divergenz der 4-Parton Graphen im infraroten oder kollinearen Limit aufhebt.
2. dem Integral des 4-Parton Matrixelements über den Bereich, in dem ein Parton infrarot oder kollinear ist, wobei eines der oben erwähnten Schemen (MM oder SW) angewendet wird.

Der zweite Teil stellte sich für die Bestimmung von  $\alpha_s$  als kritisch heraus, weil man dabei auf prinzipielle Schwierigkeiten stieß, die sich auch in wi-

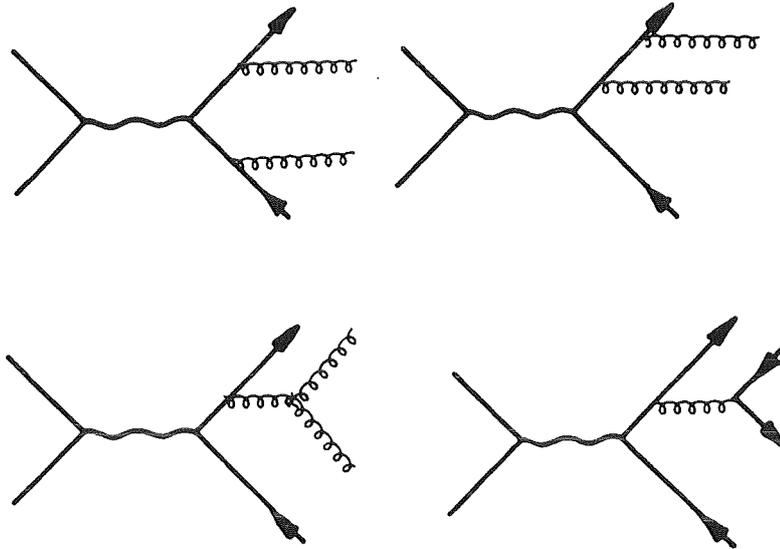


Abbildung 7. Graphen in  $O(\alpha_s^2)$  für 4 Partonen

dersprüchlichen Resultaten spiegelten. Ellis, Ross, Terrano [21] (ERT) und danach Vermaseren, Gaemers, Oldham [22] (VGO) führten die Rechnung für eine Observable durch, die ähnlich wie der Thrust (Siehe Seite 28) auf die 3-Jet Rate empfindlich ist. Sie verwendeten kein Auflösungskriterium (das entspricht  $Y_{\min} = 0$ ) und fanden, daß der Beitrag der 2. Ordnung genauso groß wie der in 1. Ordnung ist. Fabricius, Kramer, Schierholz, Schmitt [23] (FKSS) wendeten das SW-Schema an und berechneten den 3-Jet Wirkungsquerschnitt als Funktion von  $\epsilon$  und  $\delta$ , allerdings unter Vernachlässigung von Termen der  $O(\epsilon, \delta)$ . Sie fanden einen kleineren Beitrag der 2. Ordnung als ERT. Ein Problem bei FKSS stellt die Vernachlässigung von Konfigurationen dar, bei denen sich innerhalb der durch das SW-Schema bestimmten Winkel kein qgg-Zustand ergibt, sondern z.B. ein qgg-Zustand. In der  $\alpha_s$ -Analyse der TASSO-Kollaboration sind diese Beiträge berücksichtigt worden [45]. Trotzdem wurde gefunden, daß für den Fall des SW-Schemas eine Bestimmung von  $\alpha_s$  mit FKSS eine 15-20 % niedrigeren Wert ergibt als ERT. Gutbrod, Kramer, Schierholz [24] (GKS) führten die FKSS-Rechnung mit dem MM-Schema durch und zeigten, daß sie für  $Y_{\min} \rightarrow 0$  das gleiche Ergebnis wie ERT liefert. Die Wirkungsquerschnitte nach GKS wurden in dem LUND 5.2 Montecarlo-Generator implementiert.

Die Unterschiede der verschiedenen Rechnungen beruhen einerseits auf der Wahl des Auflösungskriteriums ( $Y_{\min}$  oder  $\epsilon, \delta$ ) und andererseits auf dem Problem des sogenannten "parton-dressing", das zuerst von Gottshalk [25] erwähnt wurde:

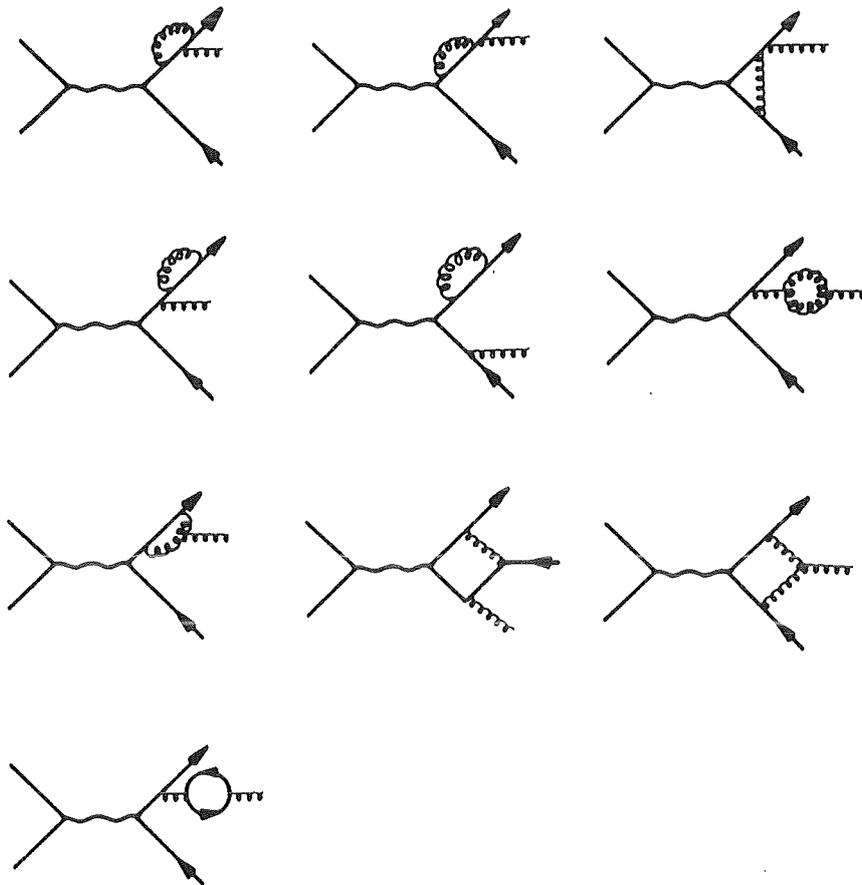


Abbildung 8. Virtuelle Korrekturen zu 3-Jets in  $O(\alpha_s^2)$

Wenn 2 Partonen nicht aufgelöst werden können, z.B. bilden sie einen Winkel kleiner als  $\delta$ , so ist nicht eindeutig definiert, auf welche Weise die beiden Partonen zu einem kombiniert werden. FKSS entfernten ein Parton, dessen Energie  $< \epsilon$  war und das außerhalb des Winkels  $\delta$  lag, völlig und skalierten danach die Energien der restlichen Partonen. Lag es innerhalb des Winkels, wurden die Energien der Partonen addiert. Dies geschah auch bei GKS, wenn  $Y < Y_{\min}$  war. Erfüllte ein weiches Parton diese Bedingung mehrfach, so wurde zufällig mit einem der Partonen rekombiniert.

R. Zhu [27] von der MARK J-Kollaboration und Ali, Barreiro [51] gingen einen anderen Weg. Sie integrierten das (exakte) QCD-Matrixelement von ERT numerisch, um keine Näherungen vornehmen zu müssen. Partonen, die das Auflösungskriterium nicht erfüllten, wurden mit demjenigen vereinigt, mit dem sie die kleinste invariante Masse bildeten. Dabei wurden die Impulsvektoren der

Partonen addiert und danach die Energien aller Partonen skaliert. Alternativ wurden wie bei GKS die Vierervektoren der Partonen addiert, um den Einfluß der sogenannten "recombination dependence" zu untersuchen. Nach Zhu zeigte sich, daß der Unterschied der beiden Verfahren sehr gering ist. Er fand bei der Anwendung des SW-Schemas ähnliche Unterschiede zwischen FKSS und ERT in der Bestimmung von  $\alpha_s$  wie die TASSO Kollaboration. Mit dem MM-Schema jedoch ergaben sich wesentlich kleinere Unterschiede.

Er berechnete für  $Y_{\min} = 0.02, 0.03, 0.04, 0.05$  eine Korrekturfunktion für den 3-Jet Wirkungsquerschnitt in 1. Ordnung:

$$F(X_s, X_g) = \frac{\pi}{\alpha_s} \cdot \frac{\sigma_{3\text{Jet}}(2.\text{Ordnung}) - \sigma_{3\text{Jet}}(1.\text{Ordnung})}{\sigma_{3\text{Jet}}(1.\text{Ordnung})}$$

$X_s$  = Differenz der skalierten Quarkenergien

$X_g$  = skalierte Gluonenergie

die von den beiden Dalitz-Variablen  $X_s$  und  $X_g$  abhängt. Mit Hilfe dieser Funktion wurde "ERT" in das LUND Montecarlo Programm eingebaut [26]. Die 3-Jet Ereignisse werden nach der 1. Ordnung erzeugt und dann mit dem Faktor

$$1 + \alpha_s/\pi \cdot F(X_s, X_g)$$

gewichtet. Damit erhöht man hauptsächlich den Anteil der weichen Gluonen, wie auf Abbildung 9 zu sehen ist. Um den totalen Wirkungsquerschnitt konstant zu erhalten, muß der Anteil der 2-Jet Ereignisse entsprechend verringert werden. Der 4-Jet Wirkungsquerschnitt von GKS wird nicht verändert.

Die 3-Jet Wirkungsquerschnitte nach ERT und GKS wurden im Rahmen des MC-Generators miteinander verglichen. Tabelle 3 zeigt den Beitrag der 2. Ordnung in Abhängigkeit von  $Y_{\min}$ . Die zusätzlichen, mit KL und KL' bezeichneten Werte, beziehen sich dabei auf eine neuere, weitgehend analytische Berechnung aller Jet-Wirkungsquerschnitte von Kramer und Lampe [19]. Dabei wurde eine "partial fractioning" Prozedur benutzt, mit der der singuläre und der endliche Teil des Wirkungsquerschnitts getrennt werden. Es zeigte sich, daß dies nicht eindeutig ist, insbesondere hängt der 3-Jet Wirkungsquerschnitt davon ab, welche Variablen man benutzt, um die virtuellen (Abbildung 8) und reellen (Abbildung 7) Beiträge im infraroten und kollinearen Limit gegeneinander aufzuheben. KL und KL' repräsentieren dabei zwei verschiedene Mög-

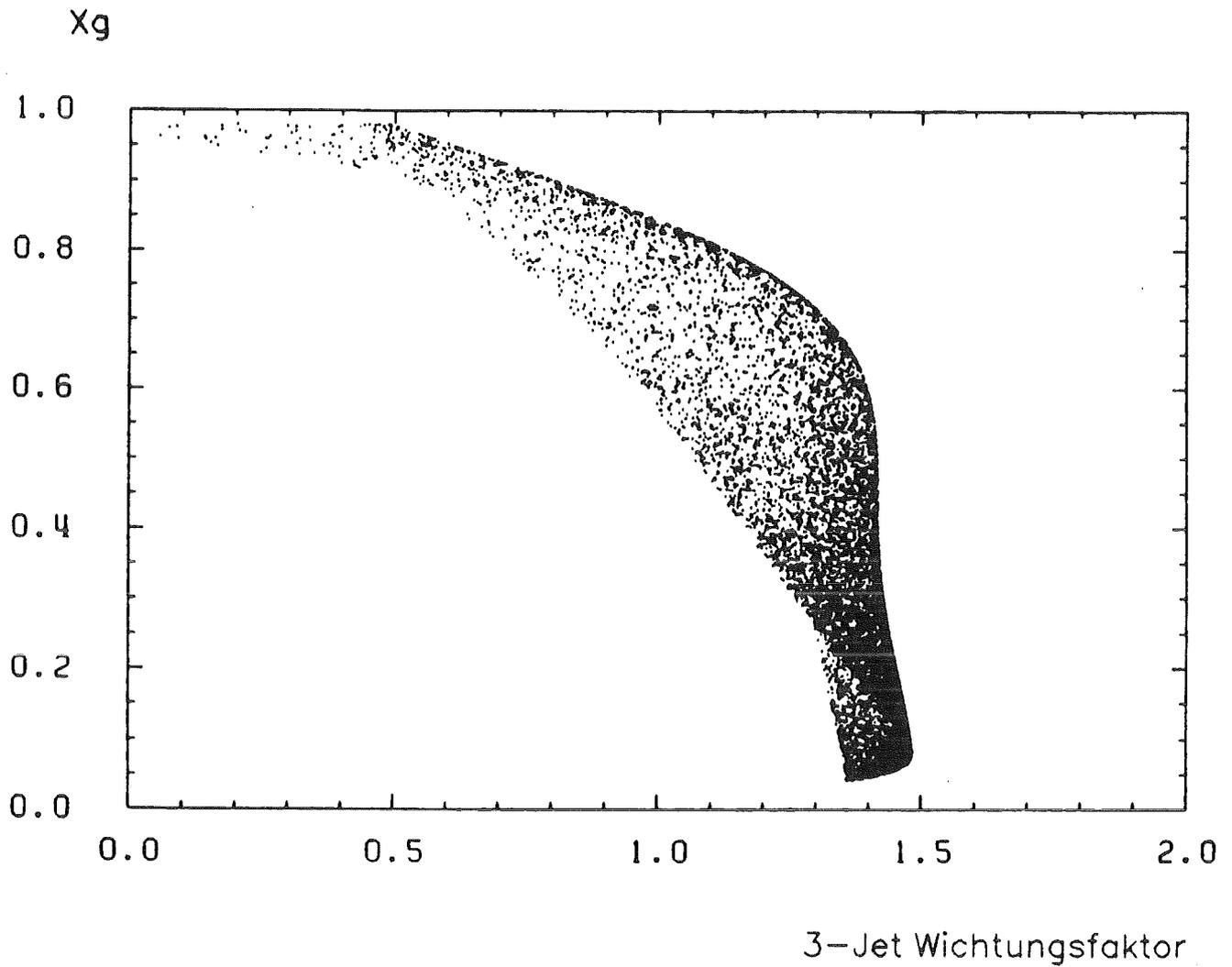


Abbildung 9. Wichtungsfaktor für 3 Jets:  $X_g$  = skalierte Gluonenergie

lichkeiten. Die Autoren weisen darauf hin, daß dies analog zur "recombination dependence" ist, die nach Zhu klein sein sollte. Dies steht im Widerspruch zu den großen Unterschieden in Tabelle 3.  $KL'$  wird aber von ERT relativ gut von unten angenähert, während GKS viel zu klein ist.

$Y_{\min}$	0.02	0.04	0.05
GKS	31.0	38.2	35.1
ERT	78.3	56.9	47.8
KL	135.2	97.2	82.0
KL'	91.3	70.2	59.7

Tabelle 3. Beitrag in  $O(\alpha_s^2)$  zu 3-Jets (ohne Faktor  $(\alpha_s/\pi)^2$ )

Auf Abbildung 10 sieht man die relativen Jet-Wirkungsquerschnitte. Der  $O(\alpha_s^2)$ -Beitrag von ERT zu den 3-Jets beträgt etwa 30 %, unabhängig von  $Y_{\min}$  im Bereich von 0.02 bis 0.05, während GKS bei  $Y_{\min} = 0.02$  nur halb so groß ist und sich mit wachsendem  $Y$  an ERT annähert. Bei  $Y_{\min} \approx 0.01$  wird die Summe aus 3- und 4-Jets grösser als der totale Wirkungsquerschnitt, d.h. die Störungsrechnung gilt dort nicht mehr.

Entscheidend für die Bestimmung von  $\alpha_s$  sind aber nicht die totalen Jet-Wirkungsquerschnitte, sondern der Grad der Abweichung der 3- und 4-Jet Ereignisse von den 2-Jets, der sich z.B. in der Observablen *Thrust*  $T$  [42] widerspiegelt:

$$T = \max \frac{\sum p_{\parallel}^2}{\sum |p|^2}, \quad \begin{array}{l} T = 0.5 \text{ isotropes Ereignis} \\ T = 1 \text{ idealer 2-Jet} \end{array}$$

Dabei wird eine Achse bestimmt, bzgl. derer die Longitudinalimpulse minimiert sind. In 1. Ordnung QCD ist der Thrust der Partonen gleich  $x_1$ , dem skalierten Impuls des schnellsten Partons. Je mehr ein Ereignis von einem 2-Jet abweicht, desto niedriger ist der Thrust. Abbildung 11 zeigt den Parton-Thrust für ERT und GKS. Ein Unterschied tritt erst ab  $T > 0.9$  auf, wo die Ereignisse einem 2-Jet sehr ähneln. ERT erhöht den Wirkungsquerschnitt also nur im Bereich weicher und kollinearere Gluonen, was auch aus Abbildung 9 hervorging.

Zusammenfassend läßt sich in Bezug auf die Verwendung der Jet-Wirkungsquerschnitte zur Bestimmung von  $\alpha_s$  folgendes feststellen:

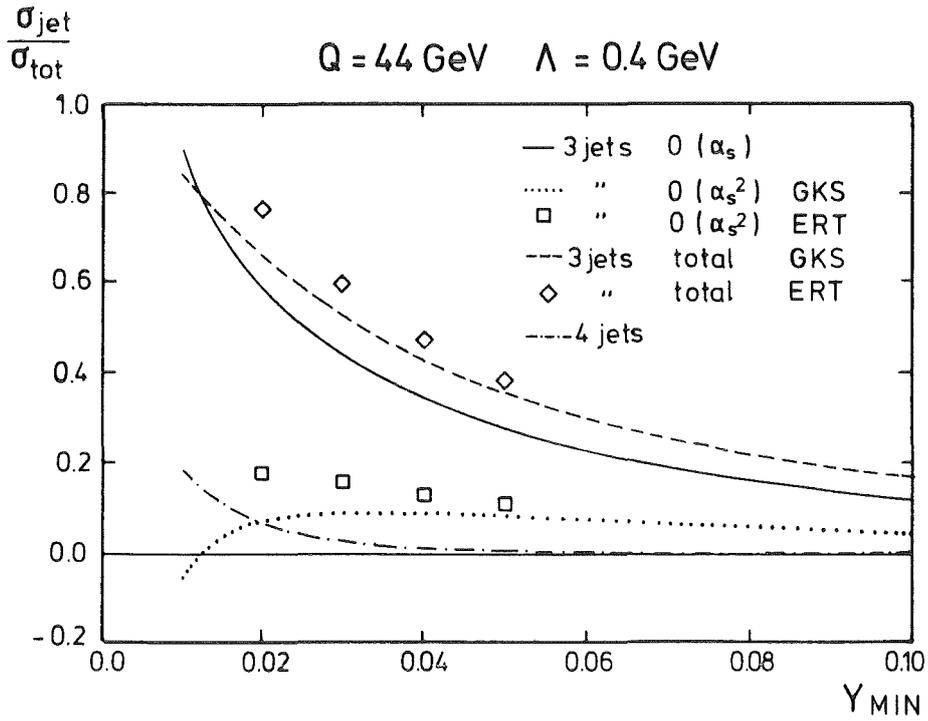


Abbildung 10. Jet-Wirkungsquerschnitte als Funktion von  $Y_{\text{min}}$ :  
 $\alpha_s = 0.151$ , "total" bedeutet  $O(\alpha_s) + O(\alpha_s^2)$ .

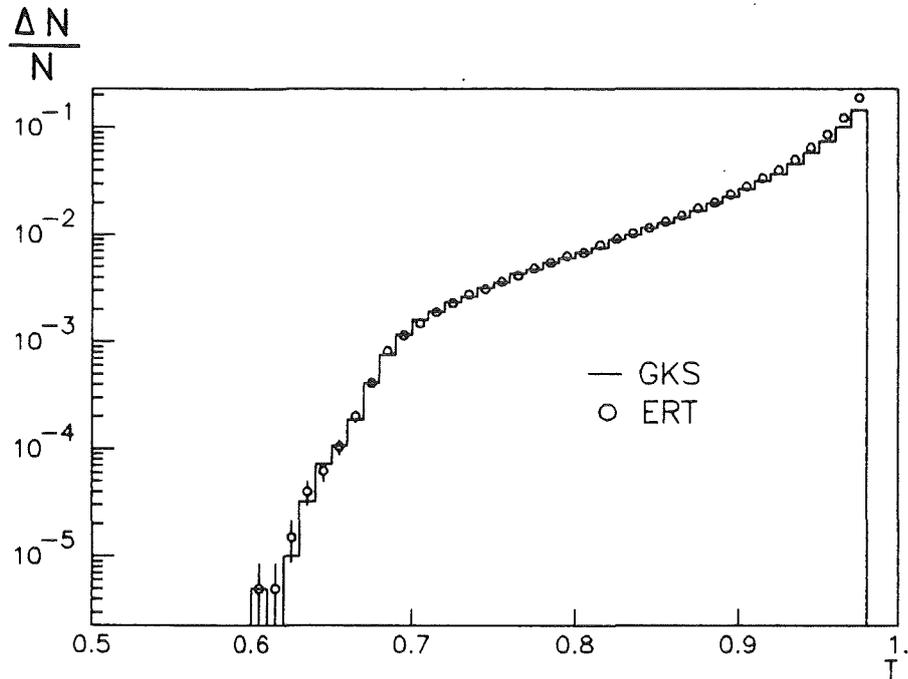


Abbildung 11. Thrust der Partonen für 3 und 4 Jets:  
 $W = 44 \text{ GeV}$ ,  $\Lambda = 0.4 \text{ GeV}$ ,  $Y_{\text{min}} = 0.02$

- Die FKSS-Rechnung im SW-Schema vernachlässigt wichtige Beiträge zum 3-Jet Wirkungsquerschnitt in  $O(\alpha_s^2)$  und ergibt deshalb ein zu kleines  $\alpha_s$ .
- Die GKS-Rechnung im MM-Schema berücksichtigt einen Teil dieser Beiträge, enthält aber noch Näherungen. Die Auswirkung auf die  $\alpha_s$ -Bestimmung ist aber offenbar zu vernachlässigen.
- Die Integration des ERT-Matrixelements nach Zhu unterscheidet sich von GKS, aber nur in Bereichen, die für die  $\alpha_s$ -Bestimmung nicht relevant sind.
- Zum Problem der "recombination dependence" bei der Vereinigung zweier Partonen, die nicht aufgelöst werden können, gibt es widersprüchliche Resultate.
- Da die Rechnungen für masselose Partonen ausgeführt wurden, muß die Schwerpunktsenergie groß gegenüber den Quarkmassen sein.

### 2.3.3 Montecarlo-Generator und Fragmentation

Die Partonen werden vom MC-Generator nach verschiedenen empirischen Modellen in Hadronen fragmentiert. Die wesentlichen Gesichtspunkte dieser Modelle sollen hier anhand des Programms LUND 5.2, das an der Universität Lund in Schweden [65] entwickelt wurde, diskutiert werden. In dieses Programm sind praktisch alle Fragmentationsmodelle implementiert worden, um sie in konsistenter Weise vergleichen zu können.

#### 2.3.3.1 Die unabhängige Fragmentation

Nach der Entdeckung der 2-Jet Ereignisse am SLAC entwarfen Field und Feynman ein einfaches Modell, [55], daß die beiden Quarks *unabhängig* voneinander fragmentierte und das die wesentlichen Eigenschaften der Jets gut beschrieb. Es wurde später von Hoyer et al. [56] und Ali et al. [57] auf 3 Jets erweitert. Das Modell beruht auf dem Prinzip einer iterativen Kaskade, wie

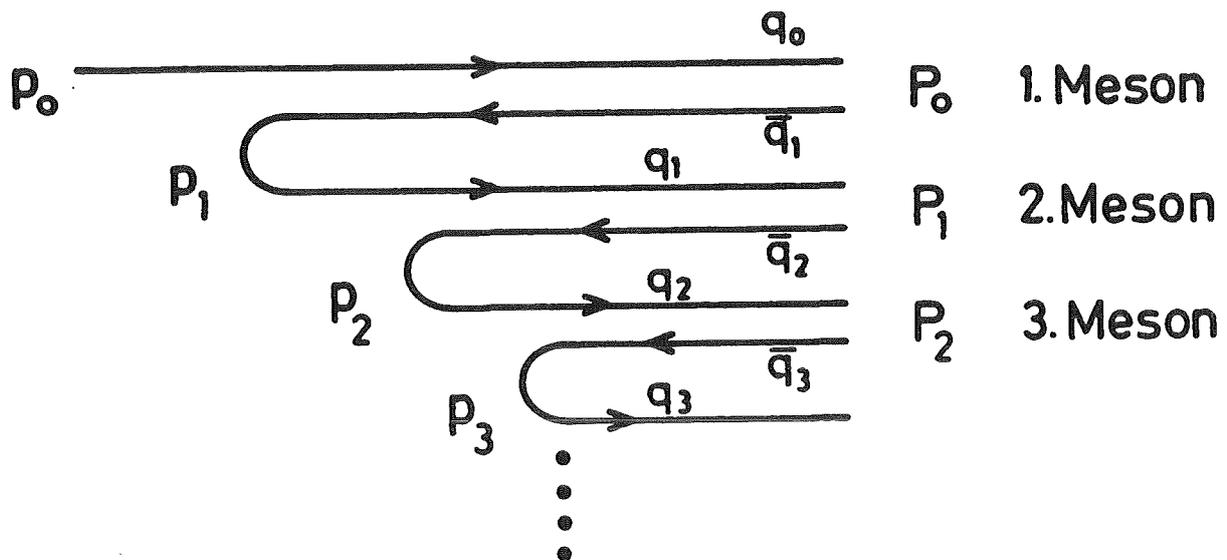


Abbildung 12. Iterative Kaskade der unabhängigen Fragmentation

auf Abbildung 12 gezeigt ist. Es werden immer Quark-Antiquark-Paare aus dem Vakuum erzeugt, eins davon bildet mit dem vorhergehenden (Anti)-Quark ein Meson, das andere mit dem nachfolgenden. Ein Baryon kann durch die Erzeugung eines Diquark-Paares aus dem Vakuum entstehen [58]. Das Meson oder Baryon erhält jeweils einen Anteil  $z$  an der vorhandenen Energie wobei  $z$  entsprechend einer Fragmentationsfunktion  $F(z)$  verteilt ist:

$$F(z) = 1 - a_f + 3a_f(1-z)^2$$

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

Dabei ist  $a_f$  ein freier Parameter, der vom Experiment bestimmt werden muß. Dasselbe gilt auch für alle weiteren Fragmentationsparameter.

Die Quarks aus dem Vakuum werden im Verhältnis  $u:d:s:c:b = 1:1:p_s:0:0$  erzeugt, mit  $p_s = 0.3$ . Es werden nur pseudoskalare ( $J^P = 0^-$ ) und vektorielle Mesonen ( $J^P = 1^-$ ) und Baryonen (Spin 1/2) produziert, also nur Teilchen ohne Bahndrehimpuls der Quarks. Die Erzeugung eines Bahndrehimpulses in der Kaskade ist wahrscheinlich stark unterdrückt. Der Anteil der Vektorme-

sonen  $p_v$  sollte aus Gründen der Spin-Statistik 0.75 sein, wird aber bei leichten Mesonen durch die Massenunterschiede vermindert.

Die Jets zeichnen sich durch einen begrenzten Transversalimpuls  $p_{\perp}$  der Hadronen zur Jetachse aus. Dies berücksichtigt man mit einer Gaußverteilung im  $p_{\perp}$  der Quarks zur Jetachse, deren Breite  $\sigma_q$  beträgt. Damit ergibt sich für die Hadronen eine Breite von  $\sqrt{2} \cdot \sigma_q$ .

Ein Problem ist die Behandlung des Gluons in 3-Jets. Es wird in ein Quark-Antiquark geteilt, bei dem Modell nach Hoyer et al. (IF0) erhält eines davon die ganze Energie, bei dem Modell nach Ali et al. (IF1) wird die Energie nach der Altarelli-Parisi-Funktion [28] aufgeteilt.

Die IF-Modelle verletzen die Energie-, Impuls- und Flavouererhaltung. Am Ende der Kaskade jedes Partons bleibt im Mittel eine bestimmte Energie übrig, die nicht mehr fragmentiert werden kann. Bei 2-Jet Ereignissen balanciert sich dieser Fehlbetrag im Durchschnitt, weil beide Jets die gleiche Energie haben. Bei 3-Jet Ereignissen hat aber das Gluon ein Bremsstrahlungsspektrum und deswegen meistens die kleinste Energie. Deswegen ist der Gesamtimpuls meistens nicht balanciert, sondern zeigt entgegen der Gluonrichtung. Die Topologie der 3-Jets hängt dadurch davon ab, mit welchem Verfahren die Energie/Impuls-Bilanz wiederhergestellt wird. Dies wurde zuerst von der CELLO-Kollaboration festgestellt [59] und danach von Sjöstrand [64] ausführlich diskutiert. Bei IF0 werden die Transversalimpulse in jedem Jet so balanciert, daß die Jet-Richtung der des Partons entspricht, während die Longitudinalimpulse für jeden Jet mit einem Faktor skaliert werden. Dies führt im Mittel zu einer höheren Energie des Gluon-Jets.

Bei IF1 wird eine Lorentz-Transformation in das Schwerpunktssystem ausgeführt und danach alle Energien skaliert. Die Transformation zeigt meistens in die Richtung des Gluons und ändert dadurch die Richtung der Quark-Jets zum Gluon hin. Dieser Effekt ist besonders groß für Teilchen mit hoher Masse und kleinem Impuls.

### 2.3.3.2 Die String-Fragmentation

An der Universität von Lund wurde ein Modell [60] entworfen, das auf der Idee eines Farbfeldes der QCD zwischen den Partonen beruht, dessen Feldlinien

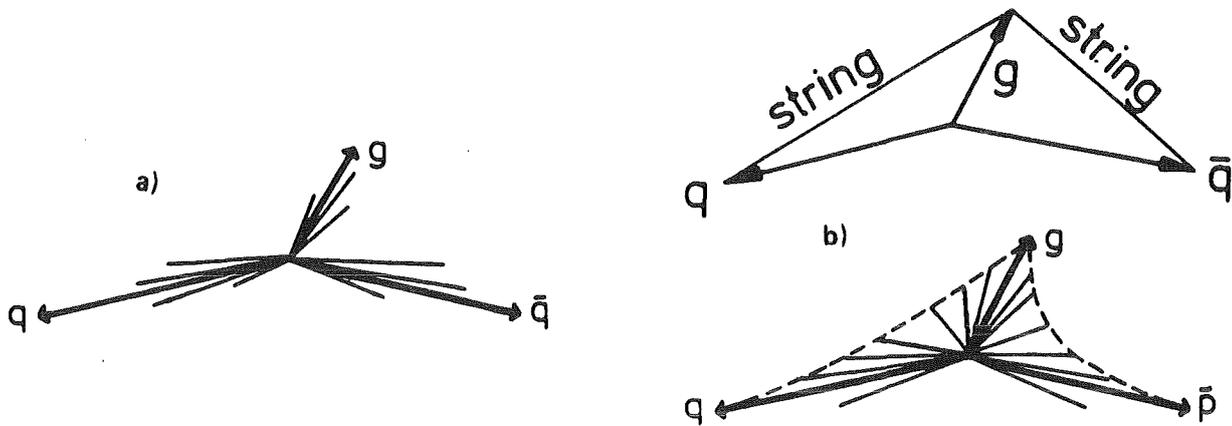


Abbildung 13. Fragmentation eines 3-Jets:

(a) unabhängige Fragmentation (b) String-Fragmentation

innerhalb eines engen Gebiets eingeschlossen sind [61], so daß die Energiedichte ( $\approx 1 \text{ GeV/fm}$ ) bei Änderung des Abstands der Partonen konstant bleibt. Dieses Feld wird als "String" bezeichnet. Für die Existenz eines solchen Strings in der QCD spricht das Confinement der Quarks, die Form des Potentials bei gebundenen Zuständen schwerer Quarks und auch die Gittertheorie.

Wenn die Partonen sich voneinander entfernen, wird Energie an den String abgegeben, der dann aufreißt und an den Bruchstellen die Hadronen produziert. Der entscheidende Unterschied zu den IF-Modellen liegt in der Behandlung des Gluons, das im String-Modell (SF) als eine transversale Anregung des Strings behandelt wird, wobei die Feldlinien sich vom Quark über das Gluon zum Antiquark erstrecken. Die Farbladung ist also nach außen völlig kompensiert, was der Beobachtung entspricht.

Da die Fragmentation entlang der Feldlinien verläuft, wird eine Asymmetrie der Quark-Jets (siehe Abbildung 13b) bewirkt; auf der Seite zum Gluon hin werden mehr Hadronen erzeugt als auf der Gegenseite. Für diesen "String-Effekt" gibt es einige experimentelle Hinweise [62] [63]. Das Ergebnis von JADE ist auf Abbildung 14 dargestellt: Dabei wurden Ereignisse mit 3 Jets selektiert und die Jets der Energie nach geordnet. Der

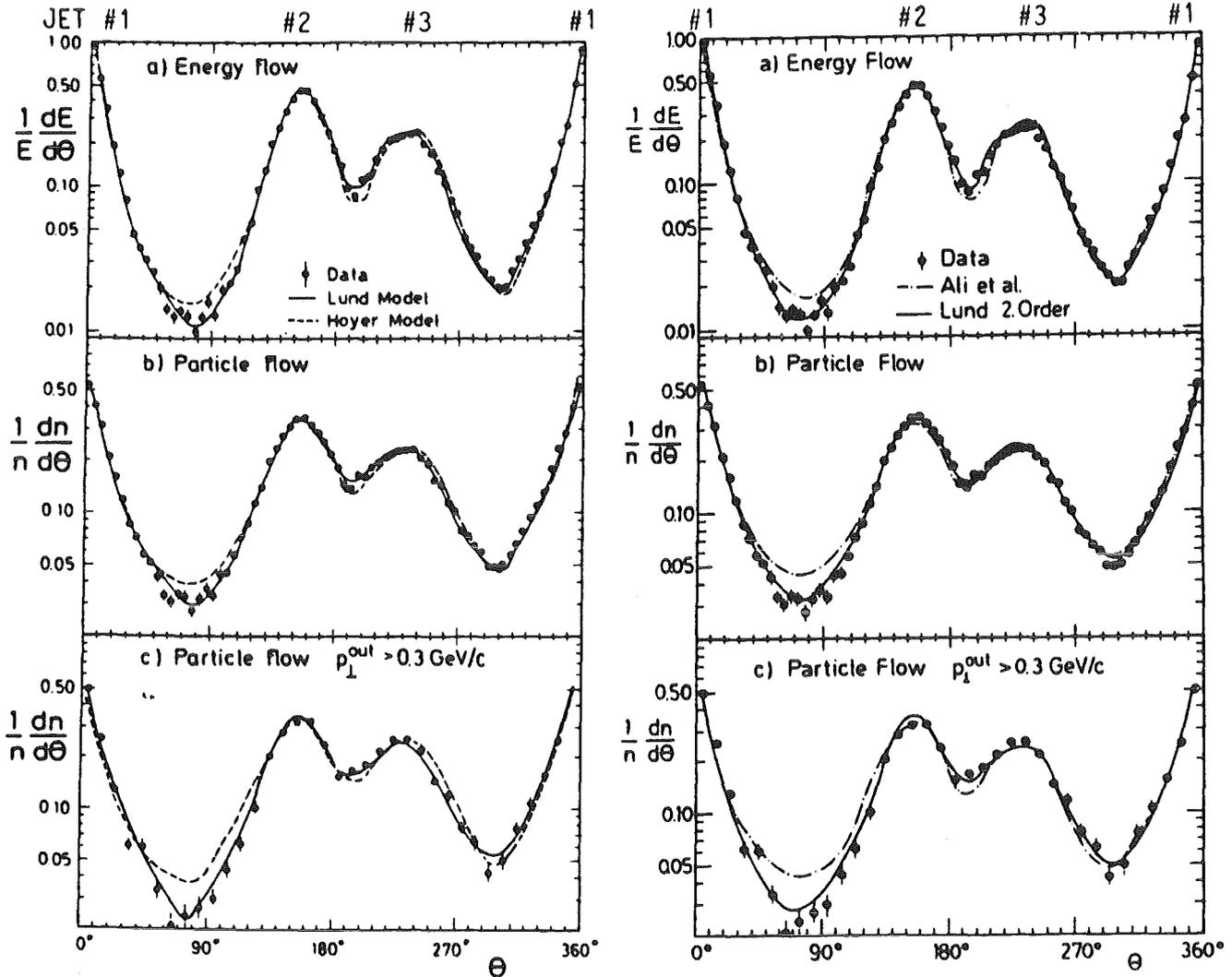


Abbildung 14. Energie- und Teilchenfluß in 3-Jets: siehe Erläuterung im Text

3. Jet ist mit einer Wahrscheinlichkeit von 50 % der Gluonjet. Die Jets werden in die Ereignisebene gedreht und der Teilchen- und Energiefluß als Funktion des Winkels zum 1. Jet in Richtung auf den 2. Jet aufgetragen. Man sieht, daß die IF-Modelle (Ali, Hoyer) den tiefen Abfall zwischen den Quarkjets nicht beschreiben können.

Die Erzeugung eines massiven Hadrons wird im SF-Modell als ein Tunnelprozess betrachtet. An der Bruchstelle des Strings müssen Quark und Antiquark voneinander entfernt erzeugt werden, was mit der Wahrscheinlichkeit

$$\exp(-\pi m_{\perp}^2/\kappa) = \exp(-\pi p_{\perp}^2/\kappa) \cdot \exp(-\pi m^2/\kappa)$$

geschieht.  $\kappa$  ist dabei die Spannung des Strings ( $\approx 0.2 \text{ GeV}^2$ ). Daraus ergibt sich sowohl eine gaußförmige  $p_{\perp}$ -Verteilung der Hadronen als auch eine Unterdrückung der Erzeugung von schweren Quarks aus dem Vakuum.

