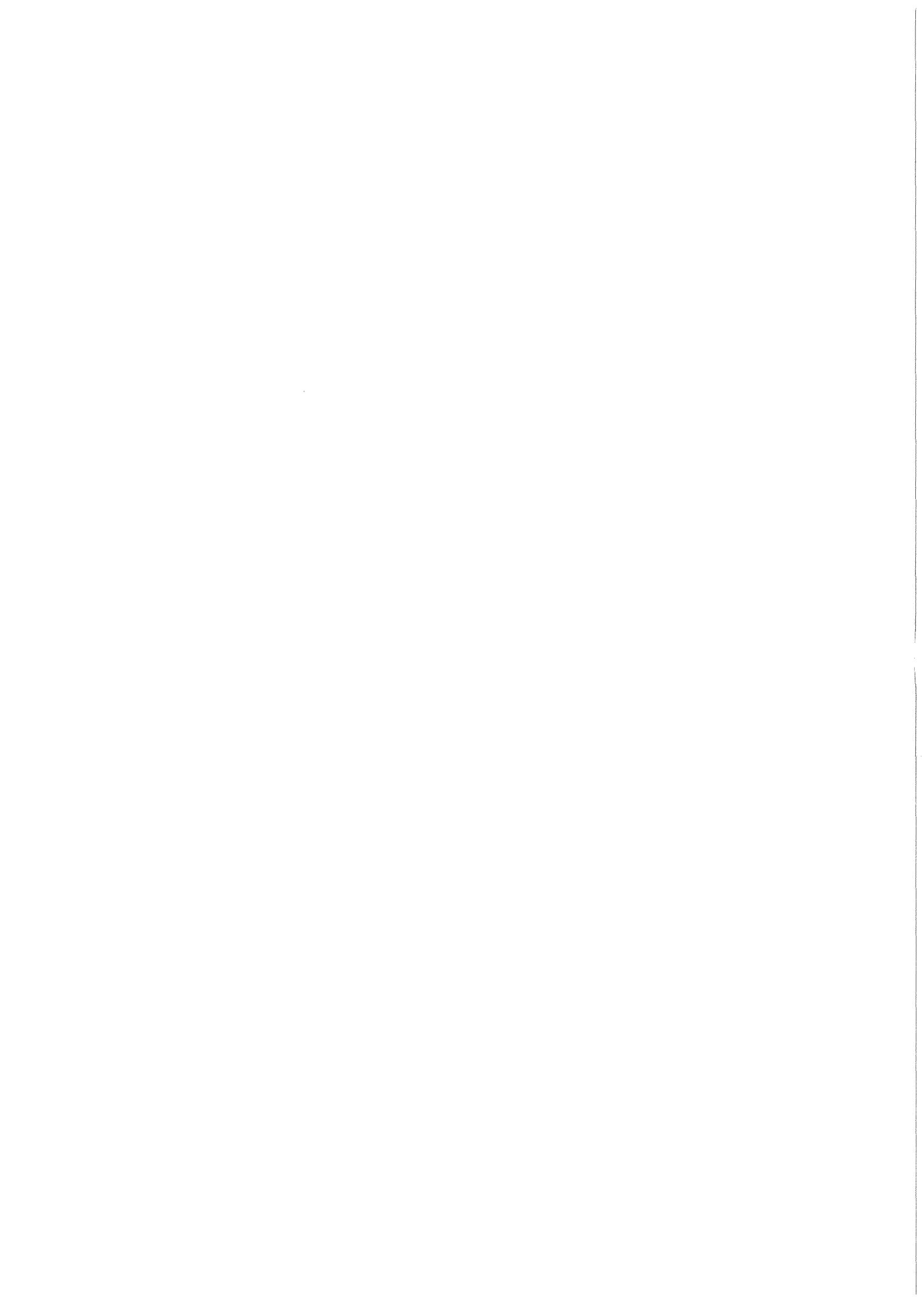


KfK 4293  
September 1987

# Bestimmung der Kopplungskonstante $\alpha_s$ der starken Wechselwirkung

J. Hansmeyer  
Institut für Kernphysik

Kernforschungszentrum Karlsruhe



KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE  
Institut für Kernphysik

KfK 4293

BESTIMMUNG DER KOPPLUNGSKONSTANTE  $\alpha_S$  DER STARKEN  
WECHSELWIRKUNG

Jochen Hansmeyer

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

Multihadronische Ereignisse der  $e^+e^-$ -Vernichtung wurden ausgewertet, die im Energiebereich von 14 GeV bis 46 GeV mit dem CELLO-Detektor am Speicherring PETRA gemessen wurden.