Die Punkte an denen der String aufbricht, sind raumartig getrennt, also nicht kausal verbunden. Deshalb kann die Fragmentation des Strings wie bei den IF-Modellen als eine Kaskade ausgeführt werden, die an einem Ende des Strings beginnt. Damit die Fragmentation symmetrisch ist, also unabhängig davon, an welchem Ende man anfängt, wird folgende longitudinale Fragmentationsfunktion benutzt ("Lund symmetric"):

$$F(z) = 1/z (1-z)^A \exp(-B \cdot m_{\perp}^2/z); \quad m_{\perp}^2 = p_{\perp}^2 + m^2$$

A und B sind freie Parameter. Diese Funktion gibt für schwere Quarks ein härteres Spektrum, wie es aus kinematischen Gründen erwartet wird. Hier wurde für die schweren Quarks (c,b) allerdings die Fragmentationsfunktion nach Peterson et al. [66] benutzt:

$$F(z) = \frac{1}{z \cdot (1 - 1/z - \epsilon/(1-z))^2}$$

Der Parameter  $\epsilon$  muß getrennt für b und c bestimmt werden.

Bei einer bestimmten Restenergie  $E_s$  stoppt die String-Fragmentation und es werden direkt zwei Hadronen erzeugt.

Der Zerfall der kurzlebigen instabilen Teilchen wird nach den derzeit bekannten Lebensdauern, Verzweigungsverhältnissen und Matrixelementen vorgenommen. In den CELLO-Detektor gelangen dann folgende Teilchen:  $\pi^{\pm}$ ,  $\pi^0$ ,  $K^{\pm}$ ,  $K_L^0$ ,  $p^{\pm}$ , n,  $e^{\pm}$ ,  $\mu^{\pm}$  und die Neutrinos.

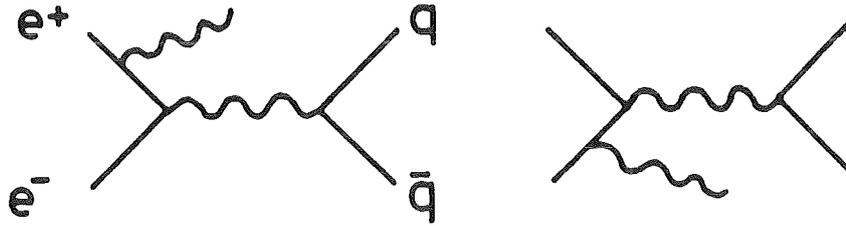
Alle wesentlichen Parameter, die für die Standard-Produktion von MC-Ereignissen benutzt wurden sind in Tabelle 4 zusammengefaßt.

Parameter	Wert
Jet-Wirkungsquerschnitt in $O(\alpha_s^2)$	GKS
$\Lambda_{MS}$	500 MeV
$Y_{min}$	0.0109 (W=44 GeV)
	0.0117 (W=38 GeV)
	0.0122 (W=35 GeV)
	0.0156 (W=22 GeV)
	0.0204 (W=14 GeV)
Strahlungskorrekturen	$0.005 < 2E_\gamma/\sqrt{s} < 0.99$
Fragmentationsmodell	String
Energie, bei der die Fragmentation stoppt	2.0 GeV
Fragmentationsfunktion u,d,s Quarks	Lund symmetric
Parameter A	1.0
Parameter B	0.6
Fragmentationsfunktion b,c Quarks	Peterson
Parameter $\epsilon_c$	0.025
Parameter $\epsilon_b$	0.0035
$p_\perp$ Verteilung	$\sigma_q$ 0.24
Wahrscheinlichkeit ein Quark aus dem Vakuum zu erzeugen	
u:d:s:c:b = 1:1: $p_s$ :3:0:0	$p_s$ 0.3
Anteil der Vektormesonen	$p_v$ u,d,s 0.4
	b,c 0.75
Anteil der Baryonen	0.09

Tabelle 4. Parameter des LUND 5.2 Montecarlo Generators

### 2.3.4 Strahlungskorrekturen

Ein wichtiger QED-Prozess höherer Ordnung, der die Ereignisse stark beeinflusst, ist die Abstrahlung eines Photons vom einlaufenden Elektron oder Positron:



Die Schwerpunktsenergie des Restsystems verringert sich auf

$$W_{\text{rad}} = \sqrt{s(1-k)} \quad \text{mit} \quad k = E_\gamma/E_{\text{Strahl}}$$

und sein Schwerpunkt bewegt sich jetzt relativ zum Detektor; Quark und Antiquark sind nicht mehr kollinear. Man muß durch eine geeignete Selektion versuchen, diese Ereignisse zu verwerfen und den verbleibenden Effekt korrigieren. Das Montecarlo benutzt den Wirkungsquerschnitt aus [16], der QED Beiträge bis zur Ordnung  $\alpha^3$  berücksichtigt. Der Wirkungsquerschnitt ist divergent für  $k \rightarrow 0$  oder  $k \rightarrow 1$ . Man beschränkt den Bereich im Montecarlo deswegen auf  $0.005 < k < 0.99$ , was einer minimalen Photonenergie von 110 MeV bei  $Q = 44$  GeV entspricht. Bei diesen kleinen Photonenergien sind Ereignisse mit und ohne Strahlung im Detektor ununterscheidbar. Ereignisse mit sehr großen Photonenergien werden nicht als Multihadronen erkannt, da zu wenig Energie für die geladenen Teilchen übrigbleibt.

## 2.4 ENERGIEKORRELATIONEN

Zum Test der QCD mit multihadronischen Ereignissen und zur Bestimmung von  $\alpha_s$  wurden viele Observablen vorgeschlagen, die man grob in 3 Gruppen einteilen kann:

- (a) Größen, die quadratisch von den Teilchenimpulsen/energien abhängen, am wichtigsten ist die Sphärizität [41]

$$S = 3/2 \min \frac{\Sigma p_{\perp}^2}{\Sigma |p|^2}, \quad \begin{array}{ll} S = 1 & \text{isotropes Ereignis} \\ S = 0 & \text{idealer 2-Jet} \end{array}$$

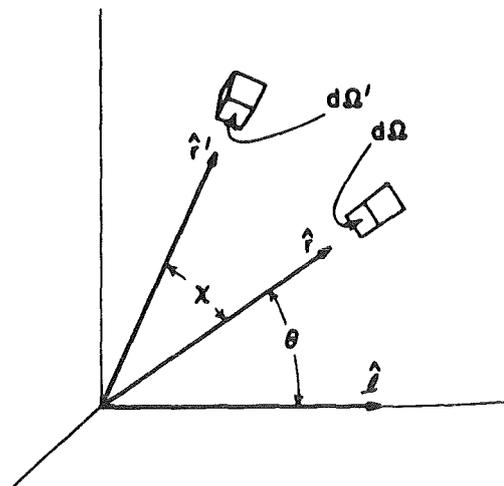
bei der durch Lösen eines Eigenwertproblems eine Achse gefunden wird, die die Transversalimpulse der Teilchen bzgl. dieser Achse minimiert. Diese Größen kann man nicht in der QCD berechnen [28], weil sich die Infrarot-Divergenzen wegen des Quadrats der Impulse nicht aufheben. Aus dem gleichen Grund hängen sie stark von der Fragmentation ab.

- (b) Größen oder besser Algorithmen, die die Anzahl der Jets und die Jetachsen bestimmen, z.B. solche, die Cluster von Teilchen bilden [43]. Man kann sie nicht analytisch berechnen, aber sie eignen sich zum Studium der Fragmentation, weil die Jets einzeln betrachtet werden können. Eine Bestimmung von  $\alpha_s$  ist zu sehr von den Parametern des Algorithmus abhängig und kann schlecht mit anderen Ergebnissen verglichen werden.
- (c) Größen, die linear von den Impulsen/Energien abhängen. Diese sind in der QCD berechenbar, wie z.B. der Thrust (siehe "Störungsrechnung in bestimmter Ordnung"). Die Linearität macht sie auch unabhängiger von der Fragmentation.

Die **Energiekorrelationen**, eigentlich energiegewichtete Winkelkorrelationen, gehören zur letzten Gruppe (c). Sie wurden von [48][49] vorgeschlagen:

$$\frac{d^2 \Sigma}{d\Omega d\Omega'} = \frac{\sigma_h}{N \cdot s} \Sigma \frac{dE dE'}{d\Omega d\Omega'}$$

wobei über die Anzahl der Ereignisse N summiert wird. Zwei Detektoren in den Raumwinkeln  $d\Omega$  und  $d\Omega'$  registrieren die Energien  $dE$  und  $dE'$ .



Die Energie, die in den Detektoren gemessen wird, stammt von den Teilchen, die bei der Reaktion erzeugt werden. Mit der Integration über alle trivialen Winkel außer  $\chi$  und der Normierung auf 1 erhält man:

$$f(\chi) = \frac{d\Sigma}{dx} = \frac{1}{s \cdot \sigma_h} \sum_{ij} \iint \frac{d^3\sigma(e^+e^- \rightarrow i+j+X)}{dE_i dE_j d\chi} E_i E_j dE_i dE_j$$

Die Summe läuft dabei über alle Teilchenpaare  $(i,j)$ , wobei Paare mit  $i \neq j$  doppelt gezählt werden. Die Integrale erstrecken sich über alle möglichen Energien der Teilchen. Diese Formel ist für theoretische Rechnungen geeignet, experimentell bestimmt sich  $f(\chi)$  (EEC) folgendermaßen:

$$(EEC) \quad f(\chi) = \frac{d\Sigma}{dx} = \frac{1}{N \cdot \Delta\chi} \sum_{ij} \frac{E_i E_j}{E_{tot}^2} \delta(\chi_{ij} - \chi)$$

Die erste Summe läuft über alle Ereignisse  $N$ , die zweite über alle Teilchenpaare  $(i,j)$  in einem bestimmten Ereignis, die einen Winkel  $\chi_{ij}$  im Bereich  $(\chi - \Delta\chi/2, \chi + \Delta\chi/2)$  einschließen, was mit der Delta-Funktion angedeutet ist.  $E_{tot}$  bezeichnet die Summe der Energien aller Teilchen in einem Ereignis.  $\Delta\chi$  ist die Schrittweite, in der  $f(\chi)$  berechnet wird, sie sollte groß gegenüber der experimentellen Winkelauflösung sein. Abbildung 15 zeigt die EEC für Montecarlo-Ereignisse, aufgeteilt nach der Anzahl der Partonen (Jets) in einem Ereignis. Bedingt durch das hohe  $Y_{min}$  gibt es fast keine 4-Jets. Die Randbereiche der EEC werden von Korrelationen innerhalb eines Jets ( $\chi \rightarrow 0^\circ$ , "same side") oder von gegenüberliegenden Jets ( $\chi \rightarrow 180^\circ$ , "opposite side") gebildet. Die Selbstkorrelation bei  $0^\circ$  ist etwa proportional zum Kehrwert der mittleren Teilchenmultiplizität je Ereignis. Der mittlere Bereich ( $30^\circ - 150^\circ$ ) ist sensitiv auf 3- und 4-Jets, also auf  $\alpha_s$ , aber auch auf Teilchen, die durch die Fragmentation einen großem Winkel zur Jetachse bilden.

Um die Empfindlichkeit auf 3-Jets zu erhöhen, bestimmt man die Asymmetrie der EEC um  $90^\circ$ ,

$$(AEEC) \quad d\Sigma_A/d\chi = f(\pi-\chi) - f(\chi)$$

die dadurch entsteht, daß nur ein Quark das Gluon abstrahlt, wie es auf der Skizze angedeutet ist:

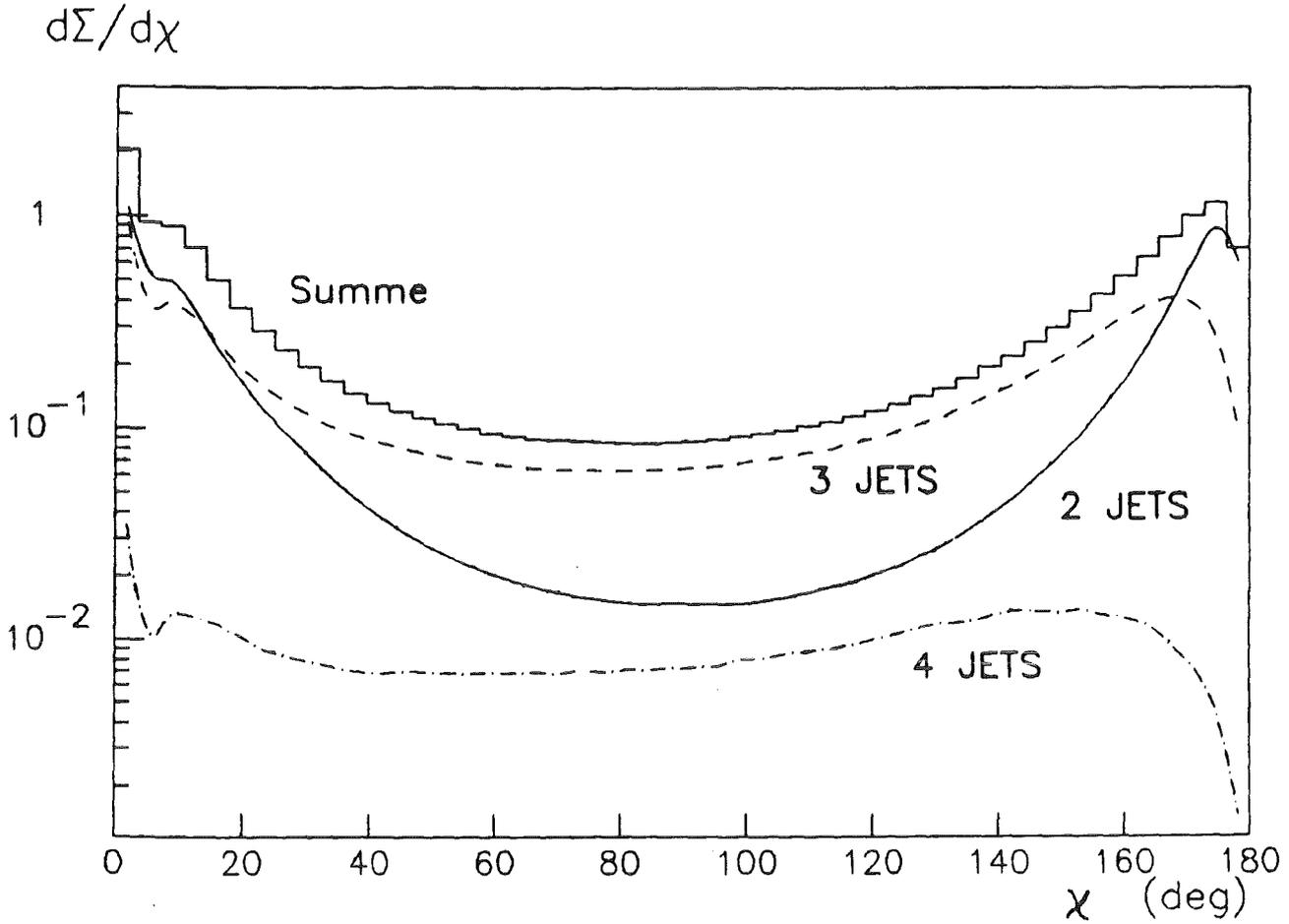
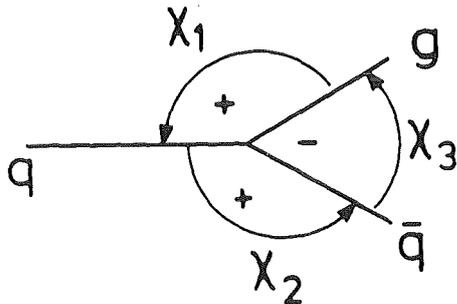


Abbildung 15. EEC aufgeteilt nach Jets:  
 Montecarlo (SF) mit  $W = 35 \text{ GeV}$ ,  $Y_{\min} = 0.03$ ,  $\Lambda = 0.5 \text{ GeV}$



2-Jets zeigen im wesentlichen keine Asymmetrie, weil die Fragmentation symmetrisch ist, während 4-Jets ebenfalls einen Beitrag geben (siehe Abbildung 16). Deswegen ist die AEEC besonders zur Bestimmung von  $\alpha_s$  geeignet. Man sieht, daß der Beitrag der 3- und 4-Jets stark mit  $Y_{\min}$  variiert, ihre Summe aber für  $\chi > 30^\circ$  praktisch konstant ist. Dies ist eine wesentliche Eigenschaft der AEEC, sie ist relativ unempfindlich auf die Änderung des infraroten Anteils des Wirkungsquerschnitts.

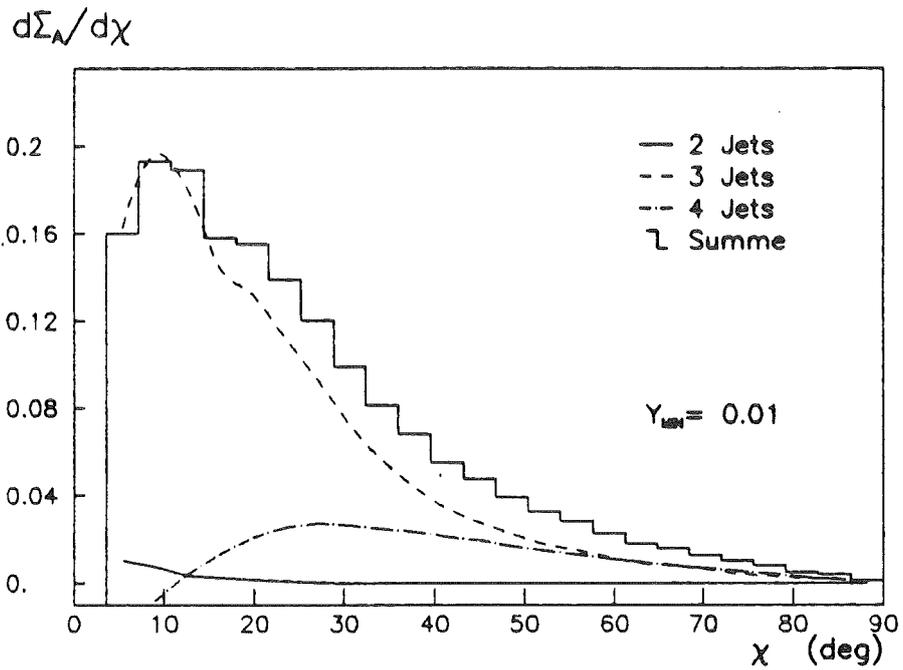
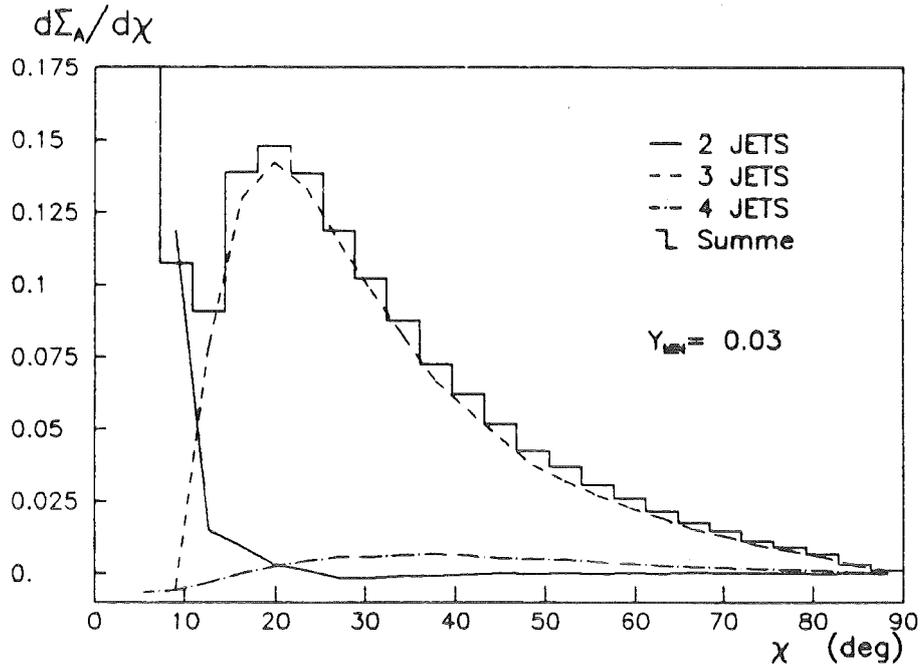


Abbildung 16. AEEC aufgeteilt nach Jets:  
Montecarlo (SF) mit  $W = 35$  GeV,  $\Lambda = 0.5$  GeV  
 $Y_{\min} = 0.03$  (oben),  $Y_{\min} = 0.01$  (unten)

### 2.4.1 Berechnung der Energiekorrelation in der QCD

Wegen der linearen Abhängigkeit von der Energie kann die EEC mit der Störungstheorie in der QCD berechnet werden, sie ist ähnlich infrarot stabil wie der totale Wirkungsquerschnitt ("Störungsrechnung in bestimmter Ordnung"). Dies wurde in erster [49] und zweiter [50][51] Ordnung von  $\alpha_s$  durchgeführt. In 2. Ordnung wurde über das Matrixelement von ERT [21] numerisch integriert (siehe "Mehrjet-Ereignisse in der QCD Störungsrechnung") und das Ergebnis als Polynom parametrisiert, weil eine analytische Integration nicht möglich ist. Man kann damit die Jet-Wirkungsquerschnitte im Montecarlo-Generator überprüfen, wenn man die EEC mit den Partonen bestimmt. Abbildung 17 zeigt eine relativ gute Übereinstimmung, die Abweichungen entstehen durch den endlichen Abschneideparameter  $Y_{\min}$  im Montecarlo. Dieser ist bei der QCD-Rechnung nicht nötig, da dort auch über negative Beiträge integriert werden kann. Die Wirkungsquerschnitte von GKS, die im Montecarlo benutzt werden, sind also eine recht gute Approximation. Man erkennt an der EEC, daß fast keine Partonen untereinander einen Winkel von weniger als  $30^\circ$  haben. Bei diesem Wert etwa fängt die AEEC an, von der QCD-Kurve abzuweichen, eine Bestimmung von  $\alpha_s$  ist also nur sinnvoll für  $\chi > 30^\circ$ . Die QCD-Rechnung ist divergent für  $\chi \rightarrow 0^\circ, 180^\circ$ , was durch kollineare Abstrahlung masseloser Partonen entsteht oder anders ausgedrückt, die Störungstheorie wird ungültig in diesem Bereich.

### 2.4.2 Die Tripel-Energiekorrelation

In der Hierarchie der Energiekorrelationen folgt als nächstes die Tripel-Energiekorrelation (TEC), die 3 Teilchen korreliert. Sie wurde von Csikor et al. [52] vorgeschlagen (die Normierung ist hier auf 1 geändert):

$$\frac{d^3\sigma}{d\chi_1 d\chi_2 d\chi_3} = \frac{1}{N\Delta\chi^3} \sum_{k=1}^N \sum_{i,j,l} \frac{E_{ki} E_{kj} E_{kl}}{E_{tot}^3}$$

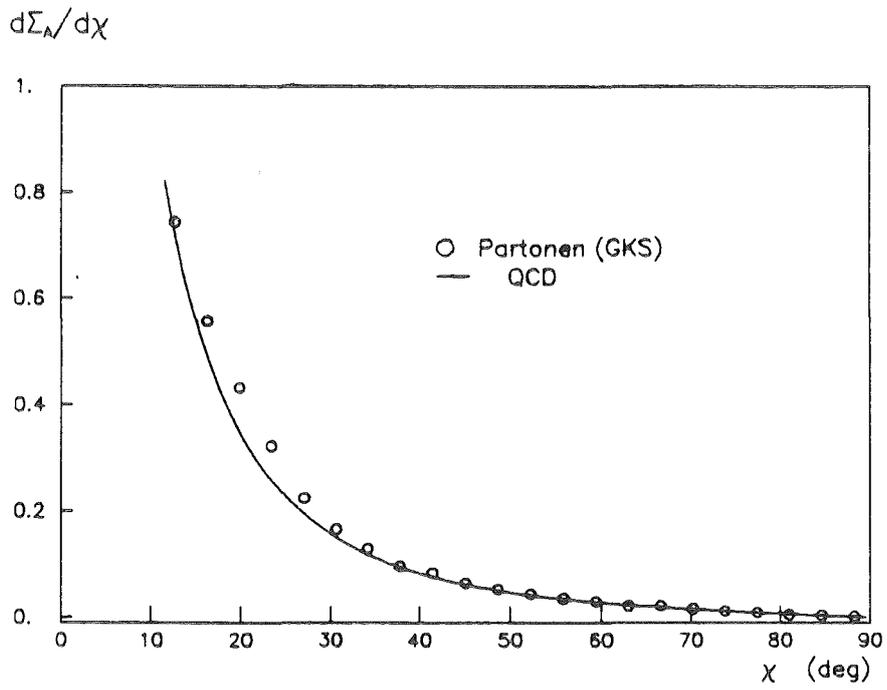
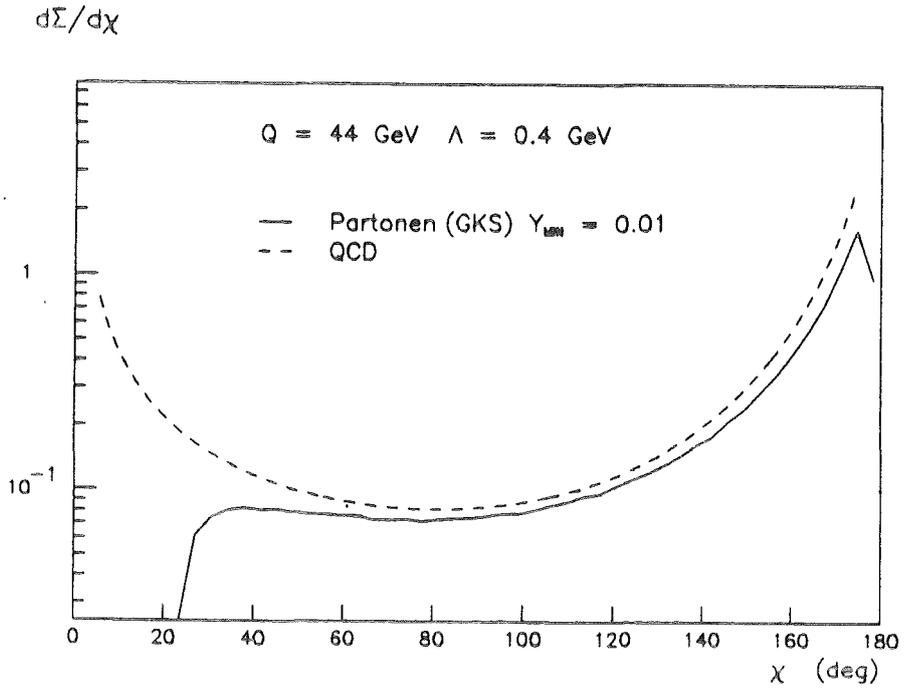


Abbildung 17. Vergleich von QCD und Montecarlo-Partonen in  $O(\alpha_s^2)$ :  
EEC (oben), AEEC (unten)

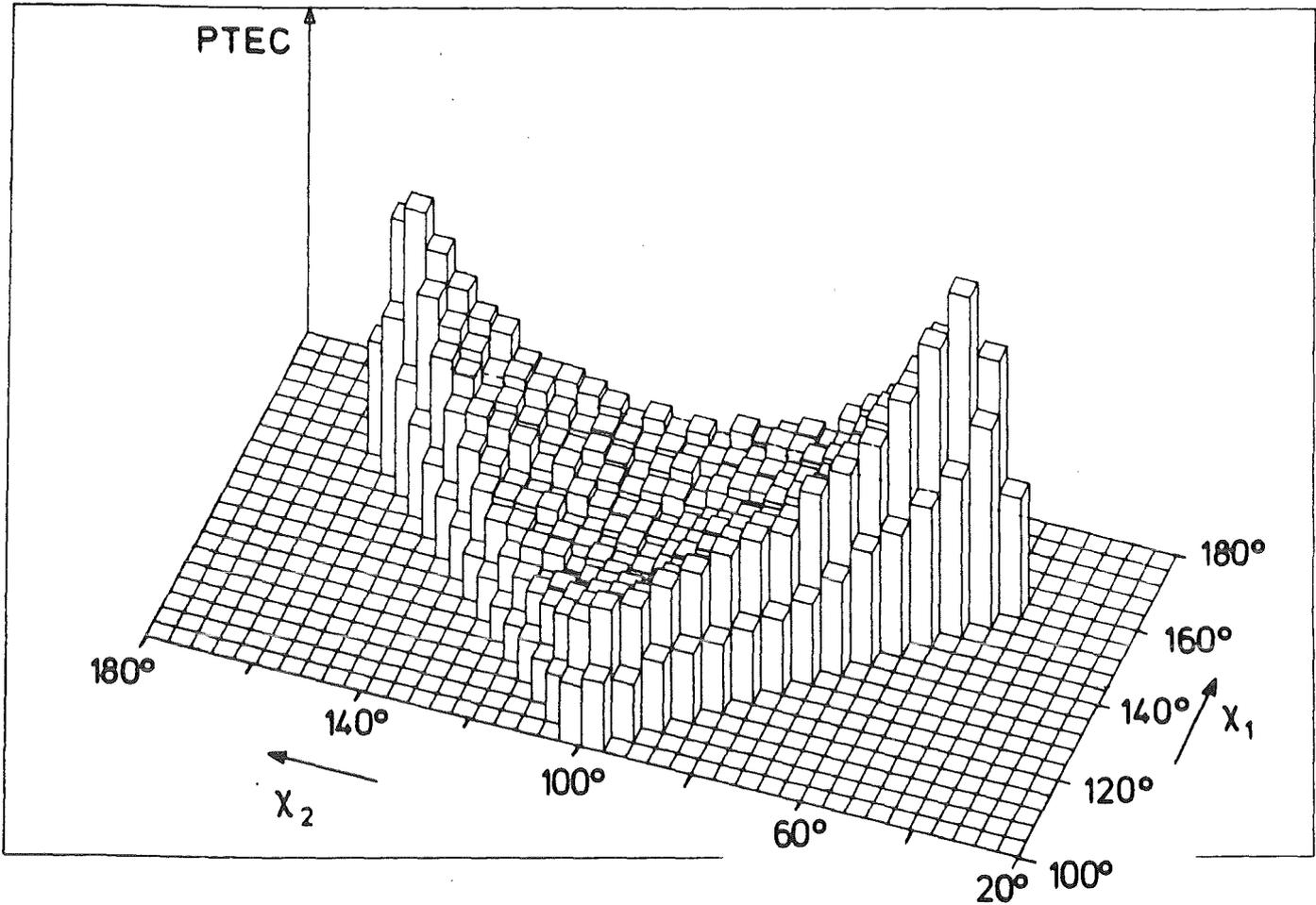


Abbildung 18. Der zentrale Bereich der PTEC:  $\delta = 20^\circ$ ,  $\chi_1 > \chi_2$

mit ähnlicher Terminologie wie die EEC, wobei  $\chi_1, \chi_2, \chi_3$  die 3 Winkel zwischen den Teilchen  $i, j, l$  in einem Ereignis  $k$  bedeuten. Der Beitrag der 3-Jets, die aus kinematischen Gründen planar sind, kann durch die Einführung der planaren Tripel-Energiekorrelation (PTEC) erhöht werden. Dazu integriert man über  $\chi_3$  mit der Nebenbedingung:

$$\chi_1 + \chi_2 + \chi_3 > 2\pi - \phi ; \quad \phi = 0.1 \text{ rad } (5.7^\circ)$$

Auf diese Weise selektiert man planare Tripel von Teilchen, wobei  $\phi$  die Verschmierung durch die Fragmentation berücksichtigt. Der Wert von  $\phi$  wurde in Anlehnung an Csikor et al. [53] gewählt, die zuerst die PTEC studiert haben. Den auf die Fragmentation empfindlichen Bereich kleiner Winkel zwischen den Teilchen entfernt man mit folgenden Bedingungen:

$$\delta < \chi_1, \chi_2 < \pi - \delta \quad \text{und} \quad \chi_1 + \chi_2 > \pi + \delta$$

und definiert damit den zentralen Teil der PTEC, der auf Abbildung 18 gezeigt wird. Da die Verteilung symmetrisch zur Achse mit  $\chi_1 = \chi_2$  ist, wird nur der Teil für  $\chi_1 > \chi_2$  gezeigt. Das Integral über den zentralen Bereich soll mit  $\int PTEC$  bezeichnet werden, wobei der Winkel  $\delta$  den Integrationsbereich angibt.

Man erhält bei 35 GeV mit  $\Lambda = 0.4$  GeV etwa 5000 Tripel je Ereignis, von denen 12.6 % planar sind. Davon wiederum tragen 18.2 % zum Integral mit  $\delta = 30^\circ$  bei.

Eine QCD-Rechnung für die PTEC in 2. Ordnung existiert bis jetzt noch nicht.

$Y_{\min}$	$\int PTEC (\delta = 40^\circ)$			$\int AEEC (\chi > 40^\circ)$			
	2-Jet	3-Jet	4-Jet	2-Jet	3-Jet	4-Jet	
0.011	0.07	56.4	43.5	-0.13	50.2	49.9	%
0.015	0.76	69.3	29.9	-0.16	66.0	34.2	%
0.02	1.36	79.3	19.3	-0.19	77.5	22.7	%
0.03	2.04	88.4	9.5	-0.27	88.6	11.7	%
0.04	2.5	92.8	4.7	-0.43	93.8	6.6	%
0.05	2.9	94.8	2.3	-0.6	97.1	3.5	%

Tabelle 5. Beitrag der 2,3 und 4-Jets zu  $\int AEEC$  und  $\int PTEC$  in %  
 $W = 44$  GeV,  $\Lambda = 0.5$  GeV,  $\alpha_s = 0.158$

Den Beitrag der verschiedenen Jets zu  $\int PTEC$  zeigt Tabelle 5, wobei zum Vergleich auch die Werte für das Integral der AEEC angegeben sind. Die PTEC erhalten einen größeren Betrag von den 2-Jets und einen geringeren von den 4-Jets, sonst ähneln sich die beiden Observablen sehr.

### 2.4.3 Eigenschaften der AEEC und PTEC

Um  $\alpha_s$  verlässlich zu bestimmen, sollen einige Einflüsse systematischer Natur auf die beiden Observablen AEEC und PTEC untersucht werden:

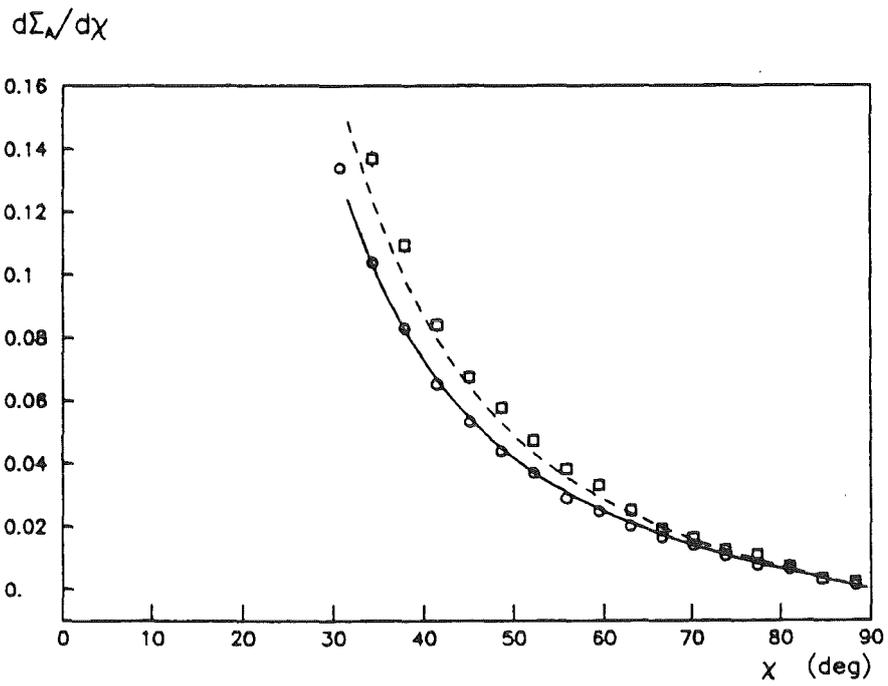
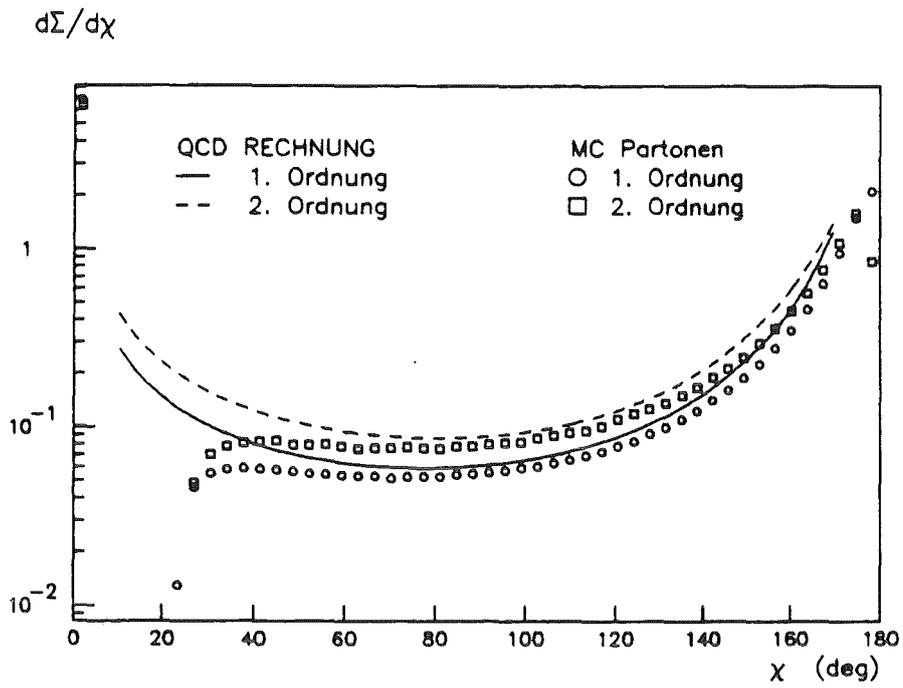


Abbildung 19. EEC und AEEC in 1. und 2. Ordnung von  $\alpha_s$

### Korrekturen in höherer Ordnung von $\alpha_s$

Die 2. Ordnung stellt rechentechnisch eine gewisse Grenze dar, die 3. Ordnung wäre aber wünschenswert:

Eine direkte Beobachtung von Ereignissen mit 5 Jets steht zwar noch aus, aber es gibt Hinweise, daß die Rate an 4-Jets zu klein ist [44], die ja virtuelle Beiträge höherer Ordnung hat. Man muß sich deswegen davon überzeugen, daß die Korrekturen in 2. Ordnung klein sind, um Vertrauen in die Konvergenz der Störungsreihe zu gewinnen. Wie aus Abbildung 19 ersichtlich ist, sind aber die Korrekturen für die AEEC und auch die PTEC beträchtlich. Tabelle 6 zeigt, daß der Beitrag der 2. Ordnung durch die Einführung des Abschneideparameters  $Y_{\min}$  (Übergang von "QCD" zu "MC-Partonen" in der Tabelle) stark zunimmt und daß die Fragmentation diesen Effekt noch vergrößert. Die PTEC hat etwa ein Drittel kleinere Korrekturen.

Vergleichsebene	Korrektur in 2. Ordnung ( $\alpha_s = 0.15$ )			
	/AEEC		/PTEC	
	$\chi > 30^\circ$	$\chi > 40^\circ$	$\delta = 30^\circ$	$\delta = 40^\circ$
QCD-Rechnung	17 %	16 %	-	-
MC-Partonen	28 %	26 %	16 %	13 %
MC mit Fragmentation (SF)	35 %	35 %	25 %	24 %

Tabelle 6. Korrektur in  $O(\alpha_s^2)$  auf AEEC und PTEC

Daraus ist zu schließen, daß Beiträge der  $O(\alpha_s^3)$  wahrscheinlich nicht zu vernachlässigen sind. Es wurde gezeigt, daß das Renormierungsschema daran nicht viel ändert, wohl aber die Renormierungsskala  $\mu^2$  [50]. Diese Abhängigkeit soll hier nicht untersucht werden, es wird  $\mu^2 = s$  gewählt, da die Wirkungsquerschnitte auf diese Weise berechnet wurden.

Es muß noch bemerkt werden, daß andere Observable noch größere Korrekturen in  $O(\alpha_s^2)$  haben. Eine Ausnahme macht nur der totale Wirkungsquerschnitt für Multihadronen (der R-Wert), der keinerlei infrarote Divergenzen aufweist. Er ist aber relativ unempfindlich auf  $\alpha_s$  und verlangt deswegen eine viel höhere experimentelle Genauigkeit.

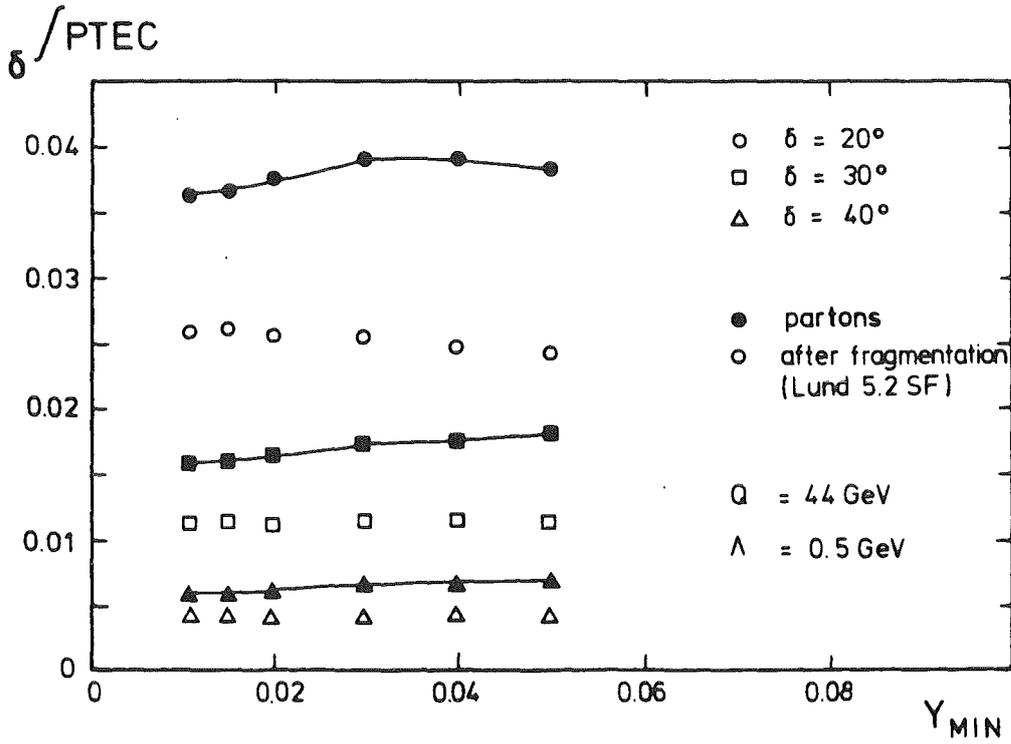
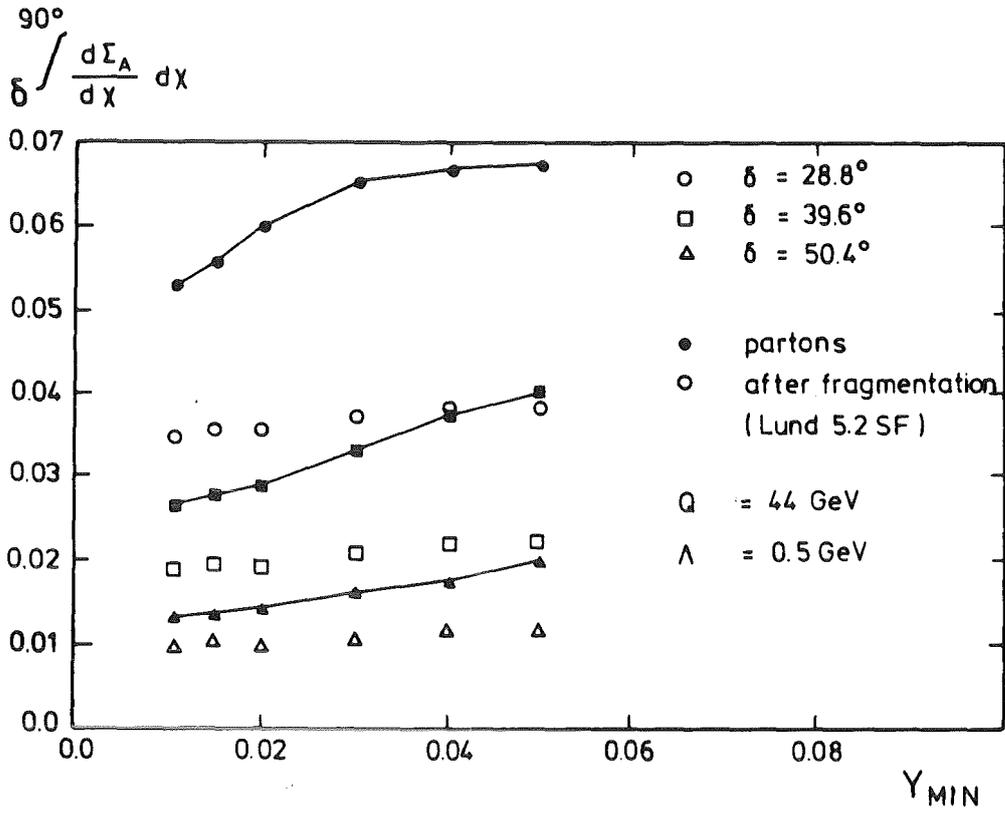


Abbildung 20.  $J_{\text{AEEC}}$  und  $J_{\text{PTEC}}$  als Funktion von  $Y_{\text{min}}$ : Die Werte für Partonen sind mit einer Linie verbunden, die anderen (offene Symbole) sind nach der Fragmentation berechnet.

## Einfluß des Abschneideparameters $Y_{\min}$

Die Energiewichtung macht AEEC und PTEC unempfindlich auf infrarote Gluonen, also auch auf Änderungen von  $Y_{\min}$ . Abbildung 20 zeigt jeweils die Abhängigkeit von  $Y_{\min}$  für verschiedene Integrationsbereiche, sowohl vor als auch nach der Fragmentation. Die PTEC ist infrarot stabiler als die AEEC und in beiden Fällen mindert die Fragmentation die Abhängigkeit. Sie wird mit größerem Integrationswinkel geringer, so daß AEEC und PTEC etwa im Bereich  $\delta > 40^\circ$  bzw.  $\delta > 30^\circ$  benutzt werden sollten, damit der systematische Einfluß auf  $\alpha_s$  gering bleibt.

## 3-Jet Wirkungsquerschnitt in 2. Ordnung

Der Unterschied der beiden Wirkungsquerschnitte nach GKS und ERT wurde bereits in "Mehrjet-Ereignisse in der QCD Störungsrechnung" auf Seite 23 diskutiert. Dort zeigte der Parton-Thrust in dem für die  $\alpha_s$ -Bestimmung relevanten Bereich praktisch keinen Unterschied. Auf Abbildung 21 sind die beiden Rechnungen für die AEEC der Partonen verglichen und es zeigt sich eine sehr kleine, winkelabhängige Differenz, die man allerdings, wie bei der Analyse der Daten klar wird (siehe "7. Bestimmung von  $\alpha_s$  und  $\Lambda_{\overline{MS}}$ "), vernachlässigen kann.

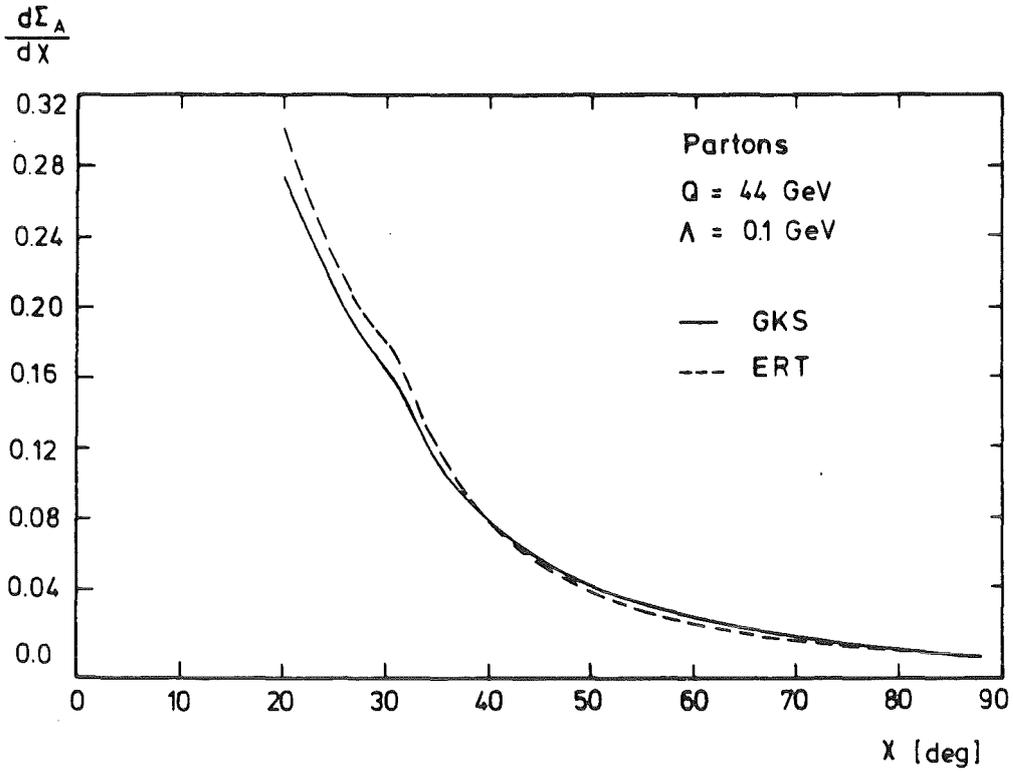
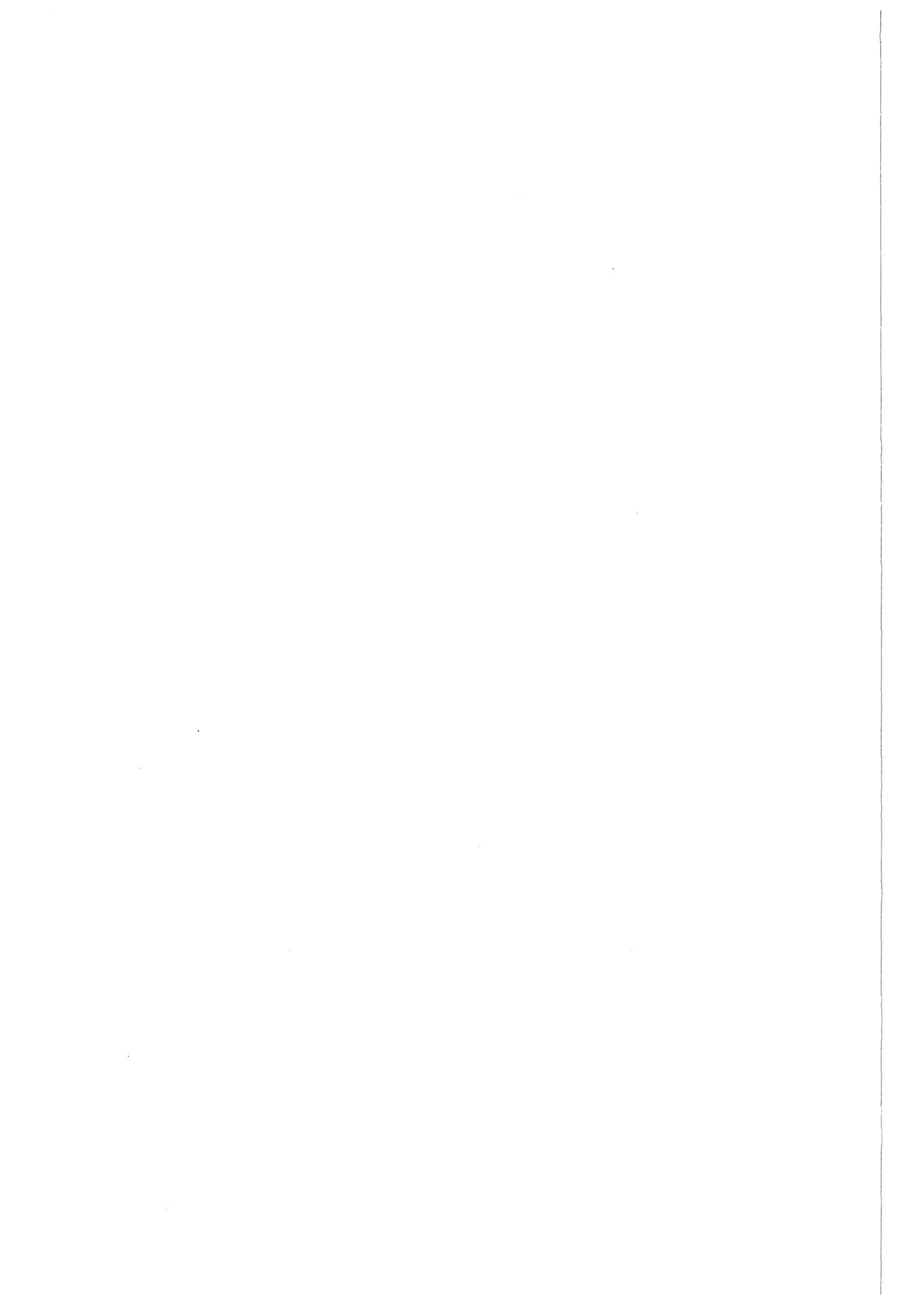


Abbildung 21. AEEC der Partonen für GKS und ERT ( $Y_{\min} = 0.02$ ): Der "Knick" in der Kurve entsteht durch den Schnitt in Y



### 3. DAS EXPERIMENT

Dieses Kapitel beschreibt das Experiment, mit dem die Daten für diese Arbeit genommen wurden. Zunächst folgt eine Darstellung des Speicherringes PETRA und des Detektors CELLO. Dann wird der Weg beschrieben, den die Daten vom Experiment bis zur Endanalyse zurücklegen und schließlich folgt, wie der Detektor mit Montecarlo-Programmen simuliert wird.

#### 3.1 DER $e^+e^-$ SPEICHERRING PETRA

Auf dem Gelände des Deutschen Elektronen Synchrotrons (DESY) in Hamburg wurde im September 1978 der  $e^+e^-$  Speicherring PETRA [30] fertiggestellt, der dann hauptsächlich ab Frühjahr 1981 in den 4 Wechselwirkungszonen die Beobachtung der  $e^+e^-$ -Annihilation bis zu Schwerpunktsenergien von 46.8 GeV ermöglichte. Sein Betrieb wurde am 3. November 1986 eingestellt, um seinen Umbau zu einem Glied in der Beschleunigerkette für HERA, einem Doppelspeicherring für Elektron-Proton Kollisionen, vorzunehmen.

Der Aufbau der Anlagen bei DESY ist auf Abbildung 22 dargestellt. In dem Synchrotron PETRA, einem Ring aus je 8 geraden und gekrümmten Segmenten, werden Elektronen und Positronen in je 2 gegenläufigen Teilchenbündeln (Bunches) gespeichert. Ihre Wechselwirkungspunkte liegen in der Mitte von 4 geraden Strecken, an denen jeweils ein Detektor zum Nachweis der Reaktionen aufgebaut ist. Zwei gegenüberliegende Geraden dazwischen enthalten Hohlraumresonatoren zur Beschleunigung. In den Kreissegmenten werden die Teilchen durch Dipolmagnete abgelenkt und mit Quadrupol- bzw. Sextupolmagneten fokussiert.

Die Elektronen werden im Linearbeschleuniger LINAC I erzeugt und mit 40 MeV in das Synchrotron DESY eingeschossen, dort weiter auf 7 GeV beschleunigt und in PETRA injiziert. Die Positronen müssen zuerst durch Bremsstrahlung und Paarbildung erzeugt werden, indem Elektronen im LINAC II mit 400 MeV auf ein Target geschossen werden. Das kleine Synchrotron PIA (Positron Intensity Accumulator) akkumuliert die Positronen, die dann weiter nach DESY und PETRA transferiert werden.

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 $\text{nb}^{-1}$
Summe von 1986	85000 $\text{nb}^{-1}$
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 7. Technische Daten des PETRA - Speicherrings (1984)

Die Strahlenergie ist bei Elektronen wegen der Synchrotronstrahlung, die durch die Ablenkung in den Dipolmagneten entsteht, nach oben begrenzt. Der Energieverlust ist proportional zu  $(E/m)^4$  und muß mit den Hohlraumresonatoren wieder ausgeglichen werden. Die Synchrotronstrahlung ist auch sehr störend für die Experimente, weil die Photonen im KeV-Bereich bei hohen Strahlenergien einen erheblichen Untergrund darstellen.

Verluste durch Wechselwirkungen mit dem Restgas im Strahlrohr führen zu einer exponentiellen Abnahme des Strahlstroms, so daß etwa alle 5 h neu gefüllt werden muß. Diese Strahl-Gas-Wechselwirkungen sind außerdem eine weitere störende Untergrundquelle für die Experimente.

Ein Maß für die Güte eines Speicherring ist die Luminosität  $L$ , mit der man aus dem Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  einer Reaktion die Ereignisrate erhält, also

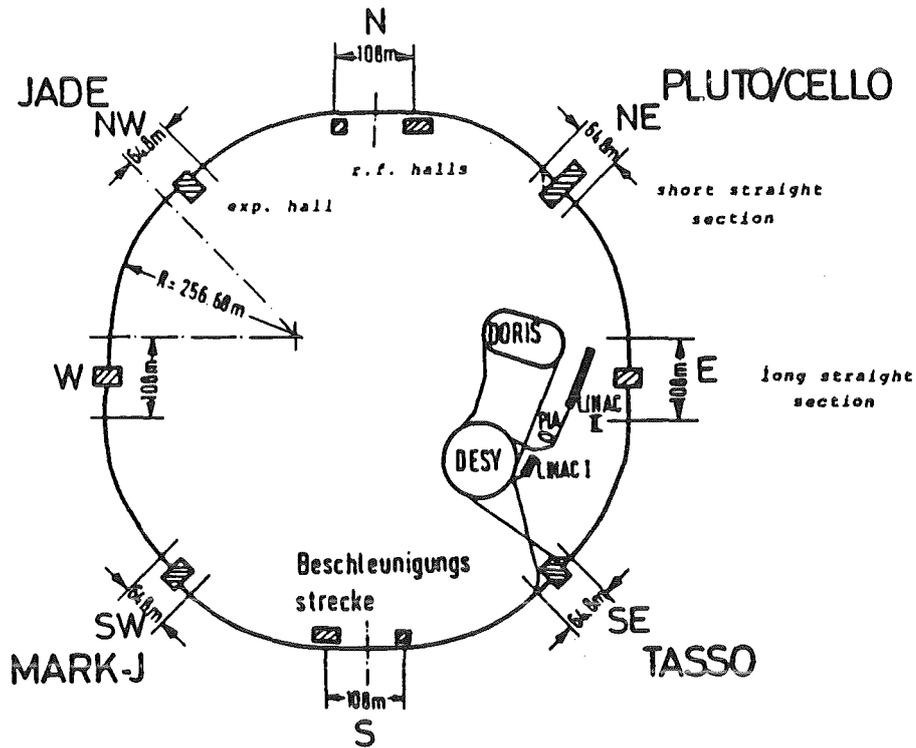


Abbildung 22. Skizze der Beschleuniger bei DESY

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

Eine gebräuchliche Größe ist die integrierte Luminosität

$$L_{\text{int}} = \int L dt ; \quad [L_{\text{int}}] = \text{nb}^{-1}$$

aus der man die Anzahl der Ereignisse in der Meßzeit berechnen kann. Die Luminosität ist gegeben durch:

$$L = \frac{n^+ n^-}{A} f B$$

- mit
- B = Anzahl der Bündel
  - f = Umlauffrequenz
  - n-/+ = Anzahl der Elektronen/Positronen
  - A = Strahlquerschnitt

Berücksichtigt man

$$I^{\pm} = f \cdot B \cdot n^{\pm} \quad \text{Teilchenströme}$$

$$A = 4\pi \cdot \sigma_x \cdot \sigma_y \quad \text{effektiver Strahlquerschnitt}$$

so kann man die Luminosität aus den Beschleunigerdaten errechnen:

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

Um eine hohe Luminosität zu erreichen, muß der Strahlquerschnitt in den Wechselwirkungspunkten möglichst klein sein. Dies wird bei PETRA durch sogenannte "mini- $\beta$ "-Quadrupole erreicht, die nur wenige Meter vom Wechselwirkungspunkt entfernt sind. Der Teilchenstrom sollte möglichst groß sein, es gibt aber eine obere Grenze wegen der Strahl-Strahl-Wechselwirkungen, die zu Instabilitäten und schließlich zum Verlust des Strahls führen. Der stabil speicherbare Teilchenstrom nimmt mit der Energie ab, weshalb die Luminosität bei hohen Energien wesentlich geringer wird. Die Strahlenergie von PETRA bewegte sich im Bereich zwischen 7 und 23.4 GeV, wobei sich der Großteil der integrierten Luminosität bei 17.5 GeV befindet. Außer bei festen Energien wurde PETRA auch im "Scan"-Modus betrieben, wobei die Energie in Schritten von 150 MeV erhöht wurde, um nach Resonanzen zu suchen. Die Qualität dieser Daten ist schlechter, weil kein stabiler Zustand erreicht wird. Deshalb ist die Luminosität gering, aber der Untergrund an Synchrotronstrahlung sehr hoch.

### 3.2 DER DETEKTOR CELLO

Eine deutsch-französische Kollaboration entwarf 1975 den Detektor CELLO [31], der ab Anfang 1980 in einer Wechselwirkungszone von PETRA in Betrieb ging. Wesentliche Konstruktionsprinzipien waren:

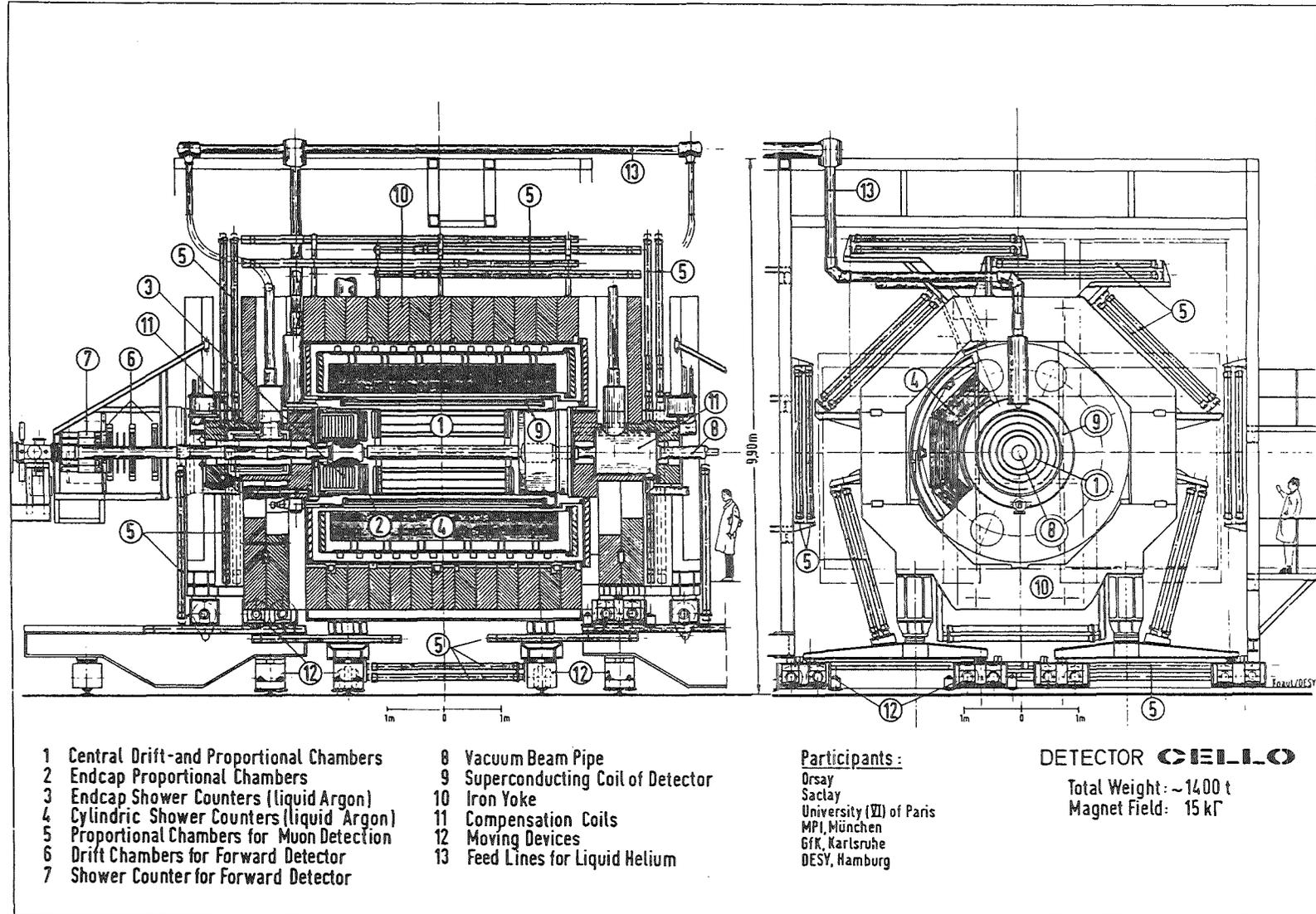
- Homogener Nachweis der aus dem Vertex kommenden Teilchen über den größtmöglichen Raumwinkel, um systematische Meßfehler klein zu halten.

- Gute Messung des Impulses geladener Teilchen, auch bei großen Teilchendichten, wie sie in hadronischen Jets vorkommen.
- Kalorimetrische Bestimmung der Energie von Elektronen und Photonen mit guter Auflösung auch bei niedriger Energie.
- Feine laterale und longitudinale Auflösung des Kalorimeters um eine gute Trennung von Schauern und  $e/\pi$ -Separation zu ermöglichen.

Der Detektor ist nach dem "Zwiebelschalen"-Prinzip aufgebaut, d.h. die inneren Komponenten werden von den äußeren umhüllt. Er setzt sich von innen nach außen aus folgenden Teilen zusammen (siehe Abbildung 23):

- Dem Aluminium-Strahlrohr (8) mit einer Dicke von 0.07 Strahlungslängen.
- Dem **Vertex-Spurdetektor** (seit 1982) mit 2 Lagen von Driftrohren, die direkt außerhalb des Strahlrohrs befestigt sind.
- Einem **Luminositätsmonitor** im Vorwärtsbereich mit Szintillatoren und Bleiglas-Schauerzählern.
- Dem **Zentral-Spurdetektor** (1) mit zylindrischen Proportional- und Driftkammern.
- Dem **Endkappen-Spurdetektor** (2) mit Proportionalkammern.
- Der **supraleitenden Spule** (9), die ein Solenoidfeld von 1.3 Tesla erzeugt.
- Einem **Flüssigargon/Blei-Kalorimeter**, bestehend aus dem zylindrischen Zentralteil (4) und 2 Endkappen (3).
- Einem **Szintillationszähler** ("Hole tagger", seit 1982 installiert), der die Lücke im Nachweis neutraler Teilchen zwischen Zentral- und Endkappen-Kalorimeter schließt. Er ist am Eisen des Rückflußjochs befestigt.
- Dem **Hadronfilter** (10) aus 80 cm Eisen, das gleichzeitig als Rückflußjoch für den Magneten dient.
- Den großflächigen **planaren Proportionalkammern** zur Identifikation von Müonen (5).

Abbildung 23. Der Detektor CELLO in rz- und rφ-Projektion



Die für meine Arbeit wichtigen Teile des Detektors möchte ich im folgenden genauer darstellen. Weitere Kapitel behandeln den Trigger und die Erfassung der Meßdaten. Die physikalischen Prinzipien, auf denen die einzelnen Detektorkomponenten beruhen, sind z.B. in [70] ausführlich dargestellt.

### 3.2.1 Der Innendetektor

Unter dem Innendetektor versteht man den Teil, der zur Messung des Impulses geladener Teilchen dient. Dazu gehört der zylindrische Spurdetektor und die Spule. Zur genaueren Beschreibung benötigt man das CELLO-Koordinatensystem, dessen z-Achse in Richtung des Elektronenstrahls zeigt. Die x-Achse zeigt horizontal aus dem Inneren des PETRA-Rings heraus und die y-Achse geht vertikal nach oben (Abbildung 24)

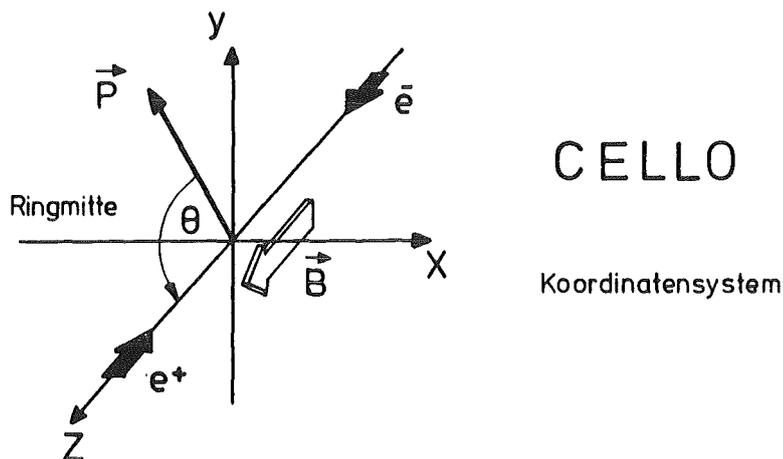


Abbildung 24. Das CELLO Koordinatensystem

Direkt um das Strahlrohr herum sind 2 zylindrische Driftkammern angebracht, die aus dünnen Aluminium-Rohren bestehen. Dann folgt der eigentliche Innendetektor aus 5 Proportional- und 7 Driftkammern, die intermittierend angeordnet sind, wie auf Abbildung 25 zu sehen ist. Die einzelnen Kammern sind durch zylindrischen Mylarfolien getrennt, die von innerem Überdruck in Form gehalten werden. Die Kathoden der Proportionalkammern sind als Silberlack-Streifen unter 30° und 90° zur Strahlachse auf die Folien aufgedampft um die z-Koordinaten einer Spur zu messen. Die weiteren Daten kann man aus der Tabelle 8 entnehmen.

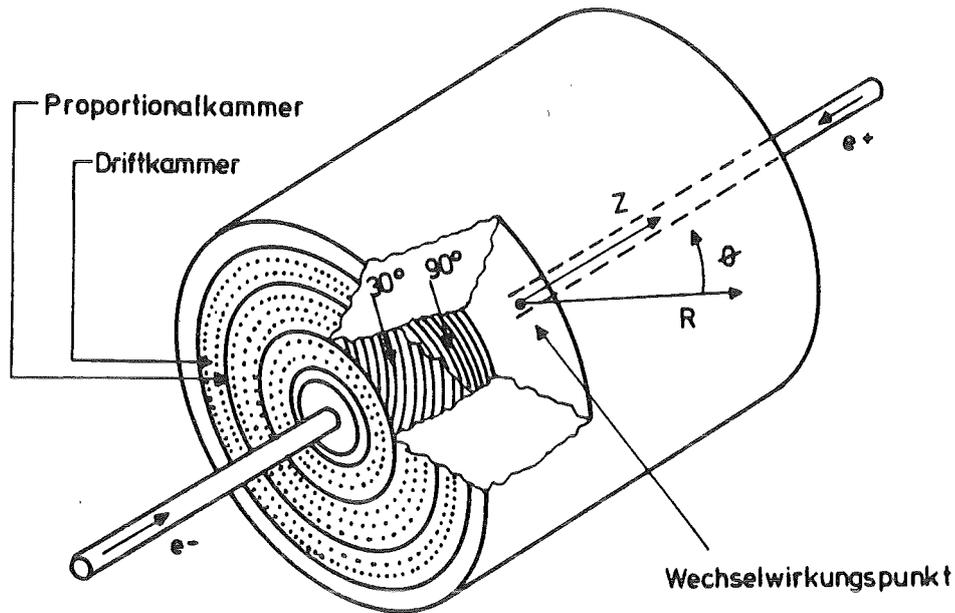


Abbildung 25. Aufriß der Drift- und Prop.-Kammern des Innendetektors

Die Funktion der Proportionalkammern beruht auf der Ionisation des Kammergases entlang der Spur eines geladenen Teilchens. Die freien Elektronen werden durch eine angelegte Hochspannung auf die Anodendrähte beschleunigt. In der Nähe der dünnen Drähte steigt die Feldstärke steil an und durch die Auslösung von Sekundärelektronen tritt eine Vervielfachung ein, so daß die auf den Anoden induzierte Ladung elektronisch gemessen werden kann. Die Vervielfachung ist linear, woraus sich der Name "Proportionalkammer" ableitet. Eine Erweiterung dieses Prinzips stellt die Driftkammer dar, bei der durch die Bestimmung der Driftzeit der Ladungswolke eine bessere Auflösung erreicht wird, wobei der Drahtabstand wesentlich größer gewählt werden kann. Dafür ist das Signal erst nach einiger Zeit vorhanden, so daß Driftkammern nicht für einen schnellen Trigger geeignet sind.

Der Impuls der Teilchen wird mit Hilfe der Krümmung der Spur im Magnetfeld bestimmt. Dazu ist der Innendetektor von einer supraleitenden Spule umgeben, die ein Feld von 13.12 kGauss erzeugt. Die Impulsauflösung senkrecht zum Magnetfeld, die mit einer solchen Anordnung erreicht wird, ist gegeben durch [32]:

$$\Delta p/p = p \cdot \sigma / (0.003 \cdot L^2 \cdot B) \cdot \sqrt{(720 / (N+4))} \quad p \text{ in GeV}$$

Länge	220 cm
Dicke	0.02 X <sub>0</sub>
Material davor (Strahlrohr)	0.06 X <sub>0</sub>
Raumwinkel (mindestens 8 Kammern)	91 % von 4π
Impulsauflösung $\sigma(p_{\perp})/p_{\perp}^2$ (p in GeV)	2.2 %
mit Vertexdetektor	1.3 %
Vertexkammern	
Anzahl	2
Gasfüllung	50 % Ar, 50 % Äthan
Länge	100 cm
Abstand vom Vertex	10.9, 11.4 cm
Radius der Driftrohre	ca. 5.5 mm
Ortsauflösung r $\phi$	180 $\mu$ m
Proportionalkammern	
Anzahl	5
Gasfüllung	80 % Ar, 20 % Isobutan, 0.18 % Freon
radialer Bereich	17 - 70 cm
Anodendurchmesser	20 $\mu$ m
Anodenabstand	2.1-2.9 mm
Breite der Kathodenstreifen	ca. 4.5 mm
Ortsauflösung r $\phi$	$\sim$ Anodenabstand/3.5
Ortsauflösung rz	440 $\mu$ m
Winkelauflösung rz	3 mrad $\cdot$ sin $\theta$
Driftkammern	
Anzahl	7
Gasfüllung	50 % Ar, 50 % Äthan
radialer Bereich	25.5 - 64.7 cm
Breite der Driftzellen	ca. 15 mm
Ortsauflösung r $\phi$	130 $\mu$ m
Winkelauflösung r $\phi$	3 mrad

Tabelle 8. Eigenschaften des Innendetektors (ab 1982)

wobei  $\sigma$  die Ortsauflösung einer Kammer in  $\mu$ m, L die Länge der Spur in cm, B die Feldstärke des Magneten in KGauss und N die Anzahl der Meßpunkte je Spur bedeuten. Für CELLO ergibt sich ohne Vertexdetektor ein Wert von  $\Delta p/p = 0.016 \cdot p$  und mit Vertexdetektor  $\Delta p/p = 0.010 \cdot p$ , wenn alle Kammern be-

rücksichtigt werden. Die wirklich mit hochenergetischen Spuren aus der Bhabhastreuung erzielten Werte (0.022 bzw. 0.013) sind etwas schlechter, was auf systematische Fehler zurückzuführen ist, wie z.B. nicht ansprechende Kammeren oder Unsicherheiten in der Position der Drähte.

### 3.2.2 Das Kalorimeter

Eines der wesentlichen Merkmale des Detektors ist das Flüssigargon/Blei-Kalorimeter. Es sollte den größtmöglichen Raumwinkel überdecken und noch Photonen von 100 MeV nachweisen. Dies wurde durch die dünne Spule mit hohem Feld ermöglicht, so daß der Spurdetektor sehr kompakt war.

Das Kalorimeter dient dazu, die Energie von Photonen und Elektronen (Positronen) zu messen, die einen elektromagnetischen Schauer bilden. Ein solcher Schauer entsteht durch zwei sich abwechselnden Prozesse:

- Bremsstrahlung des Elektrons (Positrons)
- Paarbildung ( $e^+e^-$ ) des Photons

Beide Prozesse skalieren in longitudinaler Richtung mit der *Strahlungslänge*  $X_0$ , die vom Material abhängt und  $\sim Z^2$  ist. Aufgrund der Lawinenbildung steigt die Länge eines Schauers nur logarithmisch mit der Energie an. Bei CELLO entsteht der Schauer hauptsächlich im Blei (großes Z) und im Argon wird die Ionisation der entstehenden Teilchen nachgewiesen. Die totale Ionisation ist proportional zur Energie des primären Teilchens.

Müonen bilden keinen Schauer, sie sind meist minimal ionisierend, was einer sichtbaren Energie von etwa 320 MeV entspricht. Hadronen verhalten sich entweder ähnlich wie Müonen, können aber auch hadronische Schauer bilden. Diese entstehen durch die starke Wechselwirkung und sind viel breiter und länger als ein elektromagnetischer Schauer. Sie skalieren mit der *Absorptionslänge*  $\lambda_0$  und erstrecken sich über etwa  $5 \lambda_0$ . Im CELLO-Kalorimeter werden sie nur zum Teil nachgewiesen, da es nur eine Länge von  $0.9 \lambda_0$  hat.

Das Kalorimeter besteht aus dem Zentralteil außerhalb der Spule und den beiden Endkappen, die jeweils von einem Kryostaten umgeben sind, der zum Betrieb mit flüssigem Argon erforderlich ist. Der Zentralteil ist aus

sechzehn identischen Modulen aufgebaut (Abbildung 26), die in Strahlrichtung zwei hintereinanderliegende Achtecke bilden.

Jeder Modul besteht aus alternierenden Lagen von Bleistreifen und Bleiplatten (je 1.2 mm dick). Die Zwischenräume (3.6 mm) sind mit flüssigem Argon gefüllt. Vor der ersten Bleiplatte befinden sich noch zwei Lagen aus kupferkaschierten Epoxydharzplatten, mit denen eine  $dE/dx$ -Messung gemacht werden kann. Die Abfolge Bleiplatte-Argon-Bleistreifen-Argon wiederholt sich 41-mal in der Tiefe. Die Streifen, mit denen die Schauer räumlich aufgelöst werden, sind unter Winkeln von  $0^\circ$ ,  $90^\circ$  und  $45^\circ$  zur Strahlachse orientiert. Sie liegen gegenüber den Platten an Hochspannung, so daß die im Argon erzeugte Ladung nachgewiesen werden kann. Dies geschieht durch ladungsempfindliche Verstärker, die direkt außerhalb des Kryostaten angebracht sind. Um deren Zahl aus Kostengründen gering zu halten, sind mehrere Streifen an einen Kanal angeschlossen. In Abbildung 27 auf Seite 67 sieht man in der Projektion, wie die u- und v-Streifen ( $0^\circ$  und  $90^\circ$  zur Strahlrichtung) zusammengefasst sind, und zwar so, daß für vom Vertex kommende Teilchen eine konstante Winkelauflösung in  $\phi$  und  $\theta$  erreicht wird. In der Tiefe werden 7 Lagen gebildet, eine  $dE/dx$ - und 6 Bleilagen. Insgesamt kommt man so auf 576 geometrische Kanäle je Modul. Weitere Daten kann man aus Tabelle 9 entnehmen.

Die Ausleseelektronik muss extrem rauscharm sein, da ein minimal ionisierendes Teilchen nur eine Ladung von etwa 5 fC in einer Zelle erzeugt. Mit ausgewählten FET Transistoren in den Vorverstärkern wird das Rauschsignal auf etwa 1 fC begrenzt. Die zeitliche Stabilität des Pedestals und der Verstärkung erwies sich als sehr gut, so daß die Kanäle nur in großen Abständen kalibriert werden müssen. Dies geschieht dadurch, daß über Kondensatoren eine bekannte Ladung auf die einzelnen Kanäle gebracht wird. Etwa 1% aller Kanäle waren defekt und konnten nicht ausgelesen werden.

Die Eichung des Kalorimeters von fC nach GeV wurde mit hochenergetischen Elektronen aus der Bhabhastreuung bestimmt. Sie hängt von der Geometrie, der Hochspannung und der Sauerstoff-Kontamination des Argons ab und erwies sich als sehr stabil. Für die Energieauflösung des Kalorimeters erhält man

$$\sigma(E) = 0.05 E + 0.10 \sqrt{E} \quad (E \text{ in GeV})$$

Der erste Term beruht auf systematischen Effekten, wie Unterschieden in der Kalibration einzelner Kanäle, defekter Kanäle und Übersprechen. Der zweite Term enthält die statistischen Fluktuationen, die dadurch entstehen, daß nur

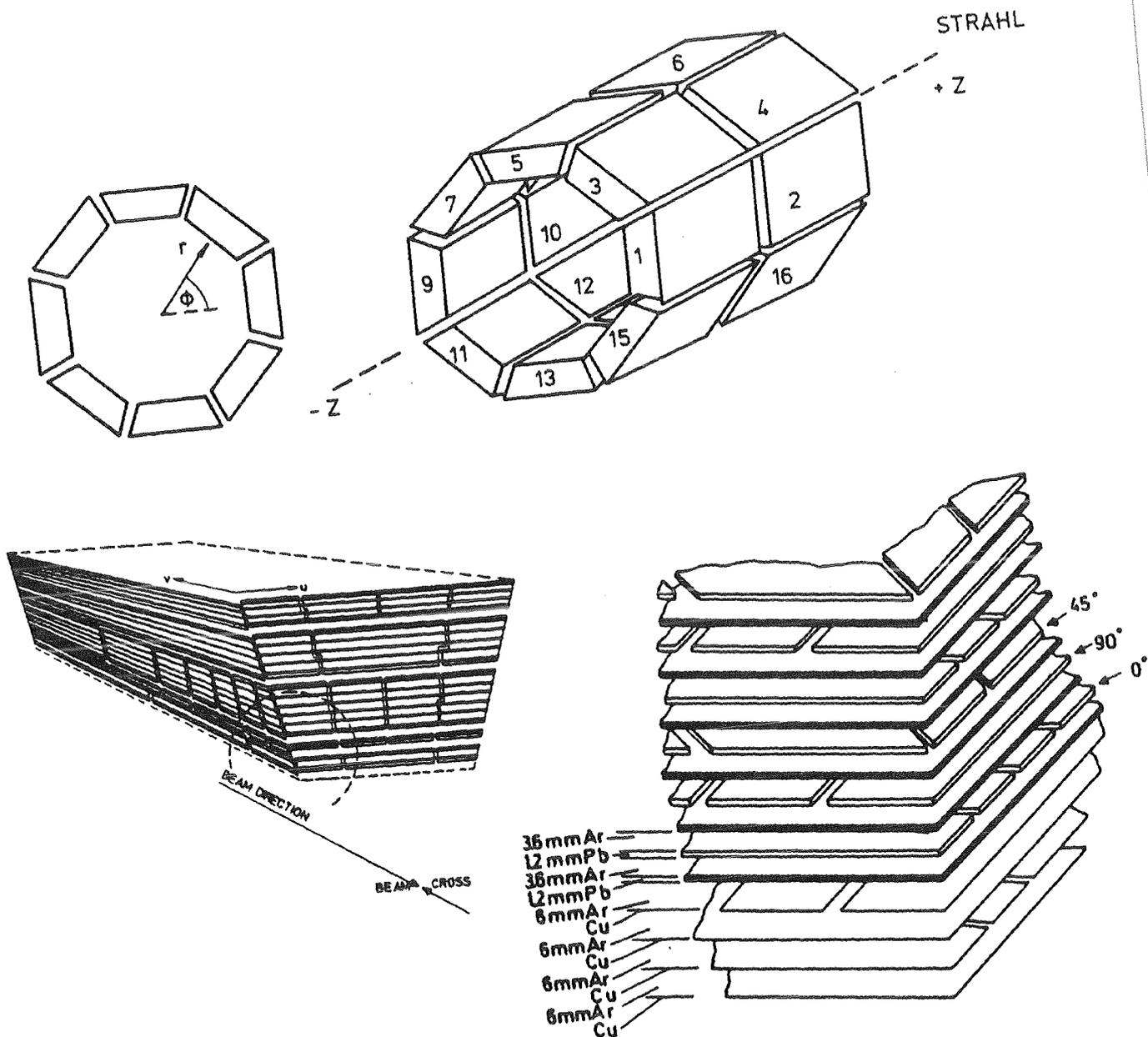


Abbildung 26. Anordnung und Aufbau der Module des CELLO-Kalorimeters: Rechts unten ist eine Vergrößerung der vorderen Ecke gezeigt.

etwa 1/5 des Schauers im Argon nachgewiesen wird, der Rest wird im Blei absorbiert.

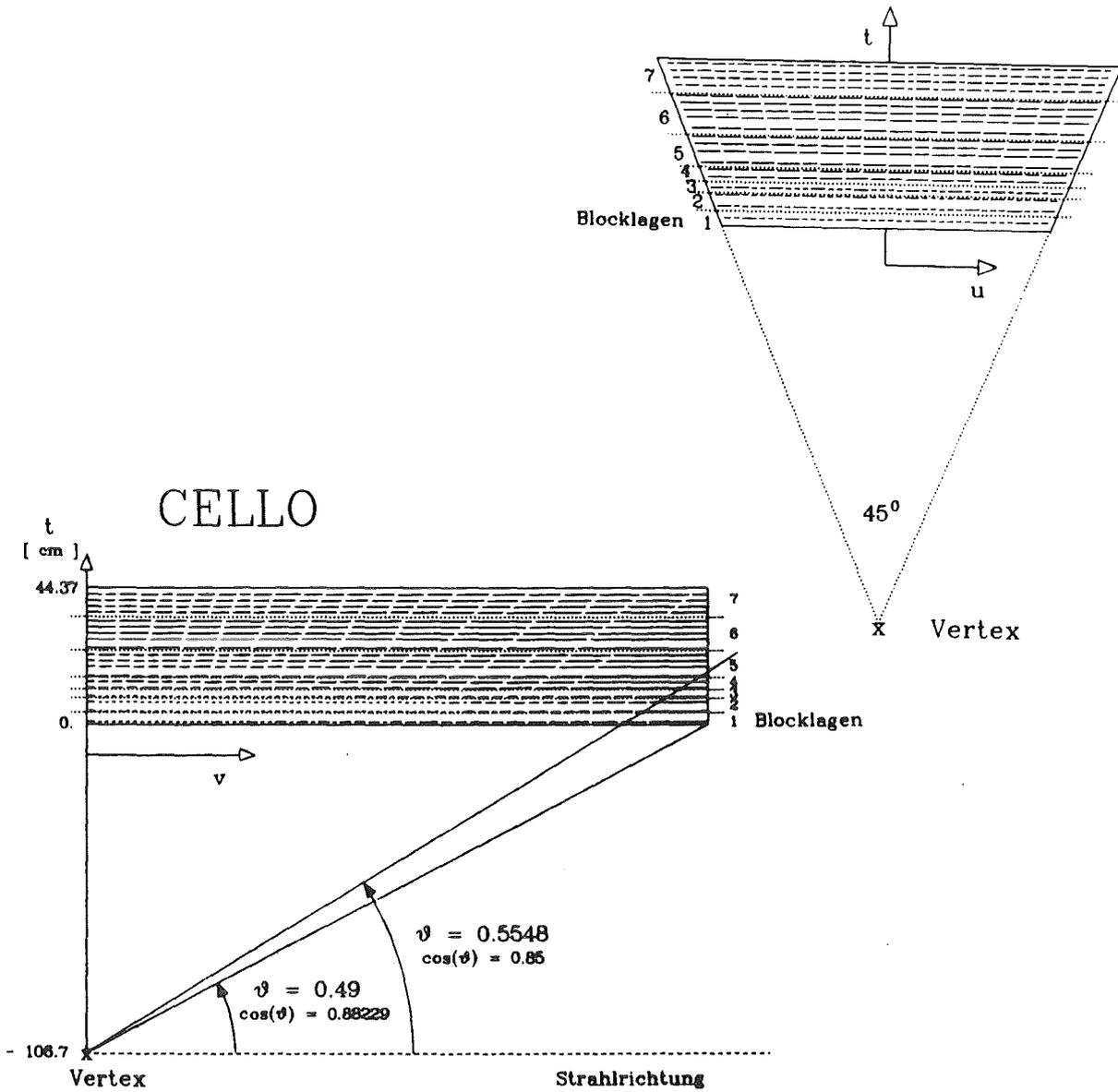


Abbildung 27. Elektronische Struktur eines Kalorimetermoduls: Die Bleistreifen sind lateral und longitudinal elektronisch zusammengefasst. Die w-Streifen ( $45^\circ$  zur Strahlrichtung) sind nicht gezeigt.

### 3.2.3 Der Trigger

Mit einer Frequenz von 250 KHz treffen sich die Teilchenbündel im Zentrum des Detektors, die Ereignisse können aber nur mit einigen Hz ausgelesen werden und ein multihadronisches Ereignis erwartet man etwa alle 5-10 Minuten. Deswegen ist ein leistungsfähiger Trigger nötig, der zwischen zwei

Bauweise		Sampling-Kalorimeter
passives Material		Blei-platten und -streifen
aktives Material		flüssiges Argon
Zentralteil		16 Module
Länge		4 m
Tiefe		43 cm
Breite	erste Bleiplatte	85 cm
	letzte ~	121 cm
Abstand vom Vertex		107 cm
Raumwinkel		87 % von $4\pi$
Dicke der Blei-platten/-streifen		1.2 mm
Breite der Bleistreifen	$0^\circ, 90^\circ$	2.3 cm
	$45^\circ$	3.25 cm
Abstand Bleiplatte-Bleistreifen		3.6 mm
	= Dicke der Argonschicht	
Material davor (gemittelt über $\cos\theta$ )		0.85 $X_0$
Tiefe in Strahlungslängen		20 $X_0$
	in Absorptionslängen	0.9 $\lambda_0$
Energieauflösung	$\sigma(E) = 0.05 E + 0.10 \sqrt{E}$	(E in GeV)
Endkappen		4 Module
Tiefe		21 $X_0$
Winkelbereich		$5^\circ \dots 30^\circ$

Tabelle 9. Technische Daten des Kalorimeters

Strahlkreuzungen (in etwa 2  $\mu$ s) entscheidet, ob ein physikalisch interessantes Ereignis vorliegt. Bei CELLO liefern die Detektorkomponenten Triggersignale, welche von einer Logik zu "physikalischen" Triggern zusammengefasst werden. Allein der Spurdetektor und das Kalorimeter im Zentralbereich sind für diese Analyse entscheidend, die Triggersignale von Luminositätsmonitor, Endkappen-Spurdetektor, Endkappen-Kalorimeter und Müonkammern werden deshalb hier nicht behandelt.

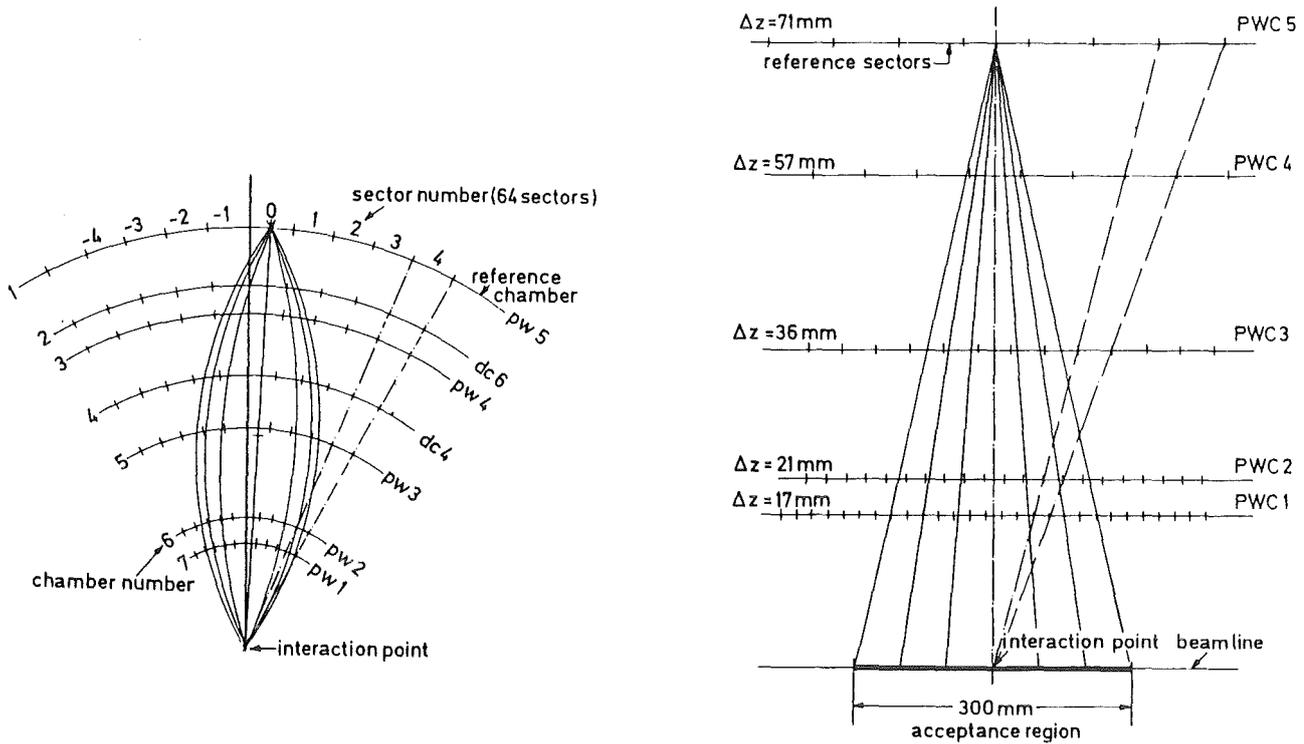


Abbildung 28. Die Sektoren des Innendetektors für den Spurtrigger

### 3.2.3.1 Der Spurtrigger auf geladene Teilchen

Der Innendetektor ist mit einem programmierbaren Spurtrigger [33] ausgestattet, der in der  $r\phi$ -Projektion gekrümmte Spuren und in der  $rz$ -Projektion gerade Spuren verlangt. Dafür wird der Spurdetektor in 64  $r\phi$ - und 37  $rz$ -Sektoren unterteilt (Abbildung 28). In jedem  $r\phi$ -Sektor wird geprüft, ob aus den Anodensignalen der 5 Prop.- und der 2 Driftkammern Nr. 4 und 6 eine Spur gebildet werden kann. Der minimale Transversalimpuls beträgt 200 MeV. Entsprechend werden in der  $rz$ -Projektion die  $90^\circ$ -Kathoden der Prop.-Kammern benutzt. Die Kammersignale werden dazu in einen RAM-Modul eingegeben, in dem alle Kombinationen, die eine gültige Spur ergeben, als Masken abgespeichert sind. Diese Masken werden vor der Datennahme durch einen Minicomputer erzeugt. Folgende Bedingungen für eine gültige Spur wurden benutzt:

- mindestens 5 oder 6 von 7 Anoden ( $r\phi$ -Projektion)
- mindestens 2 oder 3 von 5 Kathoden ( $rz$ -Projektion)
- minimaler Transversalimpuls von 250, 450, 650 MeV oder 1 GeV

- die Spur muß vom Vertex kommen, der erlaubte Abstand beträgt in der  $r\phi$ -Ebene 1 cm und in der in der rz-Ebene 15 cm

Diese Entscheidung dauert etwa 0.6  $\mu$ s. Aus den gefundenen Spuren ergeben sich die Triggersignale:

- Anzahl der Spuren in  $r\phi$  und rz.
- Maximaler Öffnungswinkel zweier Spuren.

Außerdem wird ein Vetosignal erzeugt, wenn die Gesamtzahl der angesprochenen Anoden des Vertexdetektors oder der Kathoden der Prop.-kammern über einem bestimmten Wert liegen. Dies sind Kennzeichen von Untergrund aus Wechselwirkungen des Strahls mit dem Restgas oder dem Strahlrohr, der damit unterdrückt wird. Der Spurtrigger ist trotzdem sehr empfindlich auf diesen Untergrund, der vor allem bei hohen Energien mit schlechten Strahlbedingungen auftritt. Hier ist auch die Synchrotronstrahlung ein Problem, die zufällig verteilte Treffer im Spurdetektor erzeugt. Deshalb mussten die Triggerbedingungen, wie Anzahl der Spuren, Minimalimpuls, Anzahl der Punkte je Spur und minimaler Öffnungswinkel jeweils dem Untergrund angepaßt werden, damit die Triggerrate nicht zu hoch wurde.

### 3.2.3.2 Der Kalorimeter-Trigger

Zur Erkennung von neutralen Teilchen wird das Kalorimeter verwendet, in dem eine minimale Energie deponiert sein muß. Da dort das Ausgangssignal, die gesammelte Ladung, proportional zur Energie des Teilchens ist, benötigt man im Prinzip nur einen Diskriminator. Diese wurden auch zuerst benutzt, aber ab Experiment 36 (Anfang 1985) gab es eine entscheidende Aufwertung durch den Einsatz von sehr schnellen Analog-Digital-Wandlern ("Flash ADCs"), die eine flexible, digitale Triggerlogik ermöglichen [34]. Die Ladungssammlung dauert 0.8  $\mu$ s, so daß dem Trigger nur etwa 1.2  $\mu$ s zur Verfügung stehen.

Für jedes Modul werden aus den elektronischen Kanälen zwei Triggersummen gebildet: Summe A über den Bereich von 1-17 X<sub>0</sub> repräsentiert die Gesamtenergie und Summe B über den Bereich von 4-7 X<sub>0</sub> nur das Maximum eines elektromagnetischen Schauers. Diese Summen werden digitalisiert und anschließend in mehreren Stufen mit RAM-Modulen weiterverarbeitet. Die RAM-Module

stellen eine programmierbare Logik dar, die am Ausgang insgesamt vier Triggersignale produziert.

Das Kalorimetersignal hat eine bestimmte bipolare Form und deshalb kann man den Zeitpunkt eines Schauers bestimmen, indem die Höhe des Signals zu zwei verschiedenen Zeitpunkten korreliert wird. Dies geschieht durch zweimaliges Digitalisieren der Summe B im Abstand von  $0.6 \mu\text{s}$  und Vergleichen der beiden Werte mit der digitalen Logik. Damit unterdrückt man sehr wirkungsvoll kosmische Strahlung und elektronische Störungen, die keine Korrelation zur Strahlkreuzung haben. So war es möglich, einzelne Photonen mit einer Schwelle von  $1.6 \text{ GeV}$  [35] nachzuweisen.

### 3.2.3.3 Trigger auf multihadronische Ereignisse

Da ein Multihadron sowohl geladene als auch neutrale Energie enthält und, sofern es in der Akzeptanz liegt, ein Großteil der Schwerpunktsenergie nachweisbar ist, können mehrere Trigger ansprechen. Die wesentlichen davon sind:

- (1)  $\geq 2..5$  Spuren in  $r\phi$  mit  $p_{\perp} > 250..450 \text{ MeV}$   
und  $\geq 1..2$  Spuren in  $rz$
- (2)  $\geq 1$  Spur in  $r\phi$  und  $rz$  mit  $p_{\perp} > 0.65..1.0 \text{ GeV}$  und  $\geq 1$  Kalorimetersumme  $> 1..1.5 \text{ GeV}$
- (3)  $\geq 2$  Spuren in  $r\phi$  mit einem Öffnungswinkel  $> 135^{\circ}$

Die Höhe der gewählten Schwellen war abhängig von den Strahlbedingungen, die bei den Hochenergiedaten ( $W > 40 \text{ GeV}$ ) schlechter waren. Die Ansprechwahrscheinlichkeit für selektierte Multihadronen ist größer als 96 % [39]. Da diese Analyse keine absoluten Wirkungsquerschnitt bestimmt, kann man systematische Einflüsse des Triggers vernachlässigen.

### 3.2.4 Die Datennahme

Nach einem Trigger werden alle Komponenten des Detektors über ein CAMAC Romulus-System ausgelesen, wobei jeder Teil des Detektors einem Zweig (Branch) zugeordnet ist. Jeder dieser Zweige ist davon unabhängig durch einen Minicomputer auszulesen, der dadurch auch während der Datennahme den entsprechenden Detektorteil überwachen kann. Von den über 10000 Kanälen des Kalorimeters werden nur diejenigen ausgelesen, die mehr als 1.5 Standardabweichungen über dem Pedestal liegen; das sind im Durchschnitt etwa 1500 Kanäle. Diese Nullpunktsunterdrückung spart viel Platz und Zeit bei der Weiterverarbeitung der Daten.

Vor 1985 wurde die Auslese von 2 Prozessrechnern des Typs DEC PDP-11 übernommen. Der erste wendete auf alle Ereignisse ein schnelles Filterprogramm an, das die Information des Spurtriggers benutzt, um offensichtlichen Untergrund zu verwerfen. Etwa die Hälfte der Ereignisse blieben übrig und wurden an die zweite PDP weitergegeben. Nach 1985 war nur noch eine PDP-11/44 im Einsatz, das schnelle Filterprogramm wurde nicht mehr benutzt, sondern durch einen weit besseren Filter auf dem IBM Großrechner ersetzt.

Die PDP formatiert die Ereignisse und übergibt sie an die IBM des DESY-Rechenzentrums, wo sie zunächst auf einen schnellen Plattenspeicher und danach auf Magnetbänder geschrieben werden. Die maximale Frequenz der Auslese beträgt etwa 10 Bq (bei 100 % Totzeit), sinnvoll sind etwa 5 Bq mit 10 % Totzeit. Die Begrenzung entsteht hauptsächlich durch die Übertragung zum IBM-Großrechner. Abbildung 29 zeigt das komplette Auslesesystem. Die PDP dient auch zur Kontrolle des Detektors mittels Histogrammen, die von der Schichtbesatzung überprüft werden.

Die Luminosität wird durch Messung der Bhabhastreueung mit dem Vorwärtsdetektor und den Endkappen-Kalorimetern bestimmt und auf einem Bildschirm angezeigt. Zwei Klassen von Ereignissen, Bhabhastreueung und Multihadronen werden mit Hilfe der Triggerinformation ausgewählt und später auf der IBM getrennt abgespeichert. Diese Ereignisse, etwa 0.5 % der Gesamtmenge, werden direkt vom Programm OFFRAM (siehe "Die Rekonstruktion der Rohdaten") rekonstruiert und können von der Schichtbesatzung graphisch dargestellt werden, die damit auftretende Fehler nicht nur aus Rohdaten sondern auch nach der Rekonstruktion feststellen kann.

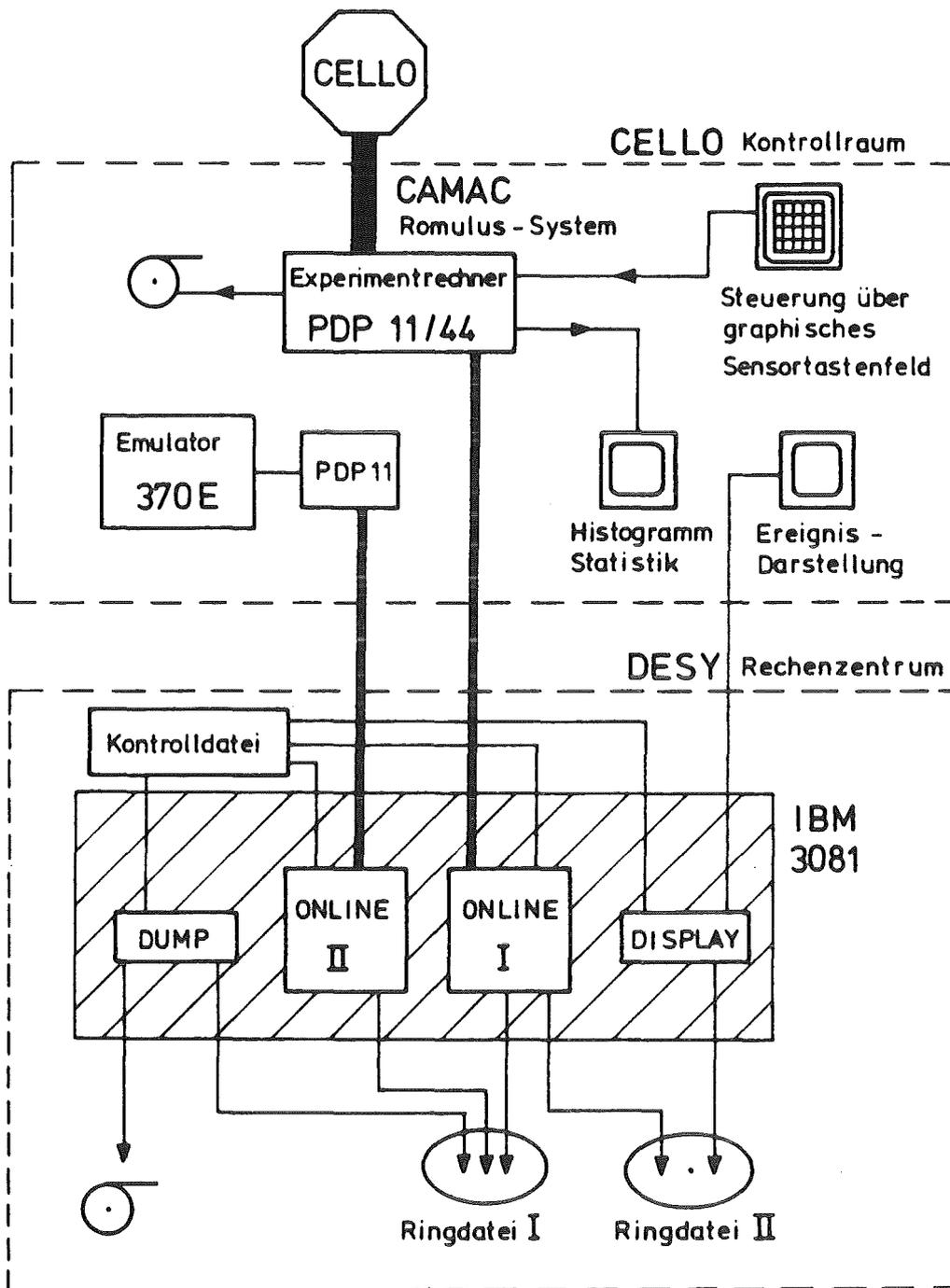


Abbildung 29. Das System der CELLO Datenauslese und Online Programme

Die Daten wurden in "Runs" mit maximal 32701 Ereignissen unterteilt. Während eines Runs waren sowohl CELLO als auch PETRA kontinuierlich ohne Änderung der Parameter in Betrieb. Viele Runs wurden zu *Experimenten* zusammengefaßt, die einer bestimmten Schwerpunktsenergie oder einer Konfiguration des Detektors entsprachen.

### 3.3 DIE VERARBEITUNG DER MESSDATEN

Bevor die Daten analysiert werden können, müssen noch zwei Prozesse durchlaufen werden: (1) die Filterung des Untergrundes und (2) die Rekonstruktion physikalischer Größen aus den Rohdaten.

#### 3.3.1 Die Reduktion des Untergrundes

Der Großteil der Rohdaten besteht aus Untergrundereignissen, wie

##### **Wechselwirkungen des Strahls mit dem Restgas oder dem Strahlrohr**

Der Impuls ist häufig nicht balanciert und die Energie ist kleiner als die Schwerpunktsenergie. Die Ereignisse bestehen hauptsächlich aus positiv geladenen Teilchen (ionisierte Atome) mit kleinem Impuls und niedriger Multiplizität. Oft sprechen bei den Vertexkammern viele Drähte an, weil die Teilchenbahnen vom Magnetfeld stark gekrümmt werden und mehrmals die Kammern durchlaufen.

##### **Synchrotronstrahlung**

Durch die Ionisation von Photonen im KeV-Bereich sprechen viele Drähte der inneren Kammern an, die zufällig wie eine Spur aussehen können.

##### **Elektronische Einstreuung**

Leistungs-Thyristorsteuerungen in der Nähe des Experimentes, aber auch Steuerungselektronik im Experiment selbst führt zu Störungen auf dem Eingang der hochempfindlichen Verstärker des Innendetektors und vor allem des Kalorimeters.

##### **Kosmische Strahlung**

Diese besteht aus einzelnen Müonen oder aus atmosphärischen Luftschauern,

die keine zeitliche Korrelation zur Strahlkreuzung haben. Ein schnelles Müon, das durch den Vertex geht, sieht im CELLO-Detektor wie eine Müon-paarererzeugung aus, da keine Zähler vorhanden sind, die den Durchgang des Teilchen zeitlich genau bestimmen. Die Luftschauer führen im Kalorimeter zu Triggersummen mit dem falschen Zeitnullpunkt, also z.B. zu "negativen" Energien.

Dieser Untergrund bewirkte zusammen eine Triggerrate von etwa 5 Bq und es ist klar, daß aus ökonomischen Gründen (Verbrauch an Rechenzeit, Arbeitszeit, Magnetbändern) die Daten vor der Rekonstruktion erheblich reduziert werden müssen. Dies geschah durch ein schnelles Filterprogramm, daß etwa 90 % der Ereignisse verwirft. Ich möchte hier die Version beschreiben, die ab Exp 32, also für den Großteil der Daten, verwendet wurde [36]. Das Programm lief zunächst auf der IBM des DESY Rechenzentrums direkt im Anschluß an die Datennahme. Ab 1985 wurde im CELLO Kontrollraum ein IBM-Emulator 370E installiert, auf dem das Programm identisch ablief. Es konnte etwa 4 Ereignisse/sec verarbeiten und übergab das Ergebnis an den Dump-Job, der es in das entsprechende Ereignis einfügte. Auf der IBM wurden später alle akzeptierten und 10 % der verworfenen Ereignisse noch einmal gerechnet; es konnte insgesamt 60 % der Rechenzeit eingespart werden.

Die Philosophie des Filters besteht darin, die Triggerentscheidung zu verifizieren. Aus den Koordinaten des Innendetektors werden zunächst in der  $r-\phi$  Ebene Spuren rekonstruiert, die vom Wechselwirkungspunkt kommen (mit einer Unsicherheit von 0.3 cm) und mindestens 9 Punkte haben müssen. Dies ist erheblich genauer als der Spurtrigger mit seiner groben Sektoreinteilung. Vom Trigger falsch gefundene Spuren werden fast ganz unterdrückt. Wenn dies nicht ausreicht, das Ereignis zu verwerfen, so wird versucht, die Spuren auch in der  $r-z$  Projektion zu rekonstruieren, um einen  $z$ -Vertex zu definieren. Liegt dieser mehr als 15 cm von  $z=0$  entfernt, werden die Spuren verworfen.

Zur Verifizierung der neutralen Triggersignale wird die Summe A (siehe "Der Kalorimeter-Trigger" auf Seite 70) für jeden Modul in GeV kalibriert und in Energie-Klassen eingeteilt, die den Triggerschwellen nachgebildet sind. Aus den zu verschiedenen Zeiten gemessenen Werten der Summe B wird der Zeitpunkt des Schauers auf 50 ns genau bestimmt.

Insgesamt wurden die Rohdaten auf etwa 12 % reduziert und anschließend zur Rekonstruktion an auswärtige Institute verschickt. Das Ergebnis der Datenreduktion ist in Tabelle 10 auf Seite 78 angegeben.

### 3.3.2 Die Rekonstruktion der Rohdaten

Die für eine Analyse interessanten Größen, wie z.B. die Impulse geladener Teilchen oder die Energie von Photonen, müssen aus den Rohdaten erst rekonstruiert werden. Dazu benötigt man noch zusätzliche Informationen, die während oder nach den Meßperioden bestimmt werden, wie die Kalibrationskonstanten der einzelnen Kanäle des Kalorimeters, die genaue Lage des Wechselwirkungspunktes (Vertex) für jede Füllung von PETRA, die Parameter der Weg-Zeit-Beziehung der Driftkammern und die Ansprechwahrscheinlichkeit der Spurkammern. Die genaue Position und der Status aller Teile des Detektors befinden sich auf dem CELCON Datensatz, wobei die Run-Nummer als Ordnungskriterium dient.

Das Programm "OFFRAM" bildet den Rahmen für die Rekonstruktion der Daten. Diese findet wegen des großen Bedarfs an Rechenzeit nicht bei DESY statt, sondern bei einigen beteiligten Instituten, zu einem großen Teil auch im Kernforschungszentrum Karlsruhe. Dabei werden von OFFRAM nacheinander eine Reihe von Prozessoren aufgerufen, die jeweils einen bestimmten Teil des Detektors analysieren. Das Ergebnis der Rekonstruktion wird als DST (Data Summary Tape) bezeichnet, auf dem jedes Ereignis in einer Bankstruktur abgespeichert wird. Die drei wichtigsten Prozessoren sind CELPAT, CLGEO und LATRAK:

**CELPAT** rekonstruiert Spuren geladener Teilchen im Innendetektor. Zuerst werden die Signale der Anoden und der  $30^\circ$ - bzw.  $90^\circ$ -Kathoden der Proportionalkammern korreliert, um dreidimensionale Raumpunkte zu finden. Dann werden in der  $r\phi$ -Projektion 3 Punkte gesucht, die sich zu einem Kreisbogen verbinden lassen, der näher als 15 cm am Wechselwirkungspunkt vorbeigeht. Die Punkte müssen dabei innerhalb eines Sektors des Innendetektors liegen, womit implizit eine Schwelle für den Impuls der Spur definiert ist. Die Sektoren werden in mehreren Durchläufen immer größer gemacht, bis schließlich Spuren mit sehr kleinen Impulsen (100 MeV) zugelassen werden. Die Punkte der bereits gefundenen Spuren werden entfernt, bevor eine neue Spur gesucht wird. Auf diese Weise rekonstruiert man steife Spuren mit hoher Wahrscheinlichkeit. Zuletzt werden die Spurpunkte in der rz-Projektion an eine gerade Linie angepaßt. Aus dem Polarwinkel und der Krümmung wird unter Annahme eines konstanten Magnetfeldes der Impuls des Teilchens berechnet.

CLGEOM benutzt die von CELPAT gefundenen Spurpunkte und verbessert die Impulsauflösung durch Hinzunahme des Wechselwirkungspunktes und der Berücksichtigung des realen, leicht inhomogenen, Magnetfeldes. Dazu wird eine Trajektorie im Raum an die Datenpunkte angepaßt. Bei schlechter Anpassung (die Spur kommt z.B. nicht vom Vertex) wird das Ergebnis nicht verwendet.

LATRAK rekonstruiert Schauer, die sich im Kalorimeter gebildet haben. Zunächst werden die Pulshöhen der einzelnen Kanäle in fC (femto-Coulomb) kalibriert. Dann werden in jeder Lage eines Moduls Kreuzungspunkte gesucht, an denen auf den  $0^\circ$ - und  $90^\circ$ -Streifen eine Ladung gemessen wurde. Die erste Lage, die zur dE/dx Messung dient, enthält nur diese beiden Orientierungen. Die anderen Lagen besitzen zusätzlich eine Ebene von Streifen unter  $45^\circ$  zur Strahlachse, die zur Auflösung von Ambiguitäten verwendet wird. Durch Korrelationen in einer Lage sind somit zweidimensionale (2D-) Cluster bestimmt. Für alle Spuren aus dem Innendetektor wird überprüft, ob sie auf 2D-Cluster zeigen. Diese werden dann zu dreidimensionalen Schauern zusammengefaßt, die einer Spur zugeordnet sind. Der Schnittpunkt der extrapolierten Spur mit der Magnetspule wird zu einem Geradenfit über den gesamten Schauer verwendet, womit dessen Richtung bestimmt wird.

LATRAK vereinigt die übrigen 2D-Cluster, die vom Vertex aus gesehen hintereinanderliegen, ebenfalls zu Schauern, unter der Annahme, daß sie von Photonen erzeugt worden sind, die vom Vertex kommen. Aus den 2D-Clustern wird für jede Lage die Position und die Ladung des Schauers bestimmt. Zur Berechnung der Gesamtladung werden auch Streifen berücksichtigt, die zwar keinem Cluster zugeordnet werden können, aber nahe bei einem Schauer liegen. Besonders wichtig ist die Trennung überlappender Schauer (z.B. um die beiden  $\gamma$ 's aus  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$  zu trennen), die, bedingt durch die Streifenstruktur, auf zwei Arten auftreten kann:

1. Die Schauer überlappen in einer Projektion, obwohl sie räumlich getrennt sind. Die Ladung wird dann mit Hilfe der dazu senkrechten Projektion, in der die Schauer getrennt sind, entsprechend aufgeteilt.
2. Die Schauer überlappen wirklich im Raum. Um sie zu erkennen, wird zuerst versucht die laterale Verteilung eines Schauers an eine Gaußkurve anzupassen. Gelingt dies schlecht, weil zwei Maxima auftreten, so liegen offenbar überlappende Schauer vor. Dann werden zwei Gaußkurven angepaßt und daraus die Richtung und Ladung der Einzelschauer berechnet.

Eine gute Trennung ist nur bei höchstens zwei überlappenden Schauern möglich, bei mehr Schauern wird die Trennung unzuverlässig. Gerade das kommt aber in Jets in Multihadronen häufig vor, so daß hier die neutralen Teilchen schlecht aufgelöst werden.

Weitere Prozessoren rekonstruieren Teilchenspuren in den Endkappen-Spurkammern und den Müonkammern. Die fertigen DST's werden einer Vorselektion unterworfen, die Untergrund-Ereignisse aussortiert, um die Zahl der Magnetbänder, die dann an alle Gruppen der Kollaboration verschickt werden, zu verringern. Diese Vorselektion hat keinen Einfluß auf die Multihadronen. Folgende Tabelle verdeutlicht noch einmal die Reduktion der Daten während ihrer Verarbeitung. Von allen Ereignissen bleiben schließlich nur 0.04 % an Multihadronen übrig.

Verarbeitungsstufe	Ereignisse	Magnetbänder
Rohdaten (RDT)	64 523 968	2030
Filter	7 880 300 (12.2 %)	ca. 300
Rekonstruktion (DST)	~	807
Vorselektion (SELECT)	3 655 400	374
Multihadronen	24 000	10

Tabelle 10. Reduktion der Daten bei Experiment 44

### 3.4 DIE MONTECARLO-SIMULATION

Wegen der großen Komplexität des Detektors benötigt man eine Simulation seiner Eigenschaften, um festzustellen, wie gut eine physikalische Größe gemessen werden kann. Man kann dann von dem gemessenen auf den wahren Wert zurückrechnen, sofern nicht zuviel Information verloren gegangen ist.

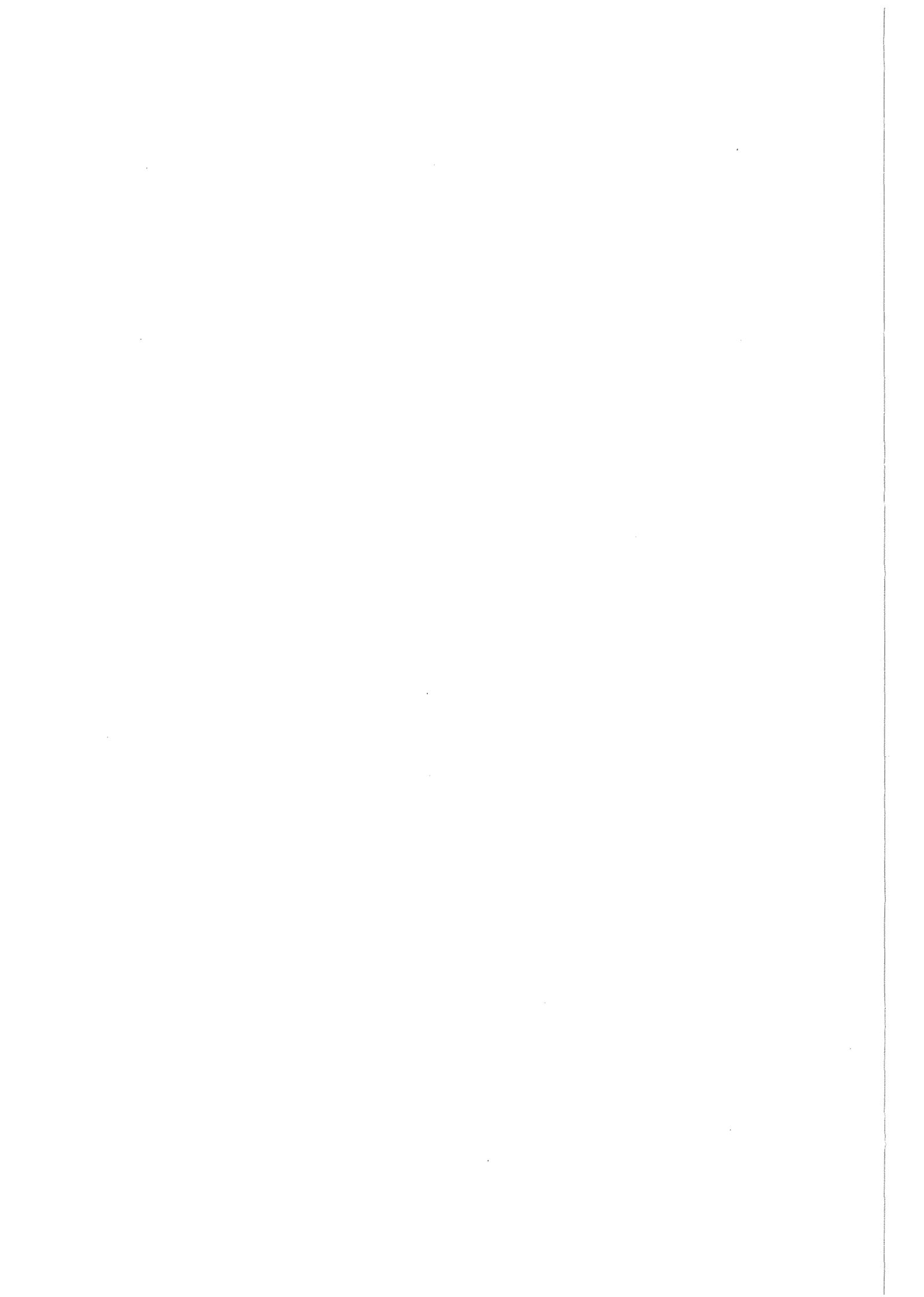
Da alle Vorgänge in der Quantenmechanik statistisch sind, wendet man die sogenannte Montecarlo (MC)-Technik an, bei der entsprechende physikalische Größen mit einem Zufallsgenerator bestimmt werden. Das CELLO Detektor-Mon-

tecarlo besteht aus zwei Programmen, PTRAK und CELINT, die nacheinander ablaufen. Als Eingabe werden die Vierervektoren von Ereignissen verwendet, die mit dem Montecarlo-Generator erzeugt wurden (siehe "Montecarlo-Generator und Fragmentation" auf Seite 33).

PTRAK transportiert jedes Teilchen durch die Komponenten von CELLO, bis es zerfällt, absorbiert wird oder den Detektor verläßt. Dazu benutzt es die gleiche Geometrie-Beschreibung wie das Rekonstruktionsprogramm OFFRAM, die sich auf dem CELCON-Datensatz befindet. Die Wechselwirkung im Material des Strahlrohrs, der Spule, des Kalorimeters, u.s.w. wird für Elektronen und Photonen von dem Programm EGS [37], und für die Hadronen und Müonen von HETC [38] beschrieben. Bei der Simulation der Schauer im Kalorimeter werden alle Sekundärteilchen bis zu einer Minimalenergie verfolgt, unterhalb derer sie absorbiert werden. Diese beträgt für  $e$  und  $\gamma$  jeweils 3 MeV, d.h. die Hälfte des Energieverlustes in einer Strahlungslänge von Blei. Für  $p(n), \pi$  und  $\mu$  verwendet man die Energie, bei der sie innerhalb einer Bleiplatte des Kalorimeters (1.2 mm) gestoppt werden, das sind 22, 10 und 8 MeV. HETC simuliert nämlich nicht die genaue Struktur des Kalorimeters, sondern aus technischen Gründen eine homogene Mischung aus Blei und Argon. Nach der Generation der Kaskade muß die deponierte Energie dann entsprechend den unterschiedlichen Absorptionslängen aufgeteilt werden. PTRAK speichert die Information über getroffene Kammern des Innendetektors, Energieabgabe im Kalorimeter, u.s.w. auf ein Magnetband.

CELINT erzeugt daraus CELLO Rohdatensätze, wie sie beim Experiment ausgelesen werden. Dabei werden die Meßfehler des Detektors simuliert, also z.B. die Ortsauflösung und Ansprechwahrscheinlichkeit der Spurkammern, das Rauschen der Elektronik, das Nichtansprechen einzelner Kanäle. Die Information darüber erhält man aus den Meßdaten, bzw. aus der Kalibration. Der Untergrund in den Spurkammern wird durch Überlagerung von Ereignissen simuliert, die mit einem Zufalls-Trigger genommen wurden.

Die so erhaltenen Montecarlo-Ereignisse werden wie die realen Meßdaten vom Rekonstruktionsprogramm "OFFRAM" weiterverarbeitet.



#### 4. DIE SELEKTION DER MULTIHADRONISCHEN EREIGNISSE

Aus den rekonstruierten Daten können die multihadronischen Ereignisse aufgrund ihrer physikalischen Eigenschaften selektiert werden. Die beiden wichtigsten sind die große Anzahl geladener Teilchen und die große sichtbare Energie, die fast der Schwerpunktsenergie entspricht. Die meiste Energie verteilt sich auf die geladenen Teilchen und etwa 25 % auf Photonen, die fast alle aus dem  $\pi^0$ -Zerfall stammen. Die Energiespektren der Teilchen fallen exponentiell ab. Möglicher Untergrund aus anderen Reaktionen besteht aus:

- (a) QED-Ereignisse mit Leptonen und Photonen im Endzustand, z.B.  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-, \gamma\gamma, \mu\mu$ . Die Anzahl geladener Teilchen ist  $\leq 2$  oder  $\leq 4$  mit Strahlungskorrekturen, kann aber durch (seltene) Sekundärwechselwirkungen im Detektor größer werden.
- (b)  $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$  mit dem Zerfall der  $\tau$ 's in Hadronen. Mehr als vier geladene Teilchen kommen selten (2.3 % aller Fälle) vor.
- (c) Zwei-Photon-Ereignisse mit Hadronen im Endzustand, also  $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + \text{Hadronen}$ . Das  $e^+e^-$ -Paar verschwindet meist im Strahlrohr, deshalb sind Multiplizität und sichtbare Energie klein und das System der Hadronen ist unbalanciert im Impuls entlang der z-Richtung.
- (d) Untergrund aus Reaktionen mit dem Strahlrohr oder dem Restgas (siehe "Die Reduktion des Untergrundes" auf Seite 74). Die Spuren entspringen nicht dem Wechselwirkungspunkt, sind meist positiv geladen (Kerne), die sichtbare Energie ist gering und es ist praktisch keine neutrale Energie vorhanden. Da die Wechselwirkung nicht im Schwerpunktssystem stattfindet, ist der Impuls nicht balanciert.

Zu diesem Untergrund kommen Multihadronen, die schlecht rekonstruiert sind. Die Ereignisse sollten aber möglichst wenig vom Detektor verfälscht sein, weshalb zunächst "gute" Spuren und Schauer definiert werden, die wahrscheinlich einem realen Teilchen entsprechen.

Eine "gute" Spur wird als ein geladenes Pion betrachtet und muß folgende Bedingungen erfüllen:

- Impuls transversal zur Strahlachse  $p_{\perp} > 200$  MeV.  
Die Detektorsimulation ergibt, daß bei 200 MeV etwa 83 % der Spuren im Rahmen der Auflösung einem wirklichen Teilchen entsprechen (siehe Abbildung 30).
- Impulse  $>$  Strahlenergie sind unphysikalisch und entstehen durch die schlechte Auflösung bei hohen Impulsen. Sie werden verworfen, falls kein Vertex-Fit vorhanden ist, ansonsten wird der Impuls so skaliert, daß die Gesamtsumme der Energien der Teilchen der Schwerpunktsenergie entspricht.
- Abstand vom Vertex in der  $r\phi$ -Ebene  $r_0 < 0.5$  cm;  
Abstand vom Vertex in Strahlrichtung  $r_z < 10$  cm.  
Dies unterdrückt schlecht rekonstruierte Spuren und Ereignisse vom Typ (d).
- Polarwinkel zur Strahlachse  $|\cos\theta| < 0.865$ .  
Das entspricht der Akzeptanz des Innendetektors, innerhalb derer die Nachweiswahrscheinlichkeit relativ konstant ist.
- Anzahl der z-Koordinaten der Spur  $N_z \geq 3$ .  
Dies wurde nur bei einem Teil der Daten (Experiment 32 und 36) angewendet und verwirft Spuren mit schlechter Rekonstruktion der z-Koordinaten.

Entsprechend müssen Schauer im Kalorimeter, die keiner Spur zugeordnet sind, und als Photonen interpretiert werden, folgende Bedingungen erfüllen:

- Schauerenergie  $E > 250$  MeV.  
Das Rauschen der Vorverstärker ruft einen Untergrund bei kleinen Energien hervor. Zudem ist die Auflösung dort sehr schlecht. Durch die transversale Ausdehnung der Schauer kommt es zu Überlappungen, so daß neutrale Teilchen weniger gut rekonstruiert werden als geladene (siehe Abbildung 30). Bei 250 MeV entsprechen etwa 40 % der Schauer einem wirklichen Photon.  
Bei Exp. 32 wurde  $E > 1$  GeV benutzt, da das Rauschen dort viel stärker war und vom Montecarlo nicht beschrieben wurde.
- Polarwinkel zur Strahlachse  $|\cos\theta| < 0.865$

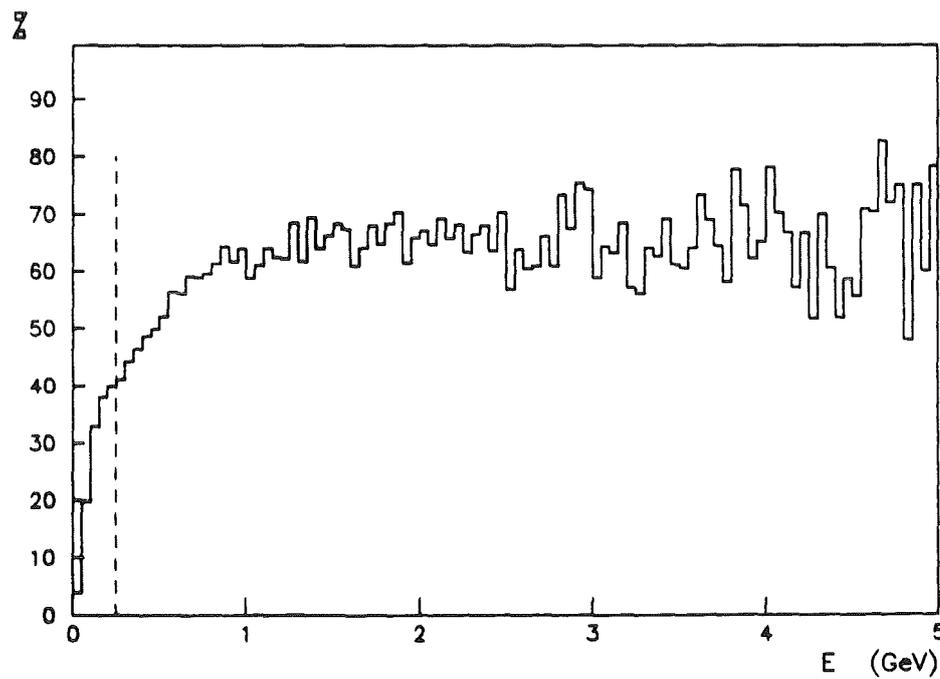
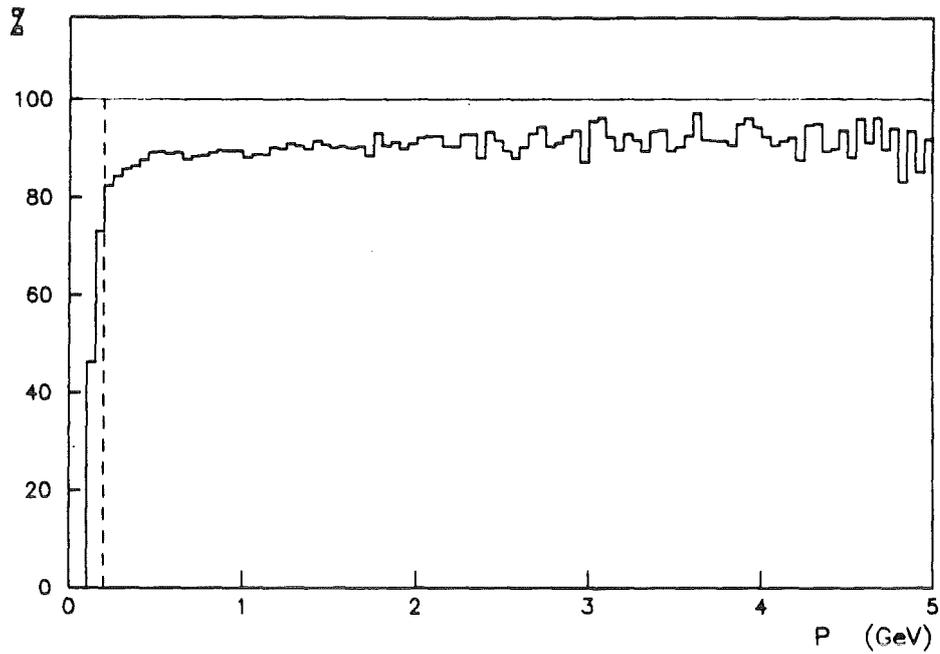


Abbildung 30. Prozentsatz der korrelierten Spuren und Schauer:  
Es wird gezeigt, wieviel der Spuren (oben) und Schauer (unten) in MC-Ereignissen einem entsprechenden Teilchen des MC-Generators zugeordnet werden können. Die Linien entsprechen 200 bzw. 250 MeV.

In Multihadronen enthalten die neutralen Teilchen einen Untergrund, der von ausgedehnten hadronischen Schauern kommt, die von LATRAK als Vielfachschauer rekonstruiert werden. Zusätzliche Kriterien, die elektromagnetische Schauer anreichern, verwerfen aber sehr viele niederenergetische Schauer. Außerdem hängt die Zahl der Schauer, die übrigbleiben, vom Untergrund und den unbekanntem Effekten der Elektronik (z.B. Übersprechen) stark ab und ist deshalb schwierig mit dem Montecarlo zu beschreiben.

Mit den guten Spuren und Schauern definiert man schließlich die Bedingungen der Multihadron-Selektion (HASEL):

1. Anzahl der geladenen Teilchen  $N_{\text{gel}} > 4$ .
2. Energie der geladenen Teilchen  $E_{\text{gel}} > 0.24 \cdot W$  (Abbildung 31a),  
 $W = \sqrt{s}$  (Schwerpunktsenergie).
3. Energie im Kalorimeter  $E_{\text{Kal}} > 0.16 \cdot W$  (Abbildung 31b).  
Dazu gehört die Energie aller Schauer im Kalorimeter, egal ob sie mit einer Spur verbunden sind oder nicht. Man wird so unabhängig davon, wie effektiv der Schauer zu einer Spur bei der Rekonstruktion gefunden wird.
4. Energie aller Teilchen (neutral und geladen)  $E_{\text{tot}} > 0.36 \cdot W$   
(Abbildung 31c).
5. Ladungssumme  $|\sum Q_i/e| < 6$ .
6. Geladene Teilchen in beiden z-Hemisphären des Detektors.
7. Mindestens ein Spurpaar mit einem Winkel in der  $r\phi$ -Ebene  $\phi_{\text{max}} > 100^\circ$   
(siehe Abbildung 32).
8. Polarwinkel der Sphärizitätsachse  $|\cos\theta| < 0.83$
9. Unbalancierter Transversalimpuls  $p_{\perp, \text{unb}} < 0.3 \cdot W$
10. Unbalancierter Impuls in z-Richtung  $|p_{z, \text{unb}}| < 0.25 \cdot W$

Die Schnitte in der Energie der Ereignisse sind auf Abbildung 31 dargestellt. Die Beschreibung der Daten durch das Montecarlo ist für eine Analyse, die keine absoluten Wirkungsquerschnitte bestimmt, völlig ausreichend.

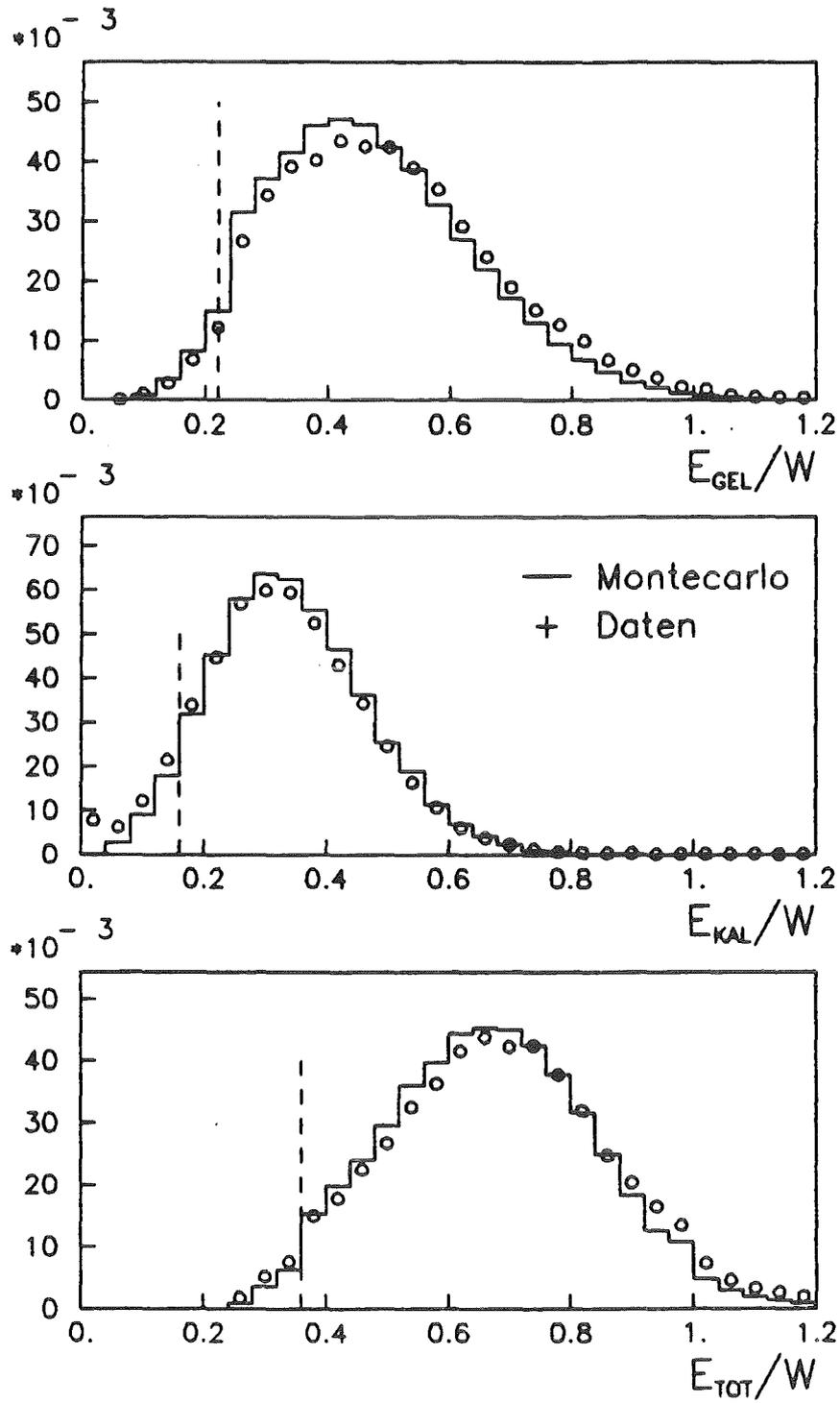


Abbildung 31. Sichtbare Energie in Multihadronen bei  $W = 35$  GeV:  
(a) geladene Teilchen, (b) Schauer im Kalorimeter und (c)  
geladene und neutrale Teilchen. Der Selektions-Schnitt  
ist eingezeichnet.

Ein Ereignis wird akzeptiert, wenn entweder die Bedingungen

**Muha I** 1, 3,4,5, 7,8,9,10

oder

**Muha II** 1,2, 5,6,7,8,9,10 (keine Energie im Kalorimeter nötig)

erfüllt sind. Die Bedingungen (5-7) wirken gegen Untergrund (d), (6,7) außerdem auch gegen Bremsstrahlung im Anfangszustand und (8-10) verlangen Ereignisse, die möglichst vollständig im Innendetektor rekonstruiert sind. Abbildung 32 zeigt, daß die Bedingung 7 nur einen relativ konstanten Untergrund an Ereignissen mit harter Strahlung verwirft. Aus der Übereinstimmung von MC und Daten folgt, daß in den Daten praktisch kein Untergrund vom Typ (d) mehr vorhanden ist, der eine Erhöhung bei kleinen Winkeln hervorrufen würde. Der verbleibende Untergrund ist nach [39], wo eine weniger harte Selektion benutzt wurde, kleiner als 1 %, im wesentlichen handelt es sich um Zwei-Photon-Ereignisse. Das Ergebnis der Selektion zeigt folgende Tabelle:

Experiment	Energie (GeV)	Luminosität (nb <sup>-1</sup> )	Multihadronen
16	22.0	2.34	1405
17	14.0	1.26	1247
28	44.1	3.45	529
30,34	46.0	4.50	578
32	44.2	9.22	1472
36,38	43.6	18.38	2865
40	38.1	8.94	1852
44	35.0	83.1	20082

Tabelle 11. Ergebnis der Multihadron-Selektion

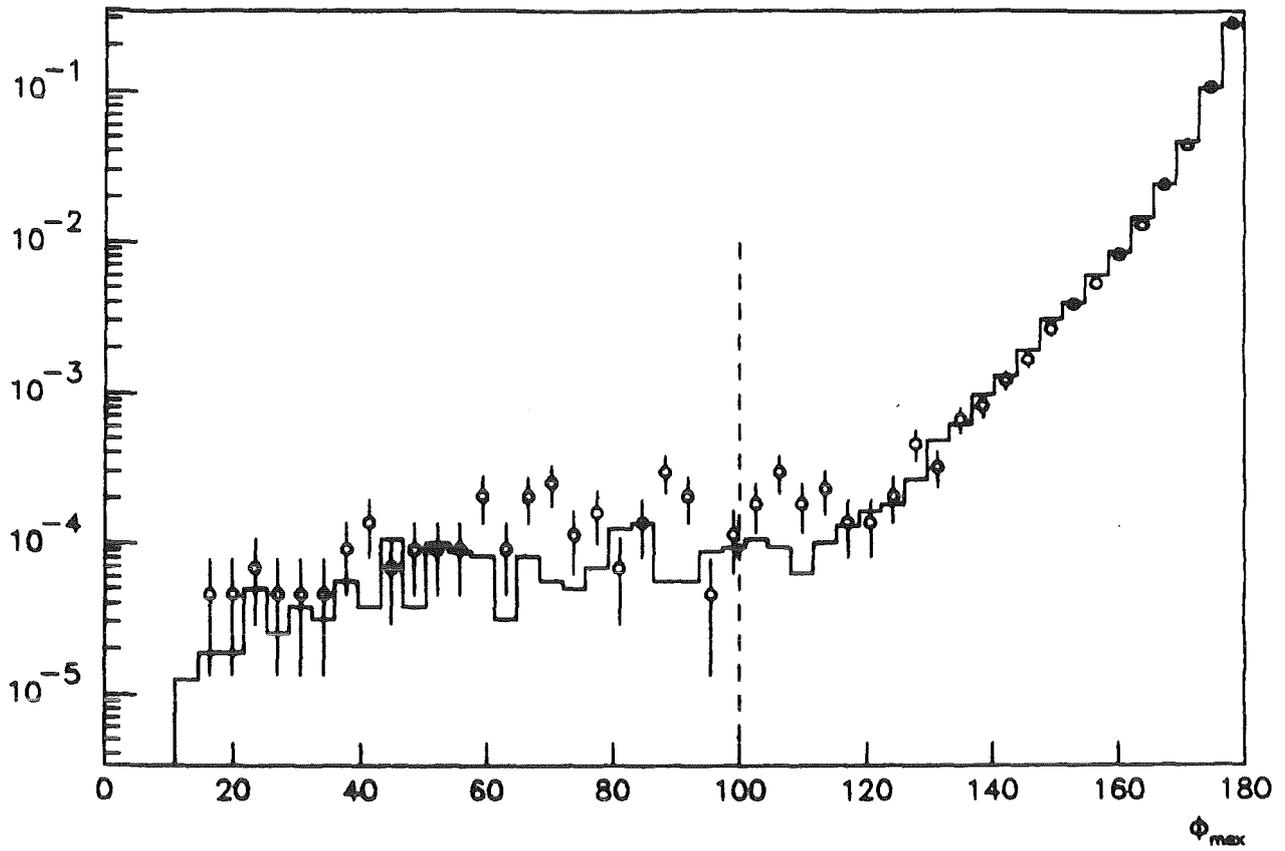
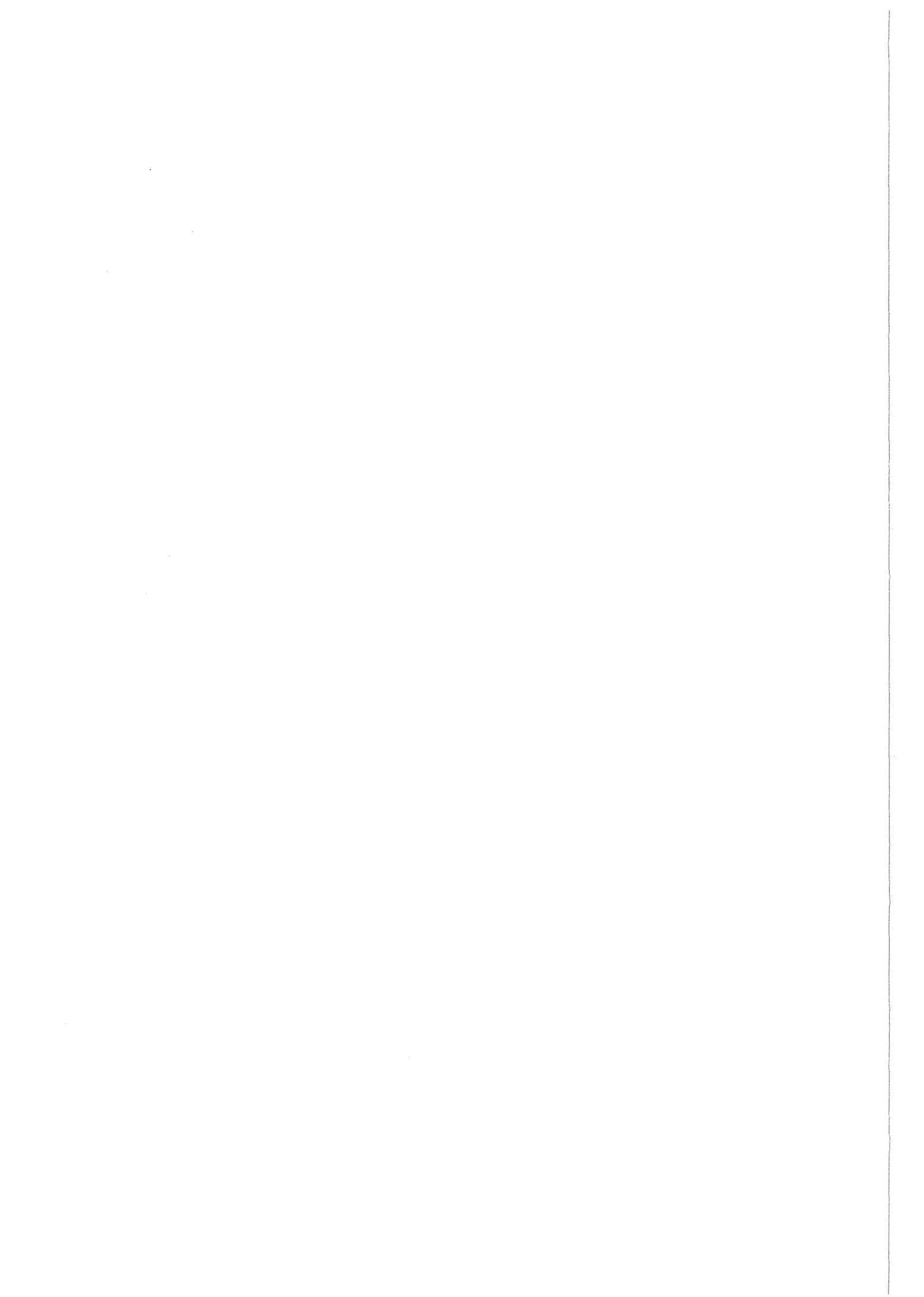


Abbildung 32. Maximaler Winkel zwischen zwei Spuren in der  $r\phi$ -Ebene: Selektierte Multihadronen bei  $W = 35$  GeV.



## 5. MESSUNG UND KORREKTUR DER ENERGIEKORRELATION

Mit den selektierten Multihadronen wird die Energiekorrelation, wie im Kapitel "Energiekorrelationen" angegeben aus den Energien der geladenen und neutralen Teilchen berechnet. Es werden als "gut" akzeptierte Spuren benutzt, denen die Pion-Masse zugeordnet wird und entsprechend akzeptierte Schauer, die als Photonen interpretiert werden. Um diese Roh-Verteilungen mit Montecarlo (MC)-Vierervektoren zu vergleichen, kann man entweder die Daten entsprechend korrigieren oder auf alle Vierervektoren die Detektorsimulation anwenden. Letzteres ist wegen des immensen Bedarfs an Rechenzeit (c.a. 10 s je Ereignis, d.h. etwa einen Faktor 1000 mehr) ausgeschlossen, so daß nur einmal ein MC-DST mit vollständiger Detektorsimulation erzeugt wird, das allerdings die Daten hinreichend gut beschreiben muß. Dies wurde für die verschiedenen Strahlenergien und Zustände des Detektors durchgeführt, d.h. im allgemeinen für jedes Experiment. Die Menge an MC-Ereignissen war dabei etwa fünfmal so groß wie die der Daten. Die Detektorsimulation ist dabei auch innerhalb eines Experimentes nicht immer die gleiche, da sich z.B. der Zustand von Detektorkomponenten oder die Strahlbedingungen ändern. Insbesondere die Hochspannung der Driftkammern musste oft geändert werden, um die Kammern nicht zu zerstören. Damit ändert sich aber empfindlich die Ansprechwahrscheinlichkeit. Deswegen werden Ereignisse für jeden Zustand in einer Menge entsprechend der integrierten Luminosität der Daten simuliert.

Die Parameter des MC-Generators (QCD- und Fragmentations-Parameter) wurden dabei so gewählt, daß sich eine gute Beschreibung vieler Observablen ergab, wie z.B. der Teilchenmultiplizität, der sichtbaren Energie der Teilchen, der Impulse der Teilchen, des Transversalimpulses zur Ereignisachse und der Energiekorrelation. Die so gefundenen Parameter wurden bereits im Kapitel "Montecarlo-Generator und Fragmentation" in Tabelle 4 auf Seite 39 erwähnt.

Abbildung 33 zeigt die EEC für die beiden Experimenten mit der größten Statistik. Die Daten befinden sich in guter Übereinstimmung mit dem Montecarlo. Dies ist auch bei den anderen Experimenten der Fall.

Die Daten müssen auf folgende Effekte korrigiert werden, um sie direkt mit dem MC-Generator vergleichen zu können:

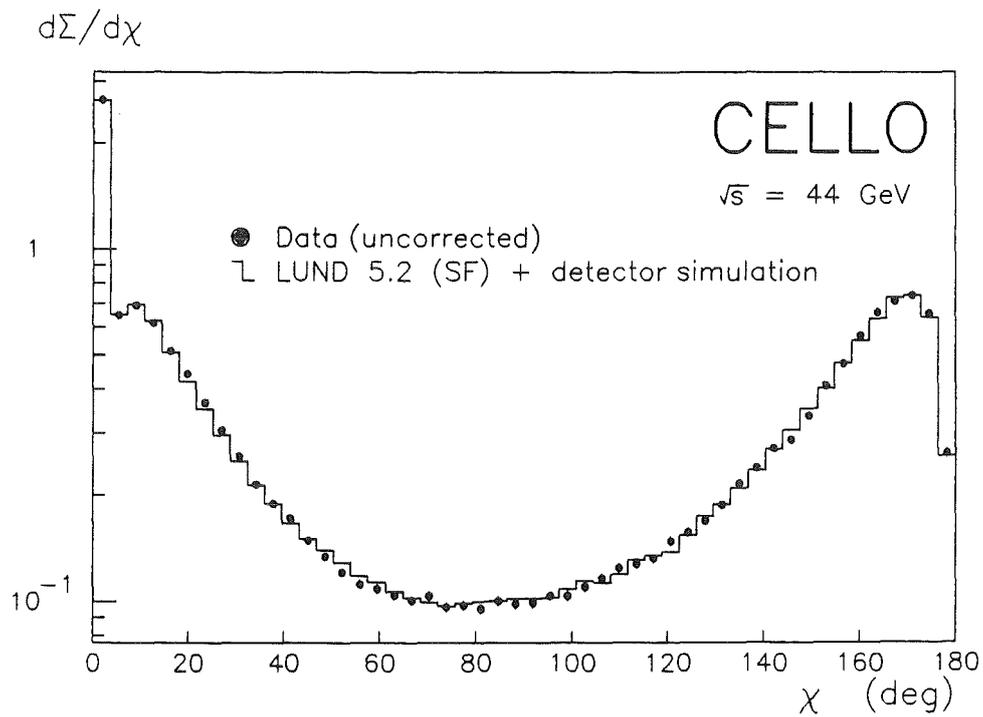
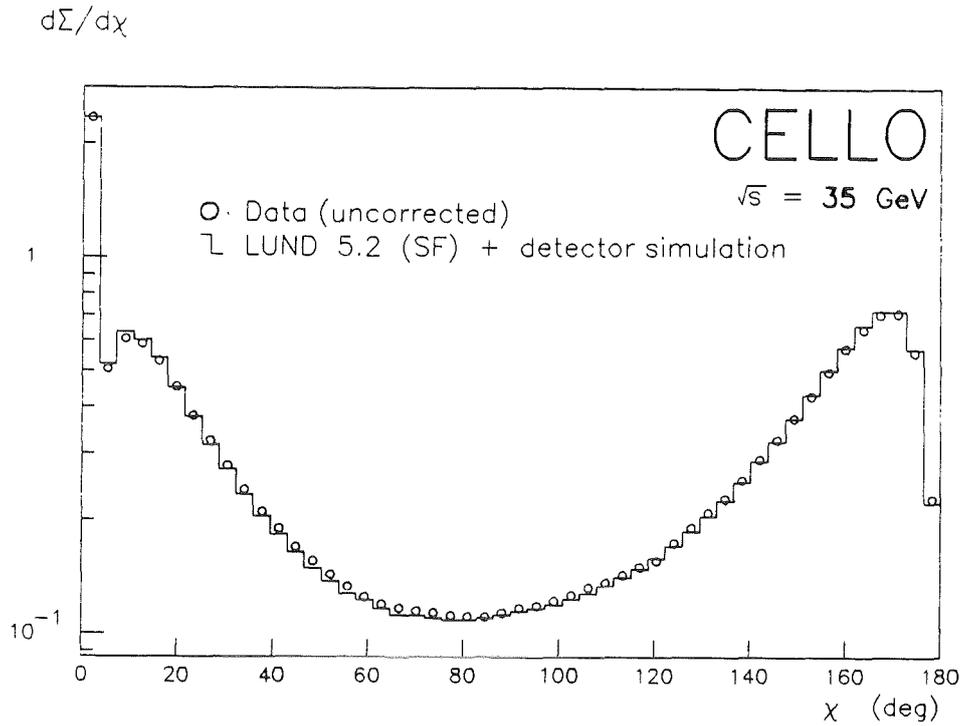


Abbildung 33. EEC (unkorrigiert) für Daten und Montecarlo-DST:  
Exp. 44 (35 GeV) oben, Exp. 36 (44 GeV) unten  
Die stat. Fehler sind teilweise kleiner als die Symbole.

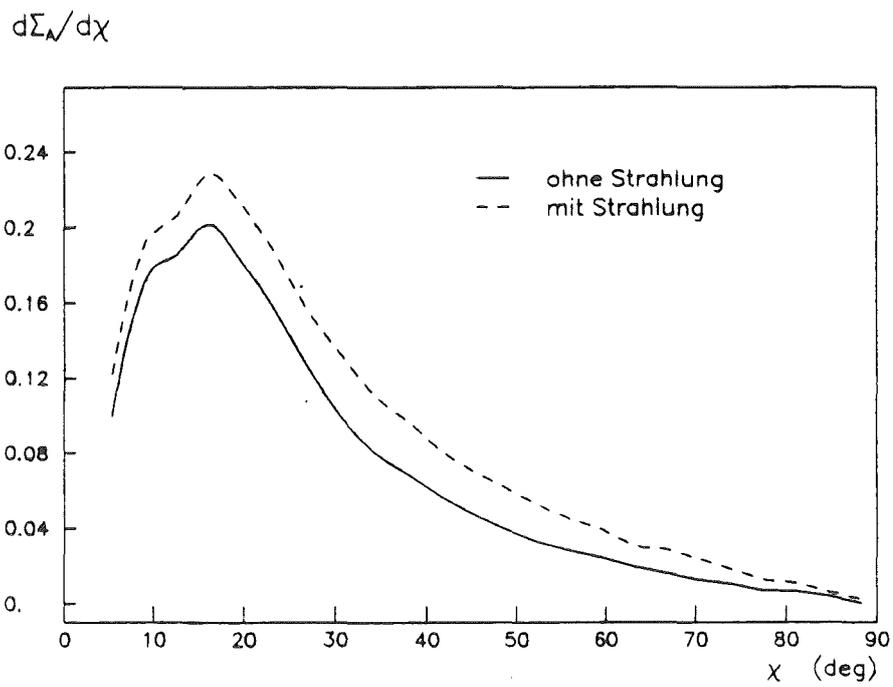
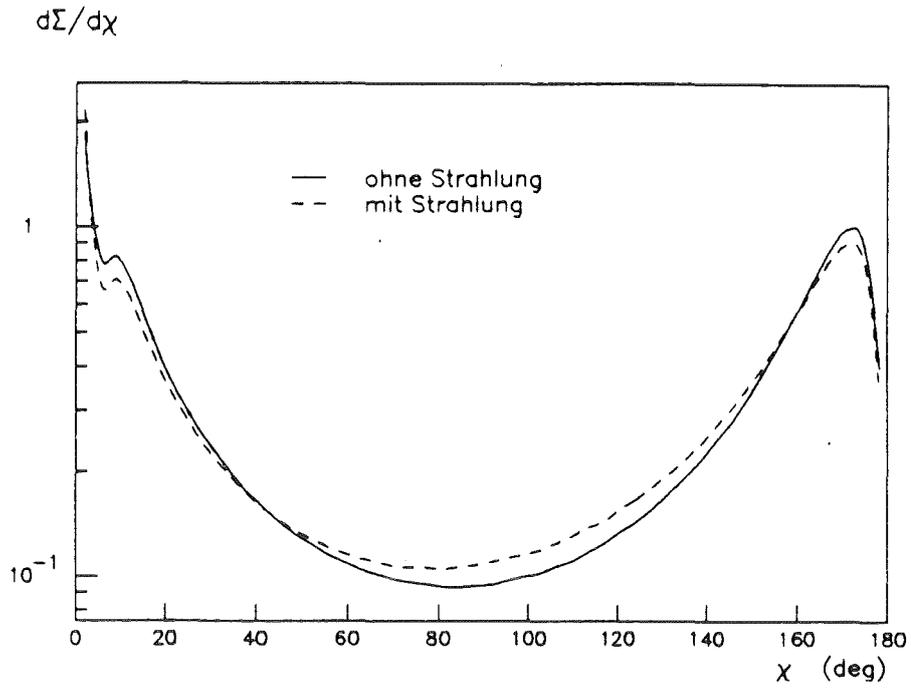


Abbildung 34. Einfluß der Strahlung im Anfangszustand:  
MC-Generator (44 GeV), EEC (oben) und AEEC (unten)

1. Strahlung im Anfangszustand ("Strahlungskorrekturen" auf Seite 39), die einer Lorentz-Transformation der Multihadronen gleicht.
2. Auflösung und Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors
3. Selektion der Multihadronen

Abbildung 34 zeigt, daß die Strahlungskorrekturen erheblich sind, vor allem auf die Asymmetrie. Dies liegt daran, daß die Abstrahlung eines Photons auf ähnliche Weise eine Asymmetrie hervorruft wie die eines Gluons.

Um die "reinen" Detektorkorrekturen zu erhalten, d.h. ohne den Einfluß der Strahlung und der Hadronselektion, vergleicht man MC-Ereignisse mit Strahlungskorrekturen und Hadronselektion vor (Generator) und nach (MC-DST) der Detektorsimulation, wie auf Abbildung 35 zu sehen ist. Die EEC hat Detektorkorrekturen, die im ganzen Winkelbereich eine Rolle spielen und vor allem durch den Verlust von Teilchen innerhalb der Jets entstehen. Die Detektorkorrekturen der AEEC sind vernachlässigbar klein gegenüber den Strahlungskorrekturen, die für die AEEC am wichtigsten sind.

Man berechnet jetzt für jeden Bin der EEC und AEEC Korrekturfaktoren wie folgt:

$$f_{\text{cor}}(\chi) = \frac{f(\chi) \text{ aus MC-Vierervektoren ohne Strahlungskorrekturen}}{f(\chi) \text{ aus MC-DST mit Strahlungskorrekturen und HASEL}}$$

Man erhält bei der EEC, außer im Randbereich, Faktoren von kleiner als 5 %. Bei der AEEC sind sie größer (bis 50 %) und stark vom Winkel abhängig, wie auf Abbildung 36 zu sehen. Der statistische Fehler des Korrekturfaktors der AEEC wird erheblich für  $\chi \rightarrow 90^\circ$ . Das spielt aber keine Rolle da die AEEC selbst in diesem Bereich gegen Null geht.

Die Korrektur hängt auch von der Schwerpunktsenergie  $W$  ab, sie nimmt mit  $W$  leicht zu. Das liegt daran, daß bei höheren Energien die Jets enger sind und die Teilchen schlechter aufgelöst werden können.

Diese Art der Korrektur mit Faktoren hängt prinzipiell davon ab, welche Parameter im MC-Generator benutzt wurden. Man muß zunächst darauf achten, daß die Daten vom MC-DST gut beschrieben werden. Aber auch wenn dies, so wie hier, der Fall ist, gibt es immer eine gewisse Bandbreite der MC-Parameter,

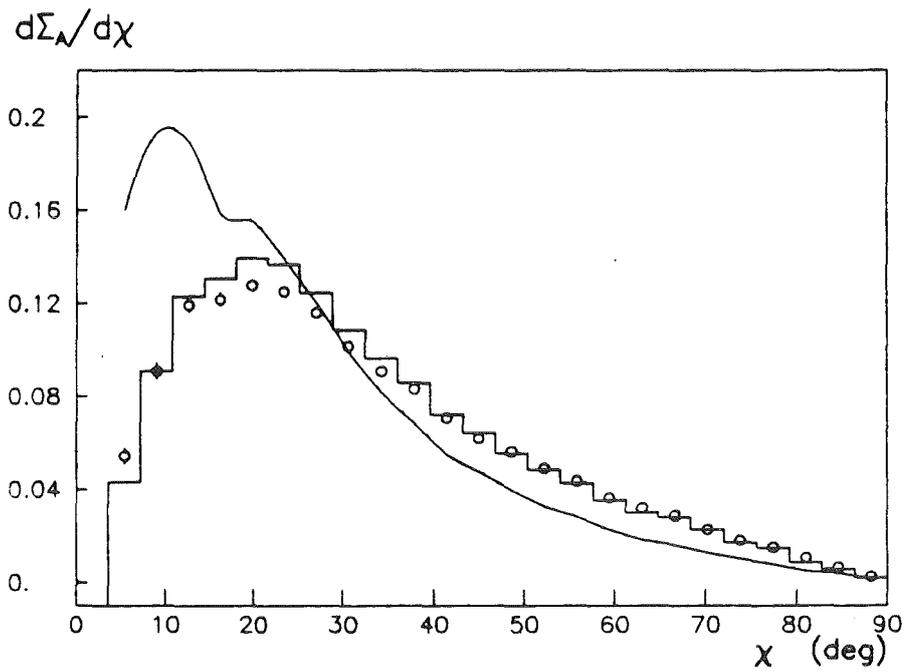
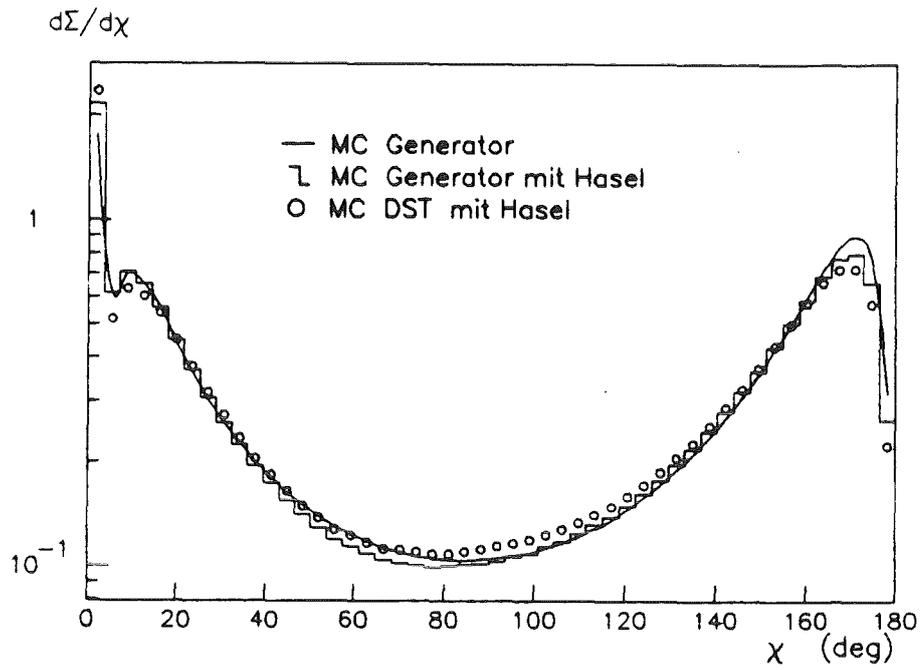


Abbildung 35. Einfluß des Detektors und der Selektion:  
EEC (oben) und AEEC (unten)

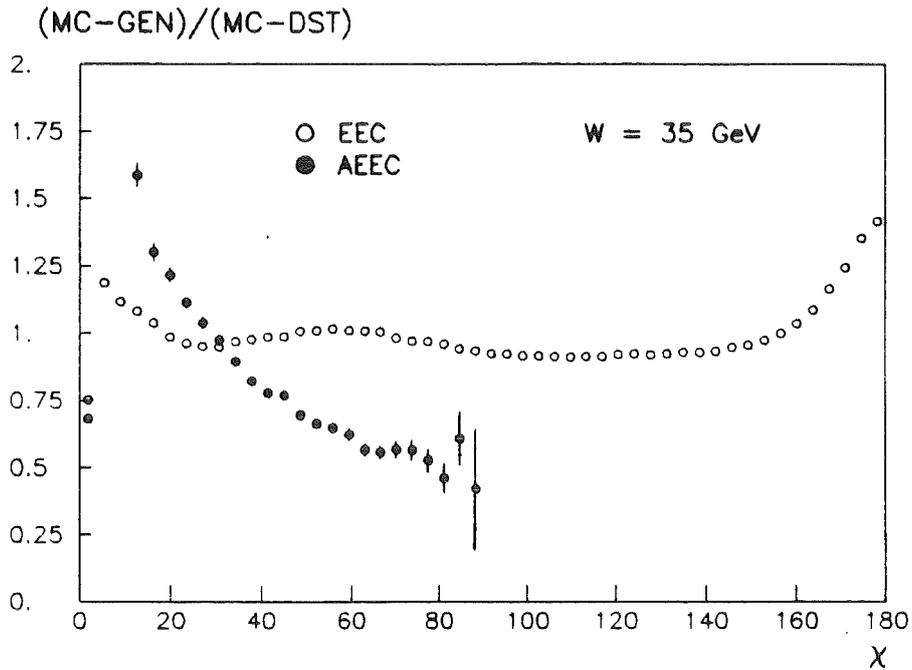


Abbildung 36. Korrekturfunktion  $f(x)$  für EEC und AEEC

die mit den Daten verträglich sind. In Bezug auf  $\alpha_s$  ist es wichtig, wie das mit der korrigierten AEEC bestimmte  $\alpha_s'$  von dem  $\alpha_s''$  abhängt, das zur Berechnung der Korrekturfunktion benutzt wurde. Es wurde gezeigt [54], daß systematische Fehler nur dann entstehen, wenn  $\alpha_s'$  wesentlich von  $\alpha_s''$  abweicht. Dies ist hier aber nicht der Fall, der Unterschied von  $\alpha_s'$  zu  $\alpha_s''$  ist kleiner als 5 %.

Bei der Korrektur der AEEC tritt ein weiteres Problem auf: Wenn man die Asymmetrie der korrigierten EEC bildet, oder die AEEC selbst korrigiert, so erhält man verschiedene Ergebnisse. Das liegt daran, daß Multiplikation und Subtraktion nicht vertauschbar sind. Die beiden Ergebnisse sind nur dann identisch, wenn MC und Daten exakt übereinstimmen. Das ist aber schon allein wegen der statistischen Fluktuationen nicht der Fall. Diese Fluktuationen sind bei der AEEC größer, da zwei ähnliche Werte voneinander subtrahiert werden. Deswegen ist die direkte Korrektur der AEEC empfindlicher auf eine begrenzte Montecarlo-Statistik. Aus diesem Grund ist das erste Verfahren, also die Berechnung der Asymmetrie aus der korrigierten EEC vorzuziehen.

## 5.1 TEST DES STATISTISCHEN FEHLERS

Die EEC und vor allem ihre Asymmetrie sind von der Multiplizität weitgehend unabhängig: verdoppelt man die Zahl der Teilchen unter Beibehaltung der Topologie der Ereignisse, so ändert sich die Verteilung, abgesehen von der Selbstkorrelation, nicht. Die statistischen Fehler nehmen aber offensichtlich ab, da man jetzt mehr Einträge in jedem Winkelbin der Verteilung hat. Die Asymmetrie ist eine Folge der QCD (Gluonabstrahlung) auf der Partonebene und alle Fragmentationseffekte, die symmetrisch zu den Jetachsen sind, sollten keinen Beitrag geben. Die Fragmentation "verteilt" aber die Asymmetrie der Partonen auf viele Teilchen, die so statistisch voneinander abhängig sind. Die übliche Berechnung des statistischen Fehlers der EEC unter der Annahme einer Poissonverteilung als die Wurzel aus der quadratischen Summe aller Einträge in einem Winkelbin führt deshalb möglicherweise zu einem zu kleinen statistischen Fehler der AEEC. Dieses Problem kann mit zwei Methoden untersucht werden:

1. Man generiert einige Montecarlo-"Experimente" und bestimmt den Fehler aus der Standardabweichung der Experimente untereinander.
2. Man berechnet das Integral über die Asymmetrie für jedes Ereignis einzeln und erhält damit nur einen Wert der AEEC je Ereignis. Die Ereignisse untereinander sind mit Sicherheit statistisch unabhängig. Man verliert aber auf diese Weise Information.

Das Ergebnis des Tests (1) für 10 MC-Experimente sieht man auf Abbildung 37. Die Standardabweichung (R.M.S.) aus 10 Experimenten unterscheidet sich kaum vom mittleren Fehler, der unter der Annahme einer Poissonverteilung, wie oben erwähnt, bestimmt wurde. Das Ergebnis des Tests (2) für unkorrigierte Daten zeigt Tabelle 12.

Der erste Fehler in der Tabelle wurde durch die Integration der AEEC aus allen Ereignissen gewonnen, wobei die Fehler der Bins quadratisch summiert wurden. Den zweiten Fehler erhält man aus der Standardabweichung des Integrals der AEEC je Ereignis. Vor allem bei hohen Energien ist der zweite Wert bis zu 50 % größer. Das liegt vermutlich daran, daß wirklich mehr als nur ein statistisch unabhängiger Wert je Ereignis vorhanden ist, weil dort 4-Jet Ereignisse eine Rolle spielen, die bei der Berechnung des Integrals je Ereignis statistisch zu wenig berücksichtigt werden.

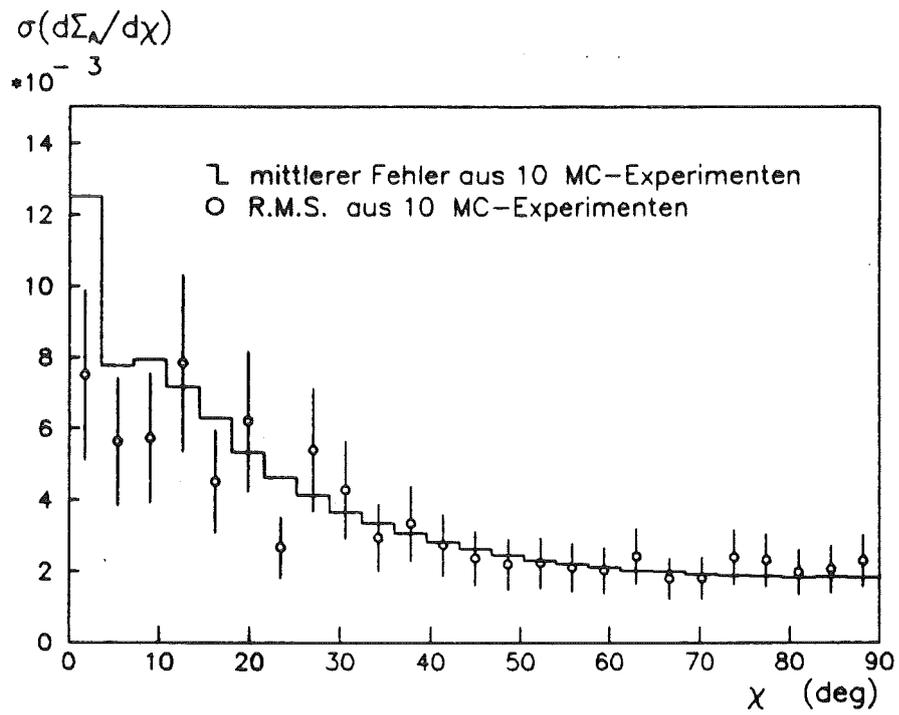
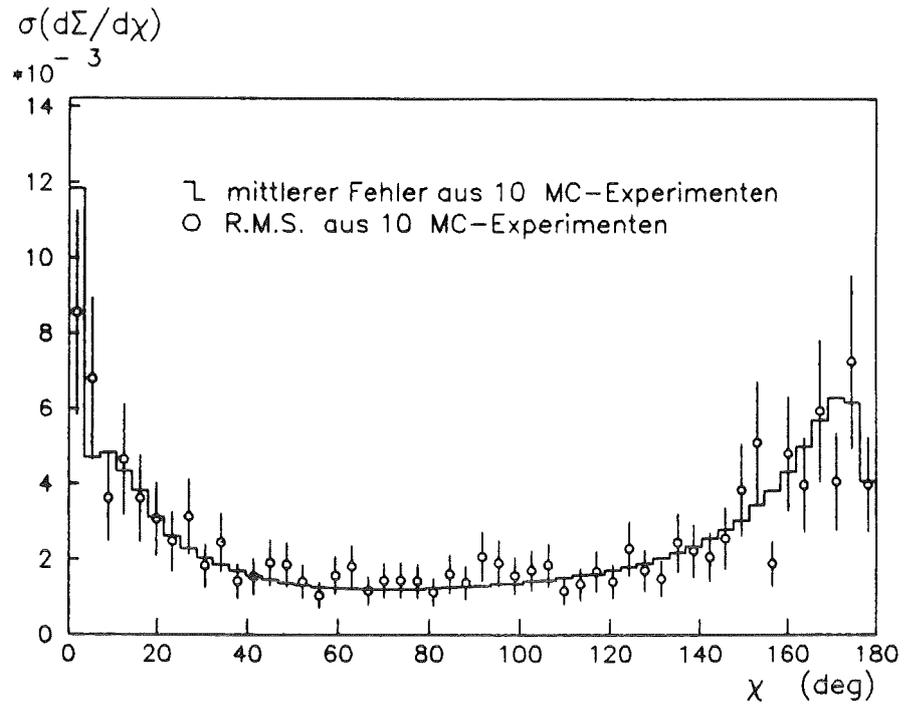


Abbildung 37. Test des statistischen Fehlers mit MC-Experimenten:  
EEC (oben), AEEC (unten), Erläuterungen siehe Text

Exp.	W(GeV)	$J_{AEEC} (\chi > 39.6^\circ)$	statistischer Fehler aus	
			Integral	$J_{AEEC}$ je Ereignis
17	14.0	0.0293	0.0030	0.0029
16	22.0	0.0251	0.0021	0.0024
44	35.0	0.02724	0.00045	0.0006
40	38.0	0.0276	0.0014	0.0020
36	43.6	0.0277	0.0012	0.0018
28	44.1	0.0213	0.0027	0.0038
32	44.2	0.0313	0.0021	0.0028
30	46.0	0.0260	0.0024	0.0038

Tabelle 12. Vergleich der stat. Fehler der AEEC aus zwei Verfahren

Aus beiden Tests kann geschlossen werden, daß der wie oben berechnete statistische Fehler der AEEC mit hoher Wahrscheinlichkeit korrekt ist.

## 5.2 KORRIGIERTE DATEN

Die korrigierte EEC bei verschiedenen Schwerpunktsenergien sieht man auf Abbildung 38 bis Abbildung 40 zusammen mit den Kurven des MC-Generators, wobei die Parameter wie in Tabelle 4 auf Seite 39 angegeben verwendet wurden. Die Daten mit  $W > 38$  GeV wurden zu einem Datenpunkt zusammengefaßt, der einer mittleren Schwerpunktsenergie von  $W = 44.06$  GeV entspricht. Die Fehler wurden dabei quadratisch addiert.

Die Übereinstimmung zwischen Daten und Montecarlo (QCD in 2. Ordnung von  $\alpha_s$  und String-Fragmentation) ist sehr gut. Das Minimum der EEC um  $90^\circ$  entwickelt sich von 14 bis 44 GeV von einem relativ flachen zu einem sehr tiefen Minimum, was die Ausprägung der Jetstruktur bei hohen Energien wiedergibt. Die Werte der korrigierten EEC und AEEC findet man in Tabelle 13 bis Tabelle 17.

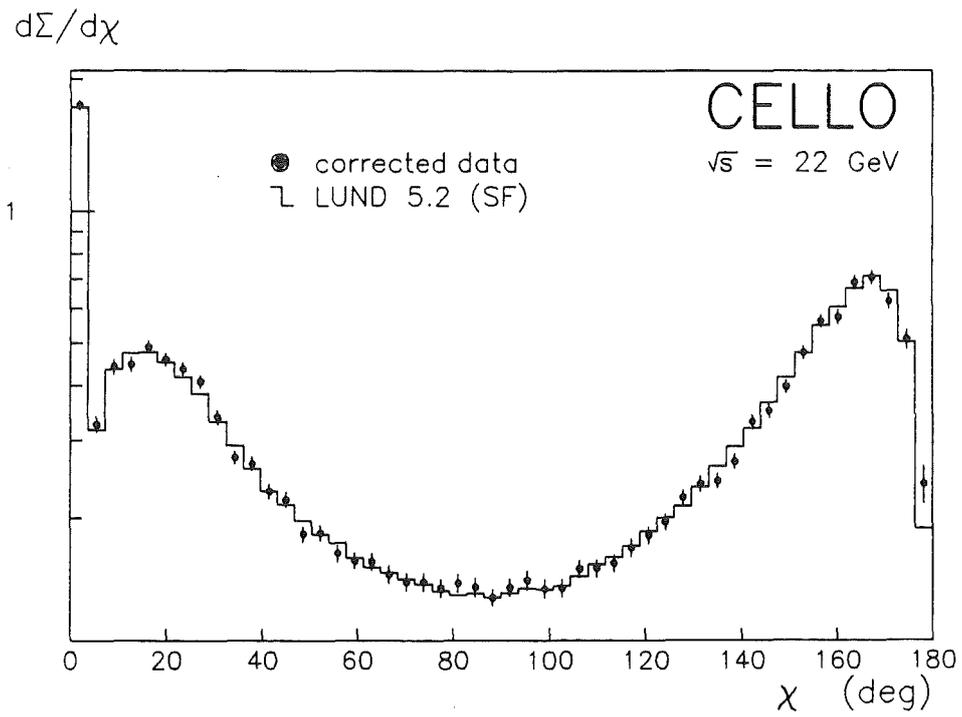
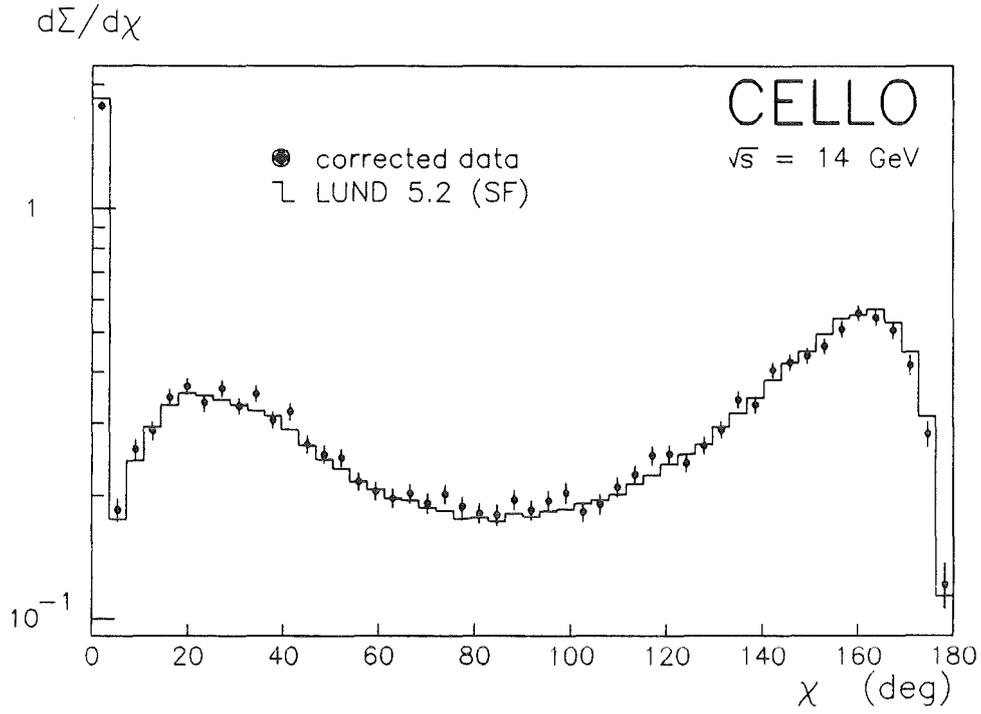


Abbildung 38. EEC (korrigiert) im Vergleich zum Montecarlo:  $\sqrt{s} = 14$  GeV (oben),  $\sqrt{s} = 22$  GeV (unten).

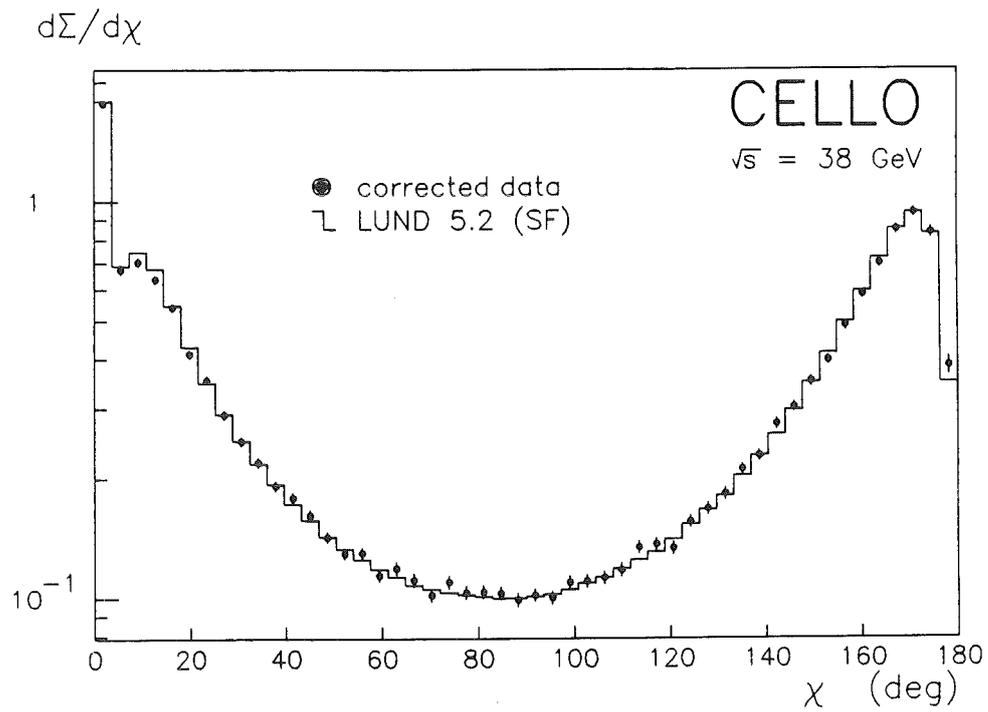
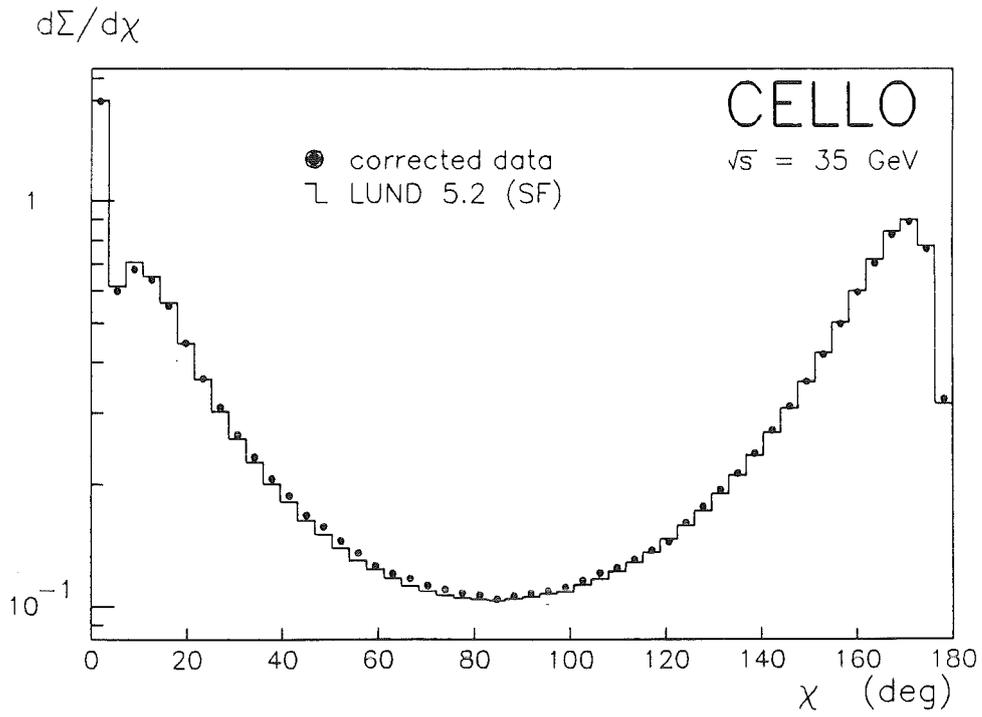


Abbildung 39. EEC (korrigiert) im Vergleich zum Montecarlo:  
 $\sqrt{s} = 35 \text{ GeV}$  (oben),  $\sqrt{s} = 38 \text{ GeV}$  (unten).

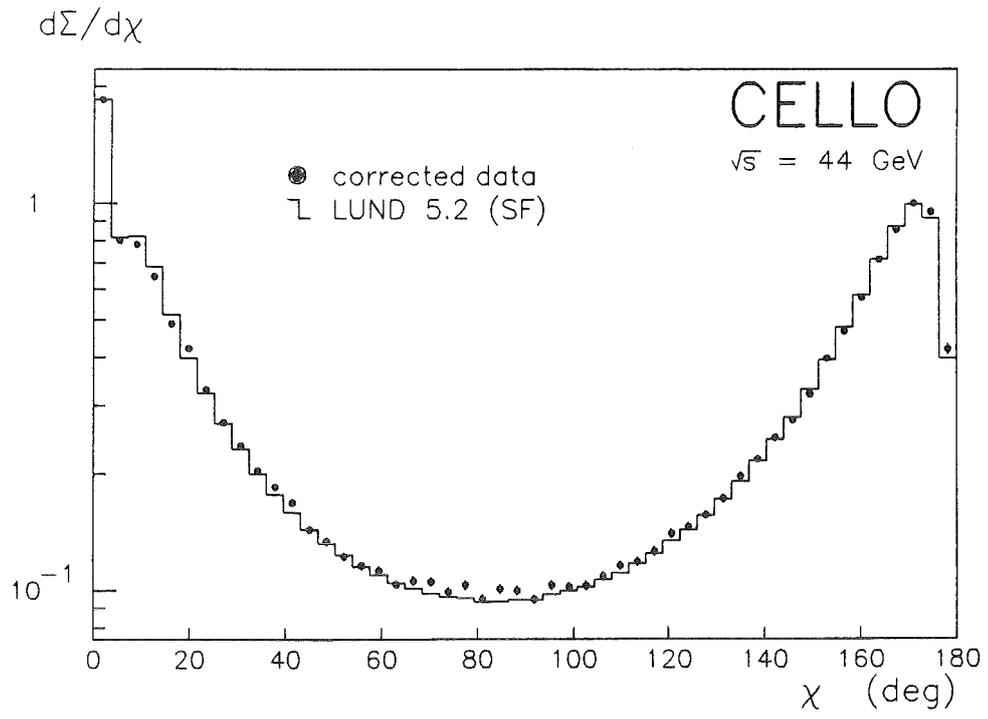


Abbildung 40. EEC (korrigiert) im Vergleich zum Montecarlo:  
 $\sqrt{s} = 44 \text{ GeV}$ .

Winkel $\chi$ [Grad]	$d\Sigma/d\chi$ [1/rad]	$d\Sigma_A/d\chi$ [1/rad]	Winkel $\chi$ [Grad]	$d\Sigma/d\chi$ [1/rad]
0.0 - 3.6	1775 ± 39	-1653 ± 42	90.0 - 93.6	184 ± 10
3.6 - 7.2	184 ± 12	98 ± 23	93.6 - 97.2	194 ± 11
7.2 - 10.8	259 ± 14	156 ± 27	97.2 - 100.8	203 ± 11
10.8 - 14.4	288 ± 14	218 ± 29	100.8 - 104.4	182 ± 10
14.4 - 18.0	347 ± 16	195 ± 29	104.4 - 108.0	190 ± 10
18.0 - 21.6	369 ± 16	187 ± 29	108.0 - 111.6	209 ± 11
21.6 - 25.2	337 ± 15	171 ± 26	111.6 - 115.2	224 ± 12
25.2 - 28.8	365 ± 16	97 ± 25	115.2 - 118.8	250 ± 13
28.8 - 32.4	330 ± 14	107 ± 23	118.8 - 122.4	252 ± 13
32.4 - 36.0	354 ± 15	69 ± 24	122.4 - 126.0	239 ± 12
36.0 - 39.6	305 ± 14	99 ± 22	126.0 - 129.6	264 ± 12
39.6 - 43.2	320 ± 15	12 ± 21	129.6 - 133.2	289 ± 13
43.2 - 46.8	266 ± 13	75 ± 20	133.2 - 136.8	342 ± 15
46.8 - 50.4	251 ± 12	38 ± 18	136.8 - 140.4	332 ± 15
50.4 - 54.0	247 ± 12	17 ± 17	140.4 - 144.0	404 ± 17
54.0 - 57.6	216 ± 11	24 ± 16	144.0 - 147.6	422 ± 18
57.6 - 61.2	205 ± 10	47 ± 16	147.6 - 151.2	438 ± 18
61.2 - 64.8	197 ± 10	54 ± 16	151.2 - 154.8	461 ± 19
64.8 - 68.4	202 ± 11	22 ± 16	154.8 - 158.4	508 ± 21
68.4 - 72.0	191 ± 10	18 ± 15	158.4 - 162.0	557 ± 24
72.0 - 75.6	201 ± 11	-10 ± 15	162.0 - 165.6	542 ± 24
75.6 - 79.2	188 ± 10	-4 ± 14	165.6 - 169.2	506 ± 25
79.2 - 82.8	180 ± 10	22 ± 15	169.2 - 172.8	415 ± 23
82.8 - 86.4	179 ± 10	15 ± 15	172.8 - 176.4	282 ± 20
86.4 - 90.0	195 ± 10	-10 ± 14	176.4 - 180.0	121 ± 15

Tabelle 13.  $d\Sigma/d\chi$  (EEC) und  $d\Sigma_A/d\chi$  (AEEC) bei  $\sqrt{s} = 14$  GeV ( $\cdot 10^3$ )  
Korrigierte Daten

Winkel $\chi$ [Grad]	$d\Sigma/d\chi$ [1/rad]	$d\Sigma_A/d\chi$ [1/rad]	Winkel $\chi$ [Grad]	$d\Sigma/d\chi$ [1/rad]
0.0 - 3.6	1745 ± 39	-1505 ± 45	90.0 - 93.6	139 ± 6
3.6 - 7.2	326 ± 13	185 ± 29	93.6 - 97.2	144 ± 7
7.2 - 10.8	443 ± 16	181 ± 30	97.2 - 100.8	138 ± 7
10.8 - 14.4	447 ± 16	261 ± 30	100.8 - 104.4	138 ± 6
14.4 - 18.0	490 ± 16	200 ± 29	104.4 - 108.0	153 ± 7
18.0 - 21.6	458 ± 14	117 ± 24	108.0 - 111.6	154 ± 7
21.6 - 25.2	437 ± 14	126 ± 23	111.6 - 115.2	158 ± 7
25.2 - 28.8	408 ± 13	68 ± 20	115.2 - 118.8	171 ± 8
28.8 - 32.4	340 ± 11	58 ± 17	118.8 - 122.4	183 ± 8
32.4 - 36.0	274 ± 9	77 ± 15	122.4 - 126.0	196 ± 8
36.0 - 39.6	266 ± 9	66 ± 15	126.0 - 129.6	223 ± 9
39.6 - 43.2	230 ± 8	39 ± 13	129.6 - 133.2	239 ± 10
43.2 - 46.8	220 ± 8	23 ± 12	133.2 - 136.8	243 ± 9
46.8 - 50.4	184 ± 7	55 ± 12	136.8 - 140.4	269 ± 10
50.4 - 54.0	185 ± 7	38 ± 11	140.4 - 144.0	332 ± 12
54.0 - 57.6	166 ± 7	30 ± 11	144.0 - 147.6	351 ± 12
57.6 - 61.2	160 ± 7	23 ± 10	147.6 - 151.2	398 ± 13
61.2 - 64.8	159 ± 7	12 ± 10	151.2 - 154.8	476 ± 16
64.8 - 68.4	149 ± 7	9 ± 10	154.8 - 158.4	563 ± 18
68.4 - 72.0	143 ± 6	11 ± 9	158.4 - 162.0	575 ± 19
72.0 - 75.6	143 ± 6	10 ± 9	162.0 - 165.6	690 ± 24
75.6 - 79.2	139 ± 6	0 ± 9	165.6 - 169.2	708 ± 25
79.2 - 82.8	142 ± 7	-3 ± 9	169.2 - 172.8	624 ± 25
82.8 - 86.4	139 ± 7	5 ± 10	172.8 - 176.4	512 ± 26
86.4 - 90.0	132 ± 6	7 ± 8	176.4 - 180.0	239 ± 22

Tabelle 14.  $d\Sigma/d\chi$  (EEC) und  $d\Sigma_A/d\chi$  (AEEC) bei  $\sqrt{s} = 22$  GeV ( $\cdot 10^3$ )  
Korrigierte Daten

Winkel $\chi$ [Grad]	$d\Sigma/d\chi$ [1/rad]	$d\Sigma_A/d\chi$ [1/rad]	Winkel $\chi$ [Grad]	$d\Sigma/d\chi$ [1/rad]
0.0 - 3.6	1757 ± 10	-1432 ± 12	90.0 - 93.6	108 ± 1
3.6 - 7.2	599 ± 5	162 ± 9	93.6 - 97.2	109 ± 1
7.2 - 10.8	678 ± 5	210 ± 9	97.2 - 100.8	112 ± 1
10.8 - 14.4	638 ± 5	186 ± 8	100.8 - 104.4	116 ± 1
14.4 - 18.0	550 ± 4	151 ± 7	104.4 - 108.0	121 ± 1
18.0 - 21.6	447 ± 3	150 ± 5	108.0 - 111.6	125 ± 1
21.6 - 25.2	365 ± 3	133 ± 5	111.6 - 115.2	131 ± 2
25.2 - 28.8	310 ± 2	108 ± 4	115.2 - 118.8	138 ± 2
28.8 - 32.4	265 ± 2	93 ± 4	118.8 - 122.4	144 ± 2
32.4 - 36.0	234 ± 2	78 ± 3	122.4 - 126.0	161 ± 2
36.0 - 39.6	206 ± 2	66 ± 3	126.0 - 129.6	176 ± 2
39.6 - 43.2	188 ± 2	51 ± 3	129.6 - 133.2	194 ± 2
43.2 - 46.8	168 ± 2	45 ± 2	133.2 - 136.8	213 ± 2
46.8 - 50.4	158 ± 2	36 ± 2	136.8 - 140.4	238 ± 2
50.4 - 54.0	145 ± 1	31 ± 2	140.4 - 144.0	272 ± 2
54.0 - 57.6	136 ± 1	25 ± 2	144.0 - 147.6	312 ± 3
57.6 - 61.2	126 ± 1	18 ± 2	147.6 - 151.2	359 ± 3
61.2 - 64.8	121 ± 1	17 ± 2	151.2 - 154.8	418 ± 3
64.8 - 68.4	118 ± 1	13 ± 2	154.8 - 158.4	498 ± 4
68.4 - 72.0	113 ± 1	12 ± 2	158.4 - 162.0	596 ± 5
72.0 - 75.6	110 ± 1	11 ± 2	162.0 - 165.6	702 ± 5
75.6 - 79.2	108 ± 1	8 ± 2	165.6 - 169.2	824 ± 6
79.2 - 82.8	107 ± 1	5 ± 2	169.2 - 172.8	887 ± 8
82.8 - 86.4	104 ± 1	5 ± 2	172.8 - 176.4	761 ± 8
86.4 - 90.0	106 ± 1	2 ± 2	176.4 - 180.0	324 ± 6

Tabelle 15.  $d\Sigma/d\chi$  (EEC) und  $d\Sigma_A/d\chi$  (AEEC) bei  $\sqrt{s} = 35$  GeV ( $\cdot 10^3$ )  
Korrigierte Daten

Winkel $x$ [Grad]	$d\Sigma/dx$ [1/rad]	$d\Sigma_A/dx$ [1/rad]	Winkel $x$ [Grad]	$d\Sigma/dx$ [1/rad]
0.0 - 3.6	1766 ± 32	-1382 ± 38	90.0 - 93.6	101 ± 4
3.6 - 7.2	673 ± 18	160 ± 31	93.6 - 97.2	100 ± 4
7.2 - 10.8	704 ± 16	231 ± 29	97.2 - 100.8	109 ± 4
10.8 - 14.4	636 ± 14	212 ± 25	100.8 - 104.4	110 ± 4
14.4 - 18.0	541 ± 12	156 ± 20	104.4 - 108.0	112 ± 4
18.0 - 21.6	412 ± 9	170 ± 17	108.0 - 111.6	118 ± 4
21.6 - 25.2	354 ± 8	131 ± 14	111.6 - 115.2	134 ± 5
25.2 - 28.8	289 ± 7	107 ± 12	115.2 - 118.8	136 ± 5
28.8 - 32.4	248 ± 6	103 ± 11	118.8 - 122.4	133 ± 5
32.4 - 36.0	219 ± 6	83 ± 10	122.4 - 126.0	155 ± 5
36.0 - 39.6	192 ± 5	82 ± 10	126.0 - 129.6	168 ± 6
39.6 - 43.2	179 ± 5	49 ± 8	129.6 - 133.2	183 ± 6
43.2 - 46.8	161 ± 5	49 ± 8	133.2 - 136.8	210 ± 7
46.8 - 50.4	142 ± 4	41 ± 8	136.8 - 140.4	228 ± 7
50.4 - 54.0	129 ± 4	38 ± 7	140.4 - 144.0	274 ± 8
54.0 - 57.6	130 ± 4	26 ± 7	144.0 - 147.6	302 ± 8
57.6 - 61.2	114 ± 4	19 ± 6	147.6 - 151.2	351 ± 9
61.2 - 64.8	119 ± 4	17 ± 6	151.2 - 154.8	396 ± 10
64.8 - 68.4	111 ± 4	23 ± 6	154.8 - 158.4	485 ± 12
68.4 - 72.0	101 ± 4	16 ± 6	158.4 - 162.0	581 ± 14
72.0 - 75.6	109 ± 4	3 ± 5	162.0 - 165.6	697 ± 16
75.6 - 79.2	103 ± 4	7 ± 5	165.6 - 169.2	848 ± 21
79.2 - 82.8	104 ± 4	6 ± 5	169.2 - 172.8	935 ± 24
82.8 - 86.4	103 ± 4	-2 ± 5	172.8 - 176.4	833 ± 25
86.4 - 90.0	99 ± 4	3 ± 5	176.4 - 180.0	383 ± 20

Tabelle 16.  $d\Sigma/dx$  (EEC) und  $d\Sigma_A/dx$  (AEEC) bei  $\sqrt{s} = 38$  GeV ( $\cdot 10^3$ )  
Korrigierte Daten

Winkel $\chi$ [Grad]	$d\Sigma/d\chi$ [1/rad]	$d\Sigma_A/d\chi$ [1/rad]	Winkel $\chi$ [Grad]	$d\Sigma/d\chi$ [1/rad]
0.0 - 3.6	1850 ± 20	-1429 ± 24	90.0 - 93.6	95 ± 2
3.6 - 7.2	802 ± 13	148 ± 22	93.6 - 97.2	103 ± 3
7.2 - 10.8	783 ± 12	216 ± 20	97.2 - 100.8	102 ± 2
10.8 - 14.4	647 ± 9	206 ± 16	100.8 - 104.4	103 ± 3
14.4 - 18.0	488 ± 7	228 ± 13	104.4 - 108.0	109 ± 3
18.0 - 21.6	421 ± 6	150 ± 11	108.0 - 111.6	116 ± 3
21.6 - 25.2	330 ± 5	137 ± 9	111.6 - 115.2	119 ± 3
25.2 - 28.8	271 ± 4	126 ± 8	115.2 - 118.8	126 ± 3
28.8 - 32.4	236 ± 4	84 ± 7	118.8 - 122.4	140 ± 4
32.4 - 36.0	203 ± 4	72 ± 6	122.4 - 126.0	146 ± 3
36.0 - 39.6	185 ± 3	63 ± 6	126.0 - 129.6	156 ± 3
39.6 - 43.2	168 ± 3	50 ± 5	129.6 - 133.2	173 ± 4
43.2 - 46.8	144 ± 3	53 ± 5	133.2 - 136.8	197 ± 4
46.8 - 50.4	134 ± 3	39 ± 5	136.8 - 140.4	218 ± 4
50.4 - 54.0	122 ± 3	34 ± 4	140.4 - 144.0	248 ± 5
54.0 - 57.6	116 ± 3	30 ± 4	144.0 - 147.6	275 ± 5
57.6 - 61.2	113 ± 3	27 ± 4	147.6 - 151.2	320 ± 5
61.2 - 64.8	104 ± 2	22 ± 4	151.2 - 154.8	397 ± 6
64.8 - 68.4	106 ± 2	13 ± 4	154.8 - 158.4	467 ± 7
68.4 - 72.0	105 ± 3	11 ± 4	158.4 - 162.0	571 ± 9
72.0 - 75.6	99 ± 2	10 ± 4	162.0 - 165.6	716 ± 11
75.6 - 79.2	103 ± 3	0 ± 4	165.6 - 169.2	853 ± 13
79.2 - 82.8	95 ± 2	7 ± 4	169.2 - 172.8	999 ± 16
82.8 - 86.4	101 ± 3	2 ± 4	172.8 - 176.4	950 ± 18
86.4 - 90.0	100 ± 2	-4 ± 4	176.4 - 180.0	419 ± 14

Tabelle 17.  $d\Sigma/d\chi$  (EEC) und  $d\Sigma_A/d\chi$  (AEEC) bei  $\sqrt{s} = 44$  GeV ( $\cdot 10^3$ )  
Korrigierte Daten



## 6. MESSUNG UND KORREKTUR DER TRIPEL-ENERGIEKORRELATION

Der planare Teil der Tripel-Energiekorrelation wird wie im Kapitel "Die Tripel-Energiekorrelation" angegeben aus den gleichen Daten wie die EEC berechnet. Da hier Triplets von Teilchen korreliert werden, ist das für die EEC erörterte Problem der Bestimmung des statistischen Fehlers wesentlich gravierender. Da es ohnehin nicht sinnvoll ist, eine zweidimensionale Verteilung Bin für Bin zu korrigieren, weil dazu sehr viel mehr MC-Ereignisse nötig wären, wird das Integral über die PTEC wie beschrieben für jedes Ereignis einzeln berechnet und der Mittelwert über alle Ereignisse gebildet. Dabei muß beachtet werden, daß ein einzelnes Triplet wegen der Symmetrien 6-mal zum Integral der PTEC beiträgt, denn es gibt 3 verschiedene Kombinationen aus 2 Winkeln und außerdem eine Symmetrie um die Achse  $\chi_1 = \chi_2$ . Die Integrationsgrenzen werden durch den Winkel  $\delta$  bestimmt und sind so gewählt, daß für die drei Winkel  $\chi_1, \chi_2$  und  $\chi_3$  zwischen den Teilchen sowohl  $\chi > \delta$  und  $\chi < \pi - \delta$  gilt.

Mit Hilfe der MC-Ereignisse wird nun ähnlich wie bei der EEC ein globaler Korrekturfaktor bestimmt. Das Ergebnis der Korrektur für die Integration mit  $\delta = 30^\circ$  ist in Tabelle 18 angegeben.

Exp.	W (GeV)	$\int \text{PTEC} (\delta = 30^\circ) \cdot 10^3$	
		unkorrigiert	korrigiert
44	35.0	$8.88 \pm 0.13$	$10.58 \pm 0.18$
40	38.0	$8.92 \pm 0.45$	$10.25 \pm 0.58$
36	43.6	$8.76 \pm 0.37$	$10.68 \pm 0.52$
28	44.1	$7.94 \pm 0.81$	$9.51 \pm 1.02$
32	44.2	$7.06 \pm 0.52$	$9.62 \pm 0.77$
30	46.0	$8.56 \pm 0.77$	$10.28 \pm 0.96$

Tabelle 18. Korrektur des Integrals über die PTEC

Die Korrekturfaktoren bewegen sich zwischen 1.16 und 1.36, sind also etwas kleiner als bei der AEEC und haben das entgegengesetzte Vorzeichen. Das liegt daran, daß durch Detektoreffekte Teilchen nicht nachgewiesen werden und dadurch Triplets verlorengehen. Die Strahlungskorrekturen sind ähnlich wichtig wie bei der AEEC, sie vergrößern die PTEC um 38 % für  $\delta = 30^\circ$ .

## 7. BESTIMMUNG VON $\alpha_s$ UND $\Lambda_{MS}$

Die korrigierten Daten der AEEC und PTEC sind die Basis für die Bestimmung von  $\alpha_s$  mit Hilfe des Montecarlo-Generators. Dazu wurden nur die Daten mit  $W \geq 35$  GeV benutzt, weil der Einfluß der Fragmentation bei niedrigen Energien zu groß und außerdem dort die Datenmenge sehr klein ist.

Bei  $W = 35, 38$  und  $44$  GeV wurden jeweils MC-Ereignisse mit verschiedenen Werten von  $\alpha_s$  generiert. Die Abhängigkeit der AEEC von  $\alpha_s$  ist auf Abbildung 41 dargestellt. Die AEEC wird im Bereich rechts der gestrichelten Linie ( $\chi > 36^\circ$ ) an die Daten angepasst. In diesem Bereich ist, wie im Kapitel "Eigenschaften der AEEC und PTEC" gezeigt wurde, die AEEC weitgehend unabhängig von dem Abschneideparameter  $Y_{min}$  und die Wirkungsquerschnitte von ERT und GKS sind nahezu identisch. Man befindet sich auch außerhalb des Fragmentationsbereichs der Jets.

Die Abhängigkeit der AEEC und integrierten PTEC von  $\alpha_s$  wurde mit einem Polynom parametrisiert. Es stellte sich heraus, daß ein Polynom 1. Ordnung (eine Gerade) völlig ausreicht, wenn man sich auf einen kleinen Bereich von  $\alpha_s$  beschränkt. Der Kreuzungspunkt dieser Geraden mit dem entsprechenden Datenwert bestimmt dann  $\alpha_s$ . Dies ist auf Abbildung 42 am Beispiel der integrierten PTEC für drei verschiedene Montecarlo-Modelle gezeigt, wovon zunächst nur die String-Fragmentation verwendet wird, da damit die Daten am besten beschrieben werden können. Es wurde aber auch versucht, die gemessene EEC und AEEC mit der unabhängigen Fragmentation zu beschreiben und  $\alpha_s$  zu bestimmen.

Weiterhin wurden folgende systematische Einflüsse studiert:

- Die Verwendung des 3-Jet Wirkungsquerschnitts von ERT oder GKS.
- Die Variation des Integrationswinkels von AEEC und PTEC.
- Die Berechnung von AEEC und PTEC nur mit geladenen Teilchen
- Die Variation aller wichtiger Montecarlo-Parameter.

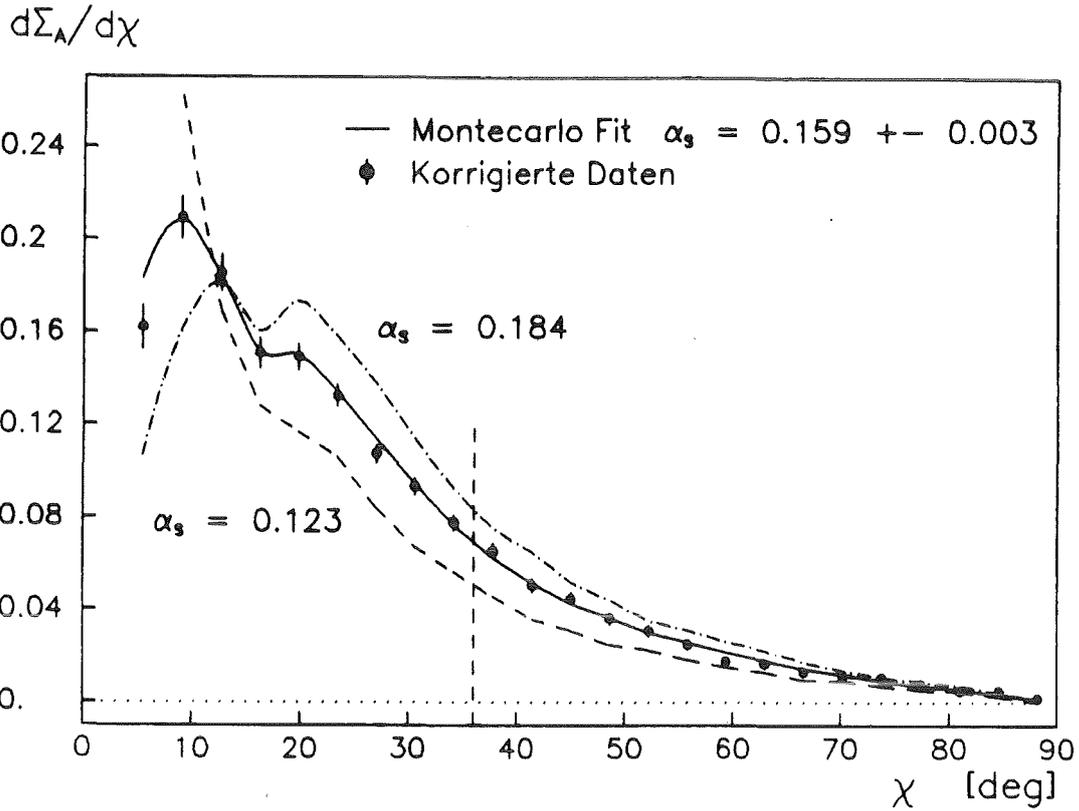


Abbildung 41. Fit von  $\alpha_s$  mit der AEEC bei  $W = 35$  GeV

Die drei Werte von  $\alpha_s$  bei 35, 38 und 44 GeV wurden dann zu einem gemeinsamen Wert von  $\Lambda$  zusammengefaßt.

## 7.1 BESTIMMUNG VON $\alpha_s$ MIT DER STRING-FRAGMENTATION

Die Resultate des Fits von  $\alpha_s$  bei Verwendung der String-Fragmentation zeigt Tabelle 19. Die MC-Parameter entsprechen denen, die zur Korrektur der Daten benutzt wurden (siehe Tabelle 4 auf Seite 39). Man sieht, daß die Verwendung der 3-Jet Wirkungsquerschnitte von GKS oder ERT nur einen sehr geringen Einfluß auf  $\alpha_s$  hat. Bei Variation des Integrationswinkels bleibt das Ergebnis stabil, lediglich bei der AEEC mit ERT steigt  $\alpha_s$  leicht an, wenn  $\chi$  vergrößert wird. Das Ergebnis des Fits der AEEC für  $\chi > 36^\circ$  ist auf Abbildung 43 zu sehen. Das Montecarlo beschreibt die Daten gut, auch außerhalb der Fit-Ber-

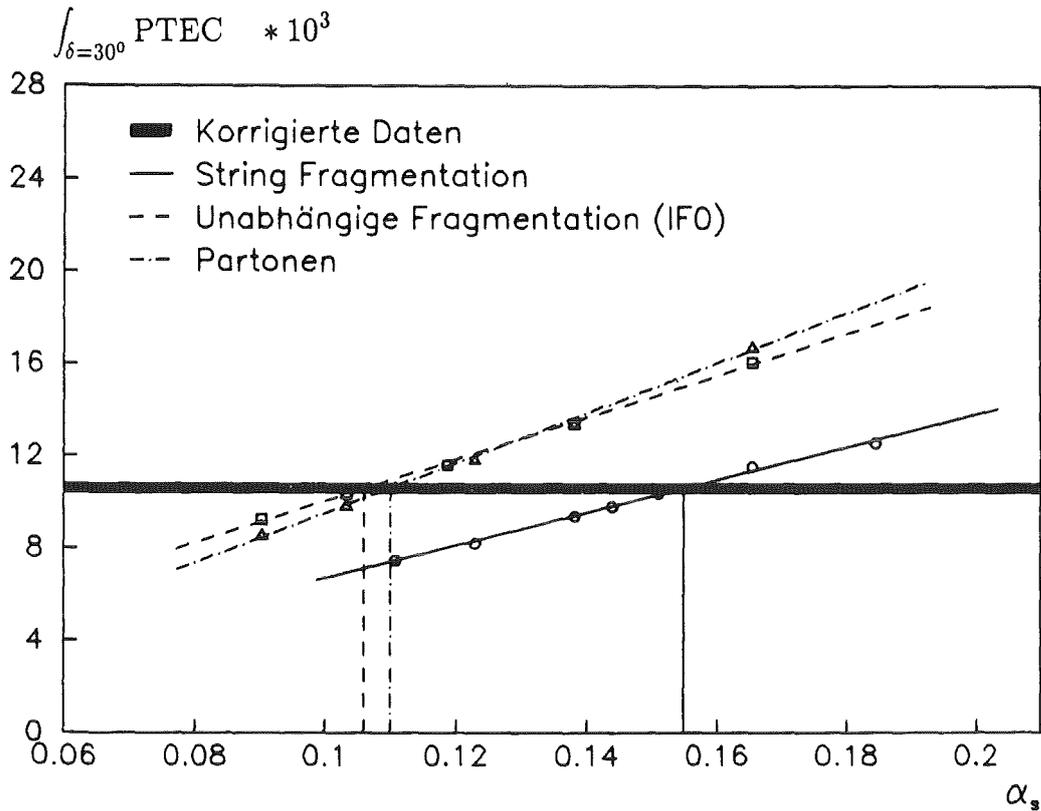


Abbildung 42. Fit von  $\alpha_s$  mit  $\int PTEC$  ( $\delta = 30^\circ$ ) bei 35 GeV:  
 Die Geraden sind Parametrisierungen für (1) MC-Partonen ohne Fragmentation (2) String-Fragmentation (3) Unabhängige Fragmentation (IFO) nach Hoyer et al.

reichs bei kleinen Winkeln. Der Fit der PTEC ergibt niedrigere Werte für  $\alpha_s$ , hängt aber ebenfalls kaum vom Integrationswinkel oder GKS/ERT ab.

### 7.1.1 Systematische Fehler der Korrektur der Daten

Die Korrektur der Daten wird von der Qualität der Detektorsimulation beeinflusst. Der daraus entstehende systematische Fehler wurde dadurch abgeschätzt, daß nur geladenen Teilchen bzw. nur neutrale Teilchen verwendet wurden, die von verschiedenen Teilen des Detektors nachgewiesen werden. Dies ergab für die AEEC einen syst. Fehler von 4 % bei 35 GeV und von 3 % bei 38 und 44 GeV. Für die PTEC ergaben sich syst. Fehler von 1 %, 5 % und 3 % bei 35, 38 und 44 GeV.

Resultate für die Asymmetrie der Energiekorrelation (AEEC)				
Bereich		W = 35 GeV	W = 38 GeV	W = 44 GeV
$\chi > 21.6^\circ$	GKS	$0.156 \pm 0.002$	$0.161 \pm 0.006$	$0.148 \pm 0.003$
	ERT	$0.152 \pm 0.002$	$0.155 \pm 0.006$	$0.144 \pm 0.003$
$\chi > 28.8^\circ$	GKS	$0.158 \pm 0.002$	$0.167 \pm 0.007$	$0.148 \pm 0.004$
	ERT	$0.153 \pm 0.002$	$0.162 \pm 0.007$	$0.144 \pm 0.004$
$\chi > 36.0^\circ$	GKS	$0.159 \pm 0.003$	$0.165 \pm 0.009$	$0.152 \pm 0.005$
	ERT	$0.158 \pm 0.003$	$0.165 \pm 0.009$	$0.153 \pm 0.005$
$\chi > 50.4^\circ$	GKS	$0.154 \pm 0.005$	$0.164 \pm 0.014$	$0.157 \pm 0.009$
	ERT	$0.156 \pm 0.005$	$0.168 \pm 0.014$	$0.167 \pm 0.009$
nur geladene Teilchen				
$\chi > 36.0^\circ$	GKS	$0.153 \pm 0.006$	-	$0.147 \pm 0.009$
Resultate für die planare Tripel-Energiekorrelation (PTEC)				
$\delta = 20^\circ$	GKS	$0.153 \pm 0.002$	-	-
	ERT	$0.151 \pm 0.002$	-	-
$\delta = 30^\circ$	GKS	$0.154 \pm 0.003$	$0.148 \pm 0.008$	$0.145 \pm 0.004$
	ERT	$0.151 \pm 0.003$	$0.146 \pm 0.007$	$0.143 \pm 0.004$
$\delta = 40^\circ$	GKS	$0.155 \pm 0.004$	$0.143 \pm 0.010$	$0.145 \pm 0.007$
	ERT	$0.151 \pm 0.004$	$0.144 \pm 0.010$	$0.145 \pm 0.007$
nur geladene Teilchen				
$\delta = 30^\circ$	GKS	$0.155 \pm 0.003$	$0.137 \pm 0.008$	$0.139 \pm 0.005$

Tabelle 19. Bestimmung von  $\alpha_s$  mit String-Fragmentation

Da die Korrektur mit einem anderen  $\alpha_s$  durchgeführt wurde als man später beim Fit erhält, wurde ein weiterer syst. Fehler bei der AEEC von 2.5 % und der PTEC von 1.5 % angenommen.

### 7.1.2 Systematische Fehler durch die Wahl der MC-Parameter

Die beiden Größen AEEC und PTEC sind so gewählt, daß sie möglichst wenig von den Fragmentationsparametern abhängen, aber es ist trotzdem eine gewisse Abhängigkeit vorhanden.

Untersucht wurde der Einfluß des Abschneideparameters  $Y_{\min}$ , der Breite der  $p_{\perp}$ -Verteilung  $\sigma_q$ , des Parameters A der Lund-Fragmentationsfunktion (B ist stark mit A korreliert), des Parameters  $\epsilon$  der Peterson-Fragmentationsfunktion für c- und b-Quarks und der Energie  $E_s$ , bei der die Kaskade gestoppt wird. Alle diese Parameter lassen sich natürlich aus den Daten bestimmen, aber das Ergebnis hängt davon ab, welche Verteilungen man dazu benutzt. Es ist deswegen nicht klar, in welchem Bereich die Parameter zu variieren sind, um den systematischen Fehler von  $\alpha_s$  abzuschätzen. Um eine sehr aufwendige Analyse vieler Verteilungen zu vermeiden, wurde stattdessen jeder Parameter aus einem Fit der EEC im Bereich von  $30^\circ$  bis  $150^\circ$  bestimmt und der Variationsbereich auf  $\pm 3$  Standardabweichungen dieses Fits festgelegt.

Danach haben  $E_s$  und  $\epsilon$  die merklichste Auswirkung auf die AEEC, sie bewirken einen syst. Fehler von 1.5 % bzw. 2.5 %. Alle anderen Parameter liegen unterhalb von 0.5 %.

Für die PTEC sind die Einflüsse der meisten Parameter geringer als bei der AEEC, obwohl der Integrationsbereich größer ist. Die Variation von  $E_s$  und  $\epsilon$  bewirkt einen syst. Fehler von 1 % bzw. 2.5 %.

Somit ergeben sich für  $\alpha_s$  die folgenden systematischen Fehler in Bezug auf die Detektorkorrektur und die Parameter der String-Fragmentation:

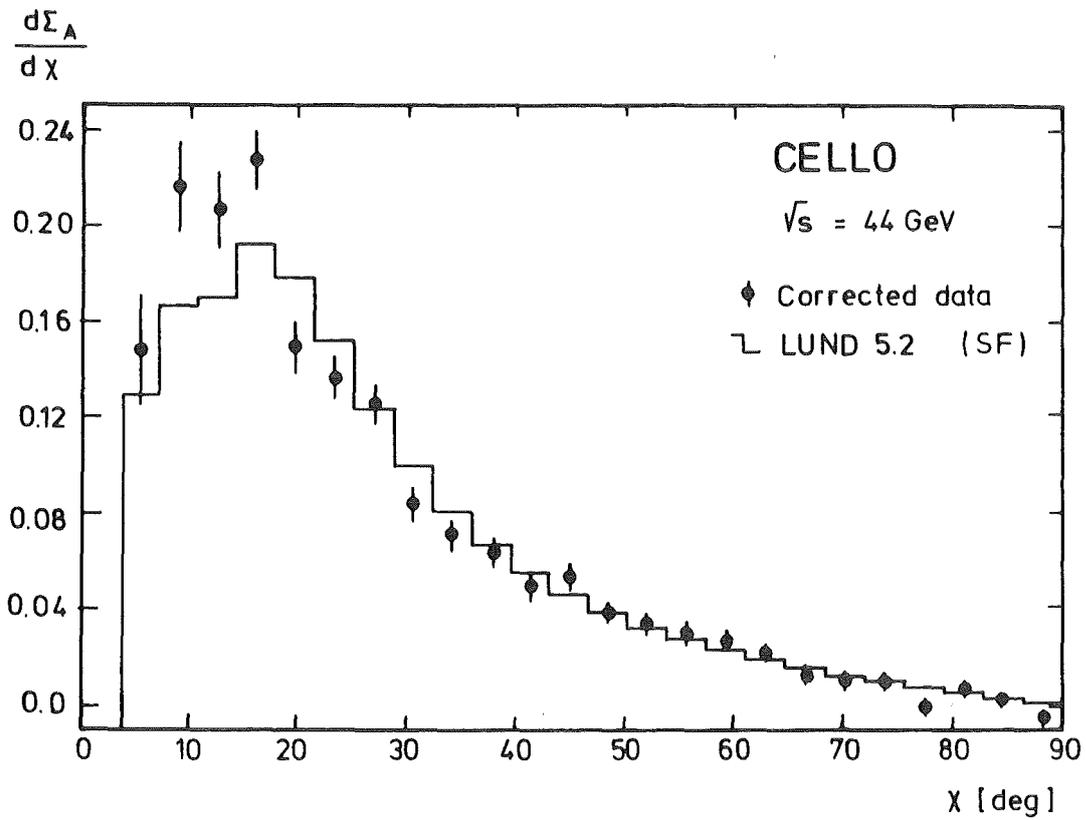
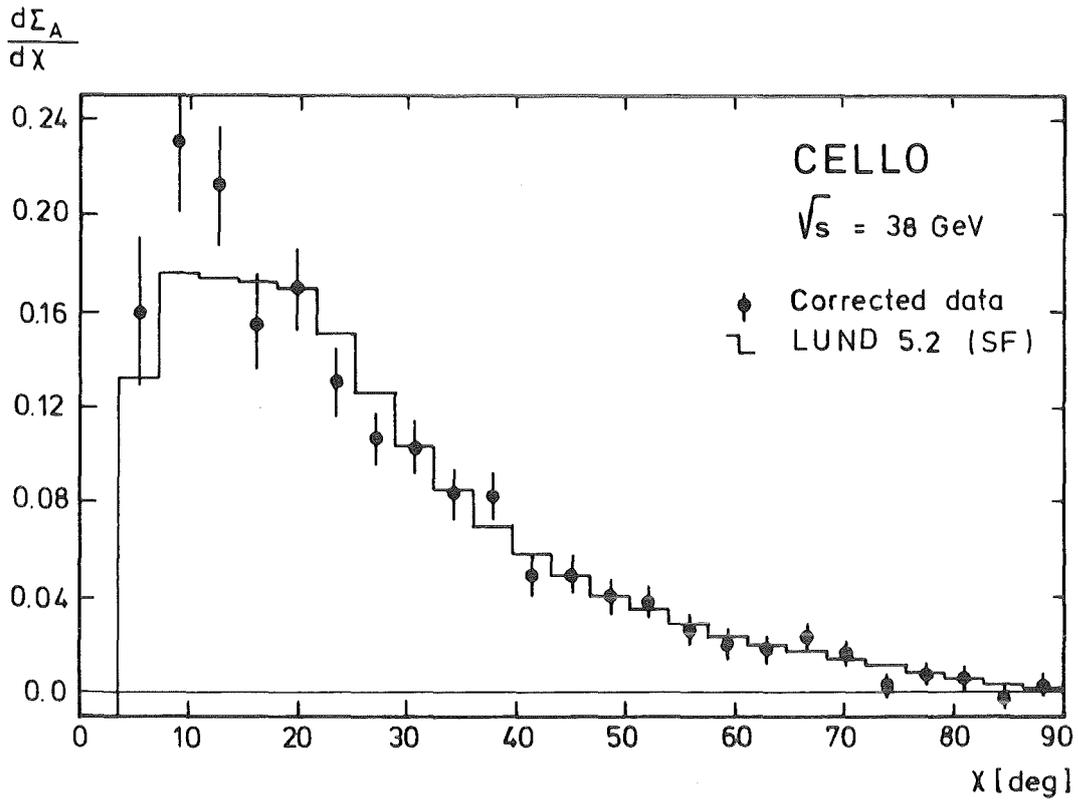


Abbildung 43. Fit von  $\alpha_s$  mit der AEEC bei 38 und 44 GeV

W (GeV)	AEEC( $\chi > 36^\circ$ )	$\int$ PTEC( $\delta = 30^\circ$ )
35	5 %	3 %
38	4.5 %	6 %
44	4.5 %	4.5 %

Tabelle 20. Systematische Fehler von  $\alpha_s$

## 7.2 DISKUSSION DER ERGEBNISSE UND BESTIMMUNG VON $\Lambda_{MS}$

Die Werte von  $\alpha_s$  mit stat. und syst. Fehler sind in Tabelle 21 zusammengefaßt.

Die PTEC ergibt immer ein niedrigeres  $\alpha_s$  als die AEEC. Dies kann verschiedene Ursachen haben:

- Die verschiedenen Korrekturen auf die gemessenen Werte, die Korrektur der AEEC ist negativ, die der PTEC positiv. Fehler der Korrekturfunktion wirken sich deshalb verschieden aus.
- Die PTEC hat in der QCD kleinere Korrekturen in höherer Ordnung von  $\alpha_s$  als die AEEC. Der Unterschied kann die Größe dieser Korrekturen widerspiegeln.
- Die PTEC berücksichtigt nur den planaren Anteil der Ereignisse, während zur AEEC alle Teilchen beitragen.
- Die Wahl der Fragmentations-Parameter im Montecarlo. Die PTEC hängt von den meisten Parametern weit schwächer ab als die AEEC. Der systematische Fehler, der diesen Einfluß berücksichtigt, müsste dazu allerdings fast voll ausgeschöpft werden, was unwahrscheinlich ist.

PTEC und AEEC sind also trotz der vielen Ähnlichkeiten auf verschiedene Weise empfindlich auf  $\alpha_s$ . Dem Wert aus der PTEC ist aber mehr zu trauen, weil dort die Korrekturen und Fehler insgesamt kleiner sind.

Die  $\alpha_s$ -Werte bei den drei Energien können zu einem gemeinsamen Wert von  $\Lambda$ , dem Skalenparameter der QCD, zusammengefasst werden, da  $\alpha_s$ , wie im Kapitel "Die laufende Kopplungskonstante  $\alpha_s$ " angegeben, logarithmisch von  $s/\Lambda^2$  abhängt. Dabei ist mit  $\Lambda$ , wie vereinbart,  $\Lambda_{\overline{MS}}$  gemeint. Im betrachteten Bereich von  $\sqrt{s}$  (35 bis 44 GeV) ergibt sich eine Änderung von  $\alpha_s$  mit  $s$  um etwa 5%. Die gefundenen Werte sind damit konsistent, sie nehmen mit  $s$  ab, aber die Fehler sind zu groß, um wirklich ein "laufendes"  $\alpha_s$  festzustellen.

W (GeV)	AEEC( $\chi > 36^\circ$ )	J/PTEC( $\delta = 30^\circ$ )
35	$0.159 \pm 0.003 \pm 0.008$	$0.154 \pm 0.003 \pm 0.004$
38	$0.165 \pm 0.009 \pm 0.007$	$0.148 \pm 0.008 \pm 0.009$
44	$0.152 \pm 0.005 \pm 0.007$	$0.145 \pm 0.004 \pm 0.006$

Tabelle 21. Endergebnis für  $\alpha_s$  mit stat. und syst. Fehler:  
String-Fragmentation mit Wirkungsquerschnitt von GKS

Die systematischen Fehler werden bei dem Fit von  $\Lambda$  über die drei Werte von  $\alpha_s$  nicht berücksichtigt, da sie stark korreliert sind. Stattdessen wird der systematische Fehler aus der Variation von  $\Lambda$  bestimmt, wenn sich die Werte von  $\alpha_s$  jeweils am unteren und oberen Ende des vom systematischen Fehlers erlaubten Bereichs befinden.

Man erhält somit:

$$\Lambda_{\overline{MS}} = 0.42 \pm 0.03 \pm 0.08 \quad (\text{AEEC})$$

$$\Lambda_{\overline{MS}} = 0.34 \pm 0.03 \pm 0.05 \quad (\text{PTEC})$$

Die Werte werden nicht zusammengefaßt, da sie zu weit auseinander liegen. Sie sind aber innerhalb der systematischen Fehler verträglich.

### 7.3 UNABHÄNGIGE FRAGMENTATION

In einigen Untersuchungen wurde gezeigt, daß die Bestimmung von  $\alpha_s$  stark davon abhängt, welches Fragmentationsmodell verwendet wird [45] [64][67]. Die unabhängige Fragmentation (IF) ergibt ein wesentlich kleineres  $\alpha_s$  als die String-Fragmentation (SF). Der Unterschied hängt aber davon ab, welche Methode der Energie/Impuls-Erhaltung im IF-Modell benutzt wird. Die beiden Modelle nach Hoyer et al. [56] (IF0) und Ali et al. [57] (IF1), die schon im Kapitel "Montecarlo-Generator und Fragmentation" vorgestellt wurden, repräsentieren zwei Varianten der Energie/Impuls-Erhaltung, die in Bezug auf  $\alpha_s$  zwei Extreme darstellen.

Es gibt einige experimentelle Befunde [62], die die Mängel der unabhängigen Fragmentation aufzeigen. Diese Untersuchungen beziehen sich im wesentlichen auf den sogenannten "String"-Effekt, der besagt, daß in einem 3-Jet ein Quark asymmetrisch fragmentiert, d.h. auf der Seite zum Gluon hin werden mehr Hadronen erzeugt als auf der Gegenseite. Dieser Effekt wird vom SF-Modell im Gegensatz zum IF-Modell gut beschrieben.

Der "String"-Effekt ist aber sehr klein und außerdem nur bei Teilchen mit kleinem Impuls beobachtbar, es ist deswegen unklar, ob die großen Unterschiede in  $\alpha_s$  die gleiche Ursache haben. Daher soll hier untersucht werden, ob die IF-Modelle in der Lage sind, die Energiekorrelation und ihre Asymmetrie gut zu beschreiben. Die korrigierten Daten bei 35 GeV sind dazu aufgrund ihrer hohen Genauigkeit geeignet.

Um die IF-Modelle an die korrigierte EEC und AEEC anzupassen, wurde zunächst untersucht, welche Fragmentationsparameter einen wesentlichen Einfluß auf die beiden Größen haben. Es wurden folgende Parameter gefunden:  $\alpha_s$ ,  $\sigma_q$ ,  $Y_{min}$ , A und B. Letzere sind die Parameter der "Lund symmetric"-Fragmentationsfunktion (siehe Kapitel "Montecarlo-Generator und Fragmentation"). Andere Fragmentationsfunktionen ergeben keinen großen Unterschied in der Anpassung an die Daten. Weitere Parameter, wie z.B. der Anteil der Vektormesonen  $p_v$  haben nur einen sehr geringen Einfluß und sind zudem experimentell relativ genau bestimmt, so daß keine große Variation möglich ist.

Die Anpassung (Fit) der IF-Modelle an die Daten geschah wie folgt:

1.  $\alpha_s$  wurde aus der AEEC mit  $\chi > 36^\circ$  bestimmt, da dieser Bereich wenig von den anderen Parametern beeinflusst wird. Der gleiche Bereich wurde auch bei der String-Fragmentation verwendet.
2. Die anderen Parameter wurden mit der EEC im Bereich  $10^\circ$ - $170^\circ$  und der AEEC im Bereich  $10^\circ$ - $90^\circ$  bestimmt.
3. Danach folgt wieder (1) mit den neuen Parametern.

Es stellte sich heraus, daß A und B so korreliert sind, daß sich EEC und AEEC nicht ändern, wenn der Ausdruck  $(A+0.3)/B$  konstant bleibt. Deswegen wurde der ursprüngliche Wert von  $B = 0.6$  festgelegt. Ein gleichzeitig guter Fit von EEC und AEEC war nicht möglich. Die AEEC verlangt aber bei  $\chi < 30^\circ$  ein möglichst niedriges  $Y_{\min}$ , was auch bei der String-Fragmentation der Fall ist. Deswegen wurde analog  $Y_{\min} = 0.012$  gewählt. Die beiden übrigen Parameter  $\sigma_q$  und A haben einen ähnlichen Effekt auf die EEC und AEEC, d.h. man kann einen von ihnen in gewissen Grenzen frei wählen. So kann man weitere Größen, wie z.B. die Teilchenmultiplizität, anpassen, was aber hier nicht von Interesse ist. Deshalb wurde  $\sigma_q$  auf einen mittleren Wert gesetzt.

Das Resultat des Fits ist, daß beide IF-Modelle in ähnlicher Weise nicht in der Lage sind, die EEC und AEEC gut zu beschreiben. Man erkennt dies auf Abbildung 44, wo folgende Parameter benutzt wurden:

$$\text{IF0 (Hoyer)} \quad \alpha_s = 0.104 \pm 0.003, Y_{\min} = 0.01, A = 0.59, \sigma_q = 0.4$$

$$\text{IF1 (Ali)} \quad \alpha_s = 0.127 \pm 0.003, Y_{\min} = 0.01, A = 0.32, \sigma_q = 0.35$$

Der Fit im mittleren Bereich ( $30^\circ$ - $150^\circ$ ) der EEC kann durch Erhöhung von  $\sigma_q$  etwas verbessert werden, allerdings wird dann die AEEC noch schlechter beschrieben.

Der entscheidende Mangel der IF-Modelle ist aber, daß sie die AEEC bei kleinen Winkeln nicht beschreiben können, wie auch immer die Fragmentationsparameter gewählt werden. Offensichtlich versagt die unabhängige Fragmentation prinzipiell bei weichen oder kollinearen Partonen. Die Bestimmung von  $\alpha_s$  geschieht zwar mit harten Partonen unter großen Winkeln, und in diesem Bereich stimmen die IF-Modelle recht gut mit den Daten überein. Es ist aber physikalisch sehr fragwürdig, die Partonen je nach ihrem Winkel zueinander unterschiedlich zu fragmentieren, nur um mit den Daten übereinzustimmen.

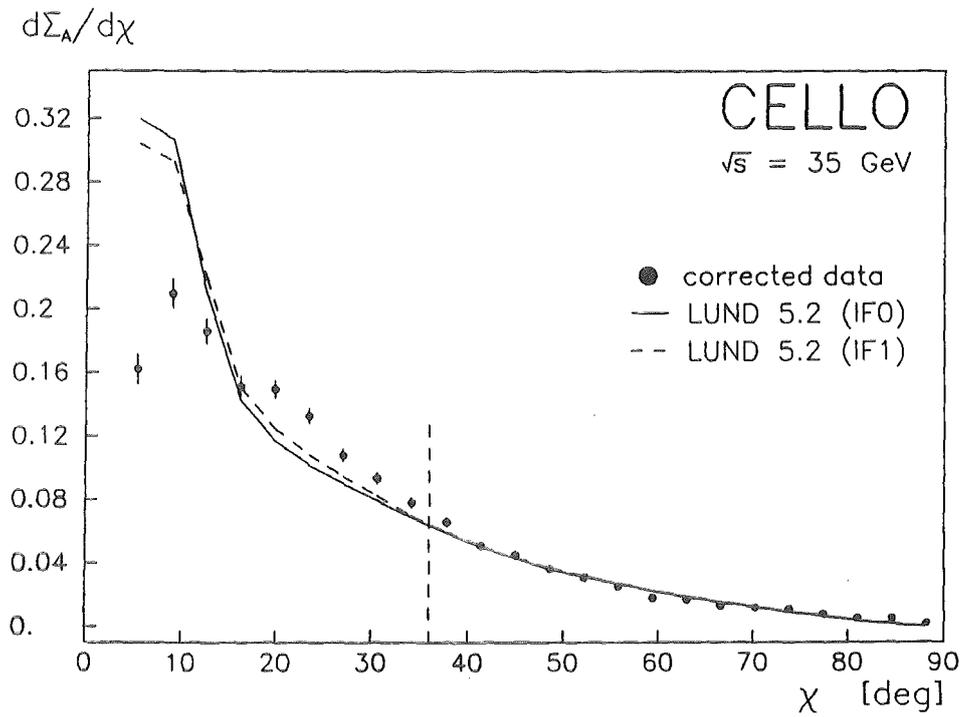
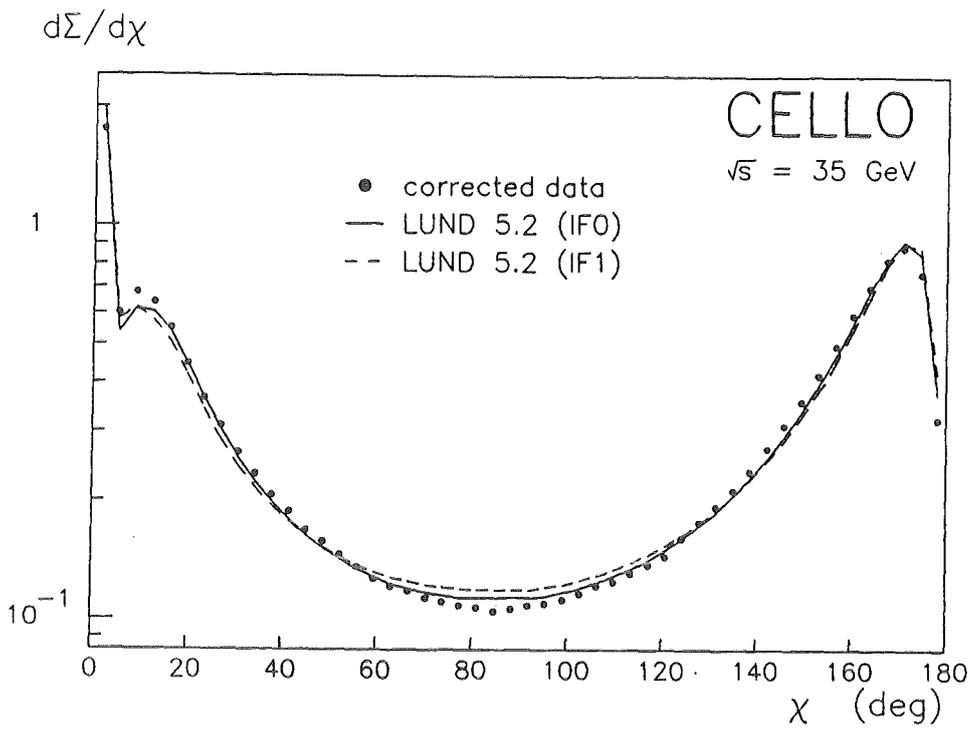


Abbildung 44. Fit von EEC und AEEC mit unabhängiger Fragmentation:  
EEC (oben) und AEEC (unten), Korrigierte Daten bei 35 GeV

Die beiden Werte von  $\alpha_s$  die etwa 35 % (IF0) und 20 % (IF1) kleiner sind als bei dem SF-Modell, werden deshalb nicht als zusätzlicher systematischer Fehler von  $\alpha_s$  berücksichtigt.

## 8. ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK

Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Bestimmung der Kopplungskonstanten  $\alpha_s$  der starken Wechselwirkung in der  $e^+e^-$ -Annihilation in Hadronen. Dabei wird die Abstrahlung harter Gluonen im Endzustand, die zur Erzeugung von 3- und 4-Jets führt mit der QCD in  $O(\alpha_s^2)$  und nachfolgender Fragmentation verglichen. Als Observable werden energiegewichtete Winkelkorrelationen benutzt, zum einen die Asymmetrie der Korrelationen zweier Teilchen (AEEC) und zum anderen der planare Anteil der Korrelation von Triplets von Teilchen (PTEC). Beide sind im Bereich großer Winkel empfindlich auf  $\alpha_s$  und unempfindlich auf die meisten Fragmentationseffekte. Aus der Bestimmung von  $\alpha_s$  bei Schwerpunktsenergien von 35,38 und 44 GeV mit der String-Fragmentation ergibt sich ein Wert des QCD-Skalenparameters von:

$$\Lambda_{\overline{MS}} = 0.42 \pm 0.03 \pm 0.08 \quad (\text{AEEC})$$

$$\Lambda_{\overline{MS}} = 0.34 \pm 0.03 \pm 0.05 \quad (\text{PTEC})$$

mit statistischem und systematischem Fehler.

Die zwei verschiedenen Berechnungen des 3-Jet Wirkungsquerschnitts in  $O(\alpha_s^2)$  von ERT [21] und GKS [24] ergeben bei der Bestimmung von  $\alpha_s$  einen vernachlässigbaren Unterschied, wenn man die invariante Masse zwischen zwei Partonen  $Y_{\min}$  als Abschneideparameter verwendet.

Die Werte von  $\Lambda_{\overline{MS}}$  sind konsistent mit anderen Messungen [46] der gleichen Observablen und außerdem mit der Bestimmung von  $\Lambda_{\overline{MS}}$  aus dem totalen hadronischen Wirkungsquerschnitt [47].

Die String-Fragmentation kann die EEC und AEEC über den ganzen Energiebereich gut beschreiben, während die unabhängig Fragmentation (IF) nicht in der Lage ist, die EEC und AEEC bei kleinen Winkeln wiederzugeben. Die stark nach unten abweichenden Werte von  $\alpha_s$ , die man mit den IF-Modellen erhält, wurden deswegen bei dem systematischen Fehler nicht berücksichtigt.

Ein bis jetzt noch nicht behandeltes Problem ist die Wahl der Renormierungsskala in der Störungstheorie. Erst die komplette Störungsreihe ist unabhängig davon, während eine Berechnung in begrenzter Ordnung immer von dieser

unphysikalischen Skala abhängt. Es ist nötig die Störungsreihe in Abhängigkeit der Skala zu berechnen und mit dem Experiment zu vergleichen. Ein besserer Weg wäre aber eine Berechnung der höheren Ordnungen, was aber technisch sehr aufwendig ist. Der "leading log"-Ansatz zur Berücksichtigung höherer Ordnungen ist hier nicht geeignet, da Teile des Phasenraums vernachlässigt werden.

Demnächst wird der Speicherring LEP in Betrieb gehen, der auf der  $Z^0$ -Resonanz bei etwa 90 GeV eine um mehrere Größenordnungen höhere Statistik an multihadronischen Ereignissen liefert. Damit wird es möglich sein, weit mehr über die Fragmentation zu lernen, als es bei PETRA möglich war. Dann wird sich auch herausstellen, ob die String-Fragmentation mehr ist als ein phänomenologisches Modell.

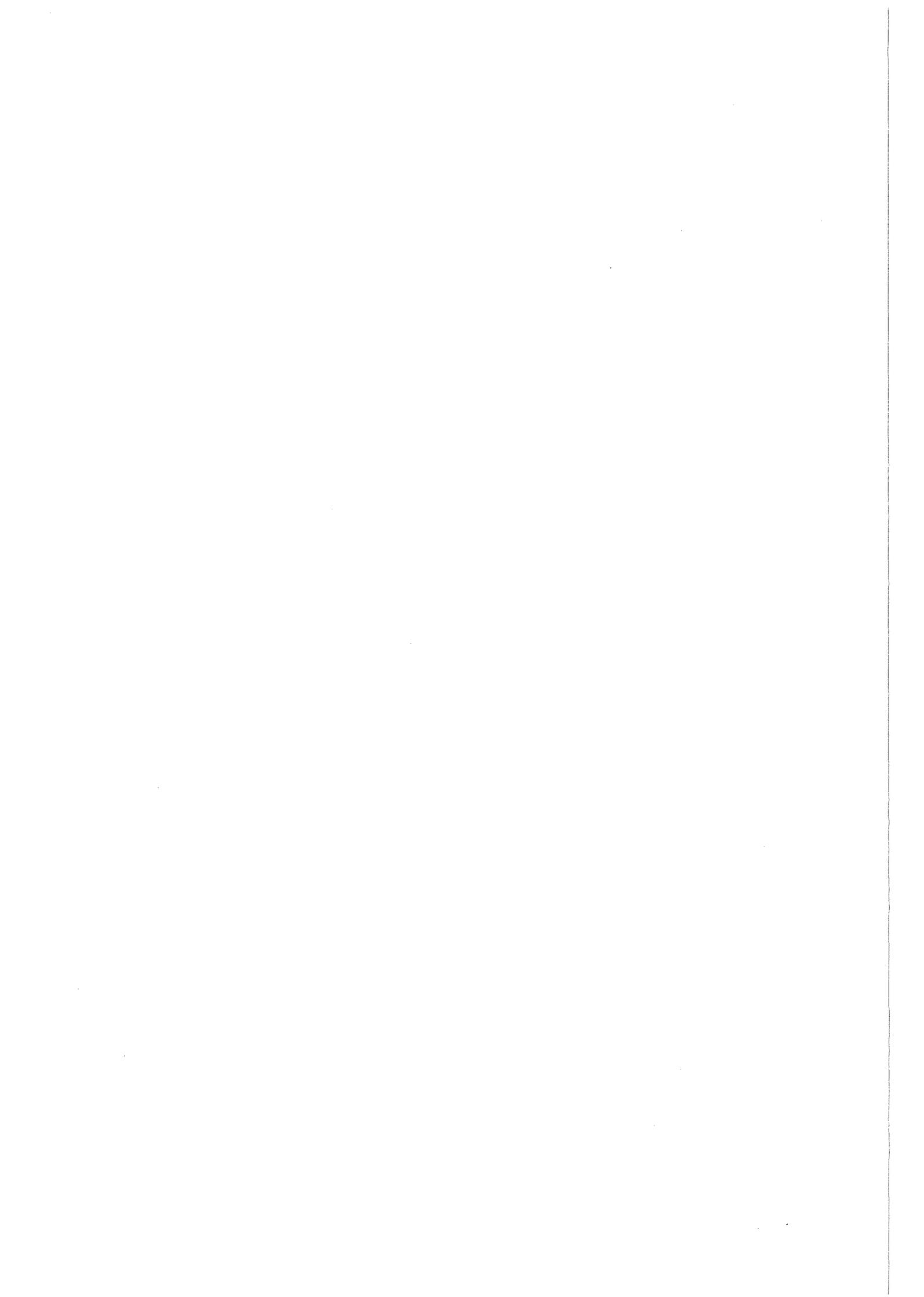
ABBILDUNGSVERZEICHNIS

Abbildung 1.	Ein 3-Jet Ereignis im Detektor CELLO.	4
Abbildung 2.	Das Mesonen-Oktett und Singlett mit $J^P = 0^-$	13
Abbildung 3.	Renormierbare divergente Graphen der QCD	17
Abbildung 4.	$\alpha_s(Q^2, \Lambda^2)$ für zwei Werte von $\Lambda$	21
Abbildung 5.	Feynmangraphen für $e^+e^- \rightarrow qq(g)$	23
Abbildung 6.	Virtuelle Korrekturen zu 2-Jets in $O(\alpha_s^2)$	26
Abbildung 7.	Graphen in $O(\alpha_s^2)$ für 4 Partonen	27
Abbildung 8.	Virtuelle Korrekturen zu 3-Jets in $O(\alpha_s^2)$	28
Abbildung 9.	Wichtungsfaktor für 3 Jets	30
Abbildung 10.	Jet-Wirkungsquerschnitte als Funktion von $Y_{\min}$	32
Abbildung 11.	Thrust der Partonen für 3 und 4 Jets	32
Abbildung 12.	Iterative Kaskade der unabhängigen Fragmentation	34
Abbildung 13.	Fragmentation eines 3-Jets	36
Abbildung 14.	Energie- und Teilchenfluß in 3-Jets	37
Abbildung 15.	EEC aufgeteilt nach Jets	43
Abbildung 16.	AEEC aufgeteilt nach Jets	44
Abbildung 17.	Vergleich von QCD und Montecarlo-Partonen in $O(\alpha_s^2)$	46
Abbildung 18.	Der zentrale Bereich der PTEC	47
Abbildung 19.	EEC und AEEC in 1. und 2. Ordnung von $\alpha_s$	49
Abbildung 20.	$J$ AEEC und $J$ PTEC als Funktion von $Y_{\min}$	52
Abbildung 21.	AEEC der Partonen für GKS und ERT ( $Y_{\min} = 0.02$ )	53
Abbildung 22.	Skizze der Beschleuniger bei DESY	57
Abbildung 23.	Der Detektor CELLO in rz- und $r\phi$ -Projektion	60
Abbildung 24.	Das CELLO Koordinatensystem	61
Abbildung 25.	Aufriß der Drift- und Prop.-Kammern des Innendetektors	62
Abbildung 26.	Anordnung und Aufbau der Module des CELLO-Kalorimeters	66
Abbildung 27.	Elektronische Struktur eines Kalorimetermoduls	67
Abbildung 28.	Die Sektoren des Innendetektors für den Spurtrigger	69
Abbildung 29.	Das System der CELLO Datenauslese und Online Programme	73
Abbildung 30.	Prozentsatz der korrelierten Spuren und Schauer	83
Abbildung 31.	Sichtbare Energie in Multihadronen bei $W = 35$ GeV	85
Abbildung 32.	Maximaler Winkel zwischen zwei Spuren in der $r\phi$ -Ebene	87
Abbildung 33.	EEC (unkorrigiert) für Daten und Montecarlo-DST	90
Abbildung 34.	Einfluß der Strahlung im Anfangszustand	91
Abbildung 35.	Einfluß des Detektors und der Selektion	93
Abbildung 36.	Korrekturfunktion $f(x)$ für EEC und AEEC	94

Abbildung 37. Test des statistischen Fehlers mit MC-Experimenten . . .	96
Abbildung 38. EEC (korrigiert) im Vergleich zum Montecarlo . . . . .	98
Abbildung 39. EEC (korrigiert) im Vergleich zum Montecarlo . . . . .	99
Abbildung 40. EEC (korrigiert) im Vergleich zum Montecarlo . . . . .	100
Abbildung 41. Fit von $\alpha_s$ mit der AEEC bei $W = 35$ GeV . . . . .	110
Abbildung 42. Fit von $\alpha_s$ mit $f_{\text{PTEC}} (\delta = 30^\circ)$ bei 35 GeV . . . . .	111
Abbildung 43. Fit von $\alpha_s$ mit der AEEC bei 38 und 44 GeV . . . . .	114
Abbildung 44. Fit von EEC und AEEC mit unabhängiger Fragmentation . .	119

TABELLENVERZEICHNIS

Tabelle 1.	Die Elementarteilchen des Standardmodells . . . . .	9
Tabelle 2.	Gegenüberstellung der Eichtheorien QED und QCD . . . . .	15
Tabelle 3.	Beitrag in $O(\alpha_s^2)$ zu 3-Jets (ohne Faktor $(\alpha_s/\pi)^2$ ) . . . . .	31
Tabelle 4.	Parameter des LUND 5.2 Montecarlo Generators . . . . .	39
Tabelle 5.	Beitrag der 2,3 und 4-Jets zu $\int AEEC$ und $\int PTEC$ in % . . . . .	48
Tabelle 6.	Korrektur in $O(\alpha_s^2)$ auf AEEC und PTEC . . . . .	50
Tabelle 7.	Technische Daten des PETRA - Speicherrings (1984) . . . . .	56
Tabelle 8.	Eigenschaften des Innendetektors (ab 1982) . . . . .	63
Tabelle 9.	Technische Daten des Kalorimeters . . . . .	68
Tabelle 10.	Reduktion der Daten bei Experiment 44 . . . . .	78
Tabelle 11.	Ergebnis der Multihadron-Selektion . . . . .	86
Tabelle 12.	Vergleich der stat. Fehler der AEEC aus zwei Verfahren . . . . .	97
Tabelle 13.	$d\Sigma/dx$ (EEC) und $d\Sigma_A/dx$ (AEEC) bei $\sqrt{s} = 14$ GeV . . . . .	101
Tabelle 14.	$d\Sigma/dx$ (EEC) und $d\Sigma_A/dx$ (AEEC) bei $\sqrt{s} = 22$ GeV . . . . .	102
Tabelle 15.	$d\Sigma/dx$ (EEC) und $d\Sigma_A/dx$ (AEEC) bei $\sqrt{s} = 35$ GeV . . . . .	103
Tabelle 16.	$d\Sigma/dx$ (EEC) und $d\Sigma_A/dx$ (AEEC) bei $\sqrt{s} = 38$ GeV . . . . .	104
Tabelle 17.	$d\Sigma/dx$ (EEC) und $d\Sigma_A/dx$ (AEEC) bei $\sqrt{s} = 44$ GeV . . . . .	105
Tabelle 18.	Korrektur des Integrals über die PTEC . . . . .	107
Tabelle 19.	Bestimmung von $\alpha_s$ mit String-Fragmentation . . . . .	112
Tabelle 20.	Systematische Fehler von $\alpha_s$ . . . . .	115
Tabelle 21.	Endergebnis für $\alpha_s$ mit stat. und syst. Fehler: . . . . .	116



LITERATURVERZEICHNIS

Standardmodell

- [1] C.N. Yang, R.L. Mills, Phys. Rev. **96**, 191 (1954).
- [2] M. Gell-Mann, Y. Ne'eman, "The Eightfold Way",  
W.A. Benjamin Inc., New York 11 (1964);  
Y. Ne'eman, Nucl. Phys. **26**, 222 (1964).
- [3] M. Gell-Mann, Phys. Lett. **8**, 214 (1964);  
G. Zweig, CERN Reports 8182/TH401 (1964) und 8419/TH412 (1964)
- [4] J.D. Bjorken, Phys. Rev. **179**, 1547 (1969).
- [5] R.P. Feynman, Phys. Rev. Lett. **23**, 1415 (1969).
- [6] D.J. Gross, F. Wilczek, Phys. Rev. Lett. **30**, 1343 (1973);  
H.D. Politzer, Phys. Rev. Lett. **30**, 1346 (1973).
- [7] S.L. Glashow, Nucl. Phys. **22**, 579 (1961);  
A. Salam, J.C. Ward, Phys. Rev. Lett. **13**, 168 (1964).  
S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **19**, 1264 (1967).
- [8] H. Fritzsche, M. Gell-Mann, 16. Int. Conf. on High Energy Ph., Chicago (1972)  
H. Fritzsche, M. Gell-Mann, H. Leutwyler, Phys. Lett. **47B**, 365 (1973)

QCD-Störungstheorie

- [9] D.W. Duke und R.G. Roberts, Phys. Rep. **120**, 275 (1985).
- [10] 't Hooft, Nucl. Phys. **B33**, 173 (1971);  
Nucl. Phys. **B35**, 167 (1971).
- [11] C.G. Callan, Phys. Rev. **D2**, 1541 (1970);  
K. Symanzik, Comm. Math Phys. **18**, 227 (1970).
- [12] W. Caswell, Phys. Rev. Lett. **33**, 244 (1974);  
D.R.T. Jones, Nucl. Phys. **B75**, 531 (1974).
- [13] P. M. Stevenson, Phys. Rev. **D23**, 2916 (1981).
- [14] 't Hooft, Nucl. Phys. **B61**, 455 (1974).
- [15] W.A. Bardeen, A.J. Buras, D.W. Duke, T. Muta, Phys. Rev. **D18**, 1998 (1978).
- [16] F.A. Berends, R. Kleiss, S. Jadach, Nucl. Phys. **B202**, 185 (1982).
- [17] G. Sterman und S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **39**, 1436 (1977).
- [18] J. Ellis, M.K. Gaillard, G.G. Ross, Nucl. Phys. **B111**, 253 (1976).  
erratum: Nucl. Phys. **B130**, 516 (1977).

- [19] G. Kramer, B. Lampe, DESY Report 86-119 (1986).
- [20] A. Ali et al.; Nucl. Phys. **B167**, 454 (1980).
- [21] R.K. Ellis, D.A. Ross, A.E. Terrano; Nucl. Phys. **B178**, 421 (1981).
- [22] J.A.M. Vermaseren, K.J.F. Gaemers, S.J. Oldham,  
Nucl. Phys. **B187**, 301 (1981).
- [23] F. Fabricius, G. Kramer, G. Schierholz, I. Schmitt,  
Z. Phys. **C11**, 315 (1982).
- [24] F. Gutbrod, G. Kramer, G. Schierholz, Z. Phys. **C21**, 235 (1984).
- [25] T. Gottschalk; Phys. Lett. **109B**, 331 (1982).
- [26] F. Csikor, private Mitteilung
- [27] R.-Y. Zhu, Ph.D. Thesis, Mass. Inst. of Techn. Report RX-1033,  
Cambridge, USA (1983)
- [28] G. Altarelli und G. Parisi, Nucl. Phys. **B126**, 298 (1977).
- [29] E. Reya, Phys. Reports **69**, 195-333 (1981).

#### PETRA und CELLO

- [30] DESY Wissenschaftlicher Jahresbericht (1979)  
DESY Wissenschaftlicher Jahresbericht (1980)  
DESY Wissenschaftlicher Jahresbericht (1984)
- [31] CELLO-Kollab., H.J. Behrend et al., Phys. Scripta **23**, 610 (1981).
- [32] R.L. Glückstern, Nucl. Instr. and Meth. **24**, 381 (1963).
- [33] H.J. Behrend, Computer Phys. Comm. **22**, 365 (1981).
- [34] J. Knapp, CELLO Note K-81, nicht publiziert.  
K. Gamerding et al., CELLO Note K-101, nicht publiziert.
- [35] K. Gamerding et al., in Vorbereitung.
- [36] G. Franke, CELLO Note D-35, nicht publiziert.
- [37] R.L. Ford, W.R. Nelson, SLAC-210 (1978)
- [38] T.A. Gabriel und B.L. Bishop, Nucl. Instr. and Meth. **155** (1978)
- [39] M. Krüger, Doktorarbeit, KFK 4153 (1986).

#### Untersuchung von Jets

- [40] MARK I-Kollaboration, G. Hanson et al., Phys. Rev. Lett. **35**, 1609 (1975).
- [41] J.D. Bjorken, S.J. Brodsky, Phys. Rev. **D1** 1416 (1970).
- [42] S. Brandt et al., Phys. Lett. **12** 57 (1964);  
E. Farhi, Phys. Rev. Lett. **39** 1587 (1977).
- [43] H. Daum, H. Meyer, J. Bürger, Z. Phys. **C8** 167 (1981)  
E. Farhi, Phys. Rev. Lett. **39** 1587 (1977).

Bestimmung von  $\alpha_s$

- [44] JADE-Kollaboration, W. Bartel et al., Z. Phys. **C33**, 23 (1986).
- [45] TASSO-Kollaboration, M. Althoff et al., Z. Phys. **C26**, 157 (1984).
- [46] S.L. Whu, Vortrag auf dem Int. Symp. on Lepton and Photon Interactions, Hamburg (1987)
- [47] CELLO-Kollab., H.J. Behrend et al., Phys. Lett. **183B**, 400 (1987).  
Energiekorrelationen
  
- [48] Yu.L. Dokshitser., D.I. D'yakonov, S.I. Troyan, Phys. Lett. **78B**, 290 (1978).
- [49] G.L. Basham, L.S. Brown, S.D. Ellis, S.T. Love, Phys. Rev. Lett. **41**, 1585 (1978);  
Phys. Rev. **D19**, 2018 (1979);  
Phys. Lett. **85B**, 297 (1979).
- [50] D.G. Richards, W.J. Stirling, S.D. Ellis, Nucl. Phys. **B229**, 317 (1983).
- [51] A. Ali und F. Barreiro, Nucl. Phys. **B236**, 269 (1984).
- [52] F. Csikor et al., Phys. Rev. **D31**, 1025 (1985).
- [53] F. Csikor et al., Phys. Rev. **D34**, 129 (1986).
- [54] M. Chen, L. Garrido, Phys. Lett. **B180** 409 (1986).

Fragmentationsmodelle

- [55] R.D. Field and R.P. Feynman, Nucl. Phys. **B136**, 1 (1978).
- [56] P. Hoyer et al., Nucl. Phys. **B161**, 349 (1979).
- [57] A. Ali et al., Phys. Lett. **93B**, 349 (1979).
- [58] T. Meyer, Z. Hys. **C12**, 77 (1982).
- [59] CELLO-Kollab., H.J. Behrend et al., Phys. Lett. **138b**, 311 (1984).
- [60] B. Andersson et al., Phys. Rep. **97**, 31 (1983).
- [61] X. Artru, G. Mennessier, Nucl. Phys. **B70**, 93 (1974).
- [62] JADE-Kollaboration, W. Bartel et al., Phys. Lett. **101B**, 129 (1981);  
TPC-Kollaboration, H. Aihara et al., Phys. Rev. Lett. **54**, 270 (1985);  
Z. Phys. **C28**, 31(1985);  
TASSO-Kollaboration, M. Althoff et al., Z. Phys. **C29** 29 (1985).
- [63] JADE-Kollaboration, W. Bartel et al., Phys. Lett. **134B**, 275 (1984);
- [64] T. Sjöstrand, Z. Phys. **C26**, 93 (1984).
- [65] T. Sjöstrand, Computer Phys. Comm. **27**, 243 (1982);  
T. Sjöstrand, Computer Phys. Comm. **28**, 229 (1983).

- [66] Peterson et al., Phys. Rev. **D27**, 105 (1983).  
[67] CELLO-Kollab., H.J. Behrend et al., Nucl. Phys. **B218**, 269 (1983).

Lehrbücher

- [68] I.J.R. Aitchison, "An informal introduction to gauge field theories",  
Cambridge University Press (1982).  
[69] P.Becher et al., "Eichtheorien der starken und elektroschwachen  
Wechselwirkung", Teubner, Stuttgart (1981).  
[70] K.Kleinknecht, "Detektoren für Teilchenstrahlung",  
Teubner, Stuttgart (1984)  
[71] D.H.Perkins, "Introduction to High Energy Physics",  
Addison-Wesley (1982).  
[72] K.Bethge und U.E.Schröder, "Elementarteilchen und ihre Wechselwirkungen",  
Wissenschaftliche Buchgesellschaft, Darmstadt (1986).