Die Meßgrößen Thrust, Jetmassen und die Asymmetrie der Energiekorrelationen wurden mit QCD-Rechnungen 2. Ordnung verglichen. Von Fragmentationsmodellen unabhängige Grenzen ergeben sich als:

$$\begin{aligned} \Lambda_{\text{ms}} < 499 \text{ MeV} & \text{ entsprechend } \alpha_s(35 \text{ GeV}) < 0.165 \\ \Lambda_{\text{ms}} > 65 \text{ MeV} & \text{ entsprechend } \alpha_s(35 \text{ GeV}) > 0.115 \end{aligned}$$

Eine Parametrisierung der Energieabhängigkeit der Fragmentationsanteile ergibt:

$$\Lambda_{\text{ms}} = 310 \pm 20 \text{ stat. } \begin{array}{l} + 90 \\ - 60 \end{array} \text{ syst. [MeV]}$$

entsprechend  $\alpha_s$  bei 35 GeV:

$$\alpha_s = 0.15 \pm 0.002 \text{ stat. } \begin{array}{l} + 0.008 \\ - 0.006 \end{array} \text{ syst.}$$

### Determination of the coupling constant $\alpha_s$ of strong interaction

#### ABSTRACT

Multihadronic events measured with the CELLO detector in the energy range from 14 to 46 GeV have been analyzed in terms of the jet measures thrust, jet masses and the asymmetry of the energy-energy correlation. The data have been compared with 2nd order QCD calculations. Limits on  $\Lambda_{\text{ms}}$  have been derived independent from fragmentation models as:

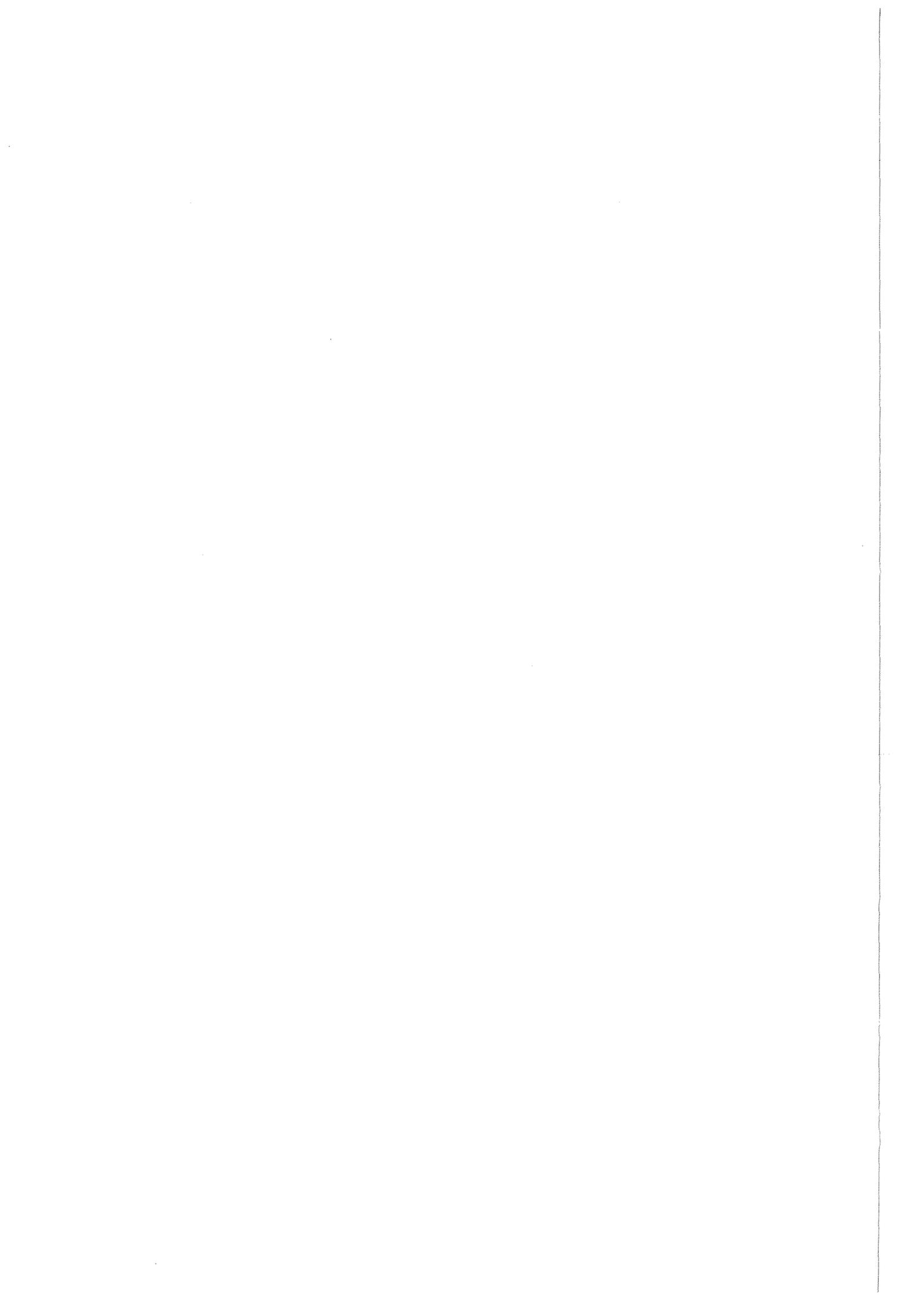
$$\begin{aligned} \Lambda_{\text{ms}} < 499 \text{ MeV}, \alpha_s(35 \text{ GeV}) < 0.165 \\ \Lambda_{\text{ms}} > 65 \text{ MeV}, \alpha_s(35 \text{ GeV}) > 0.115 \end{aligned}$$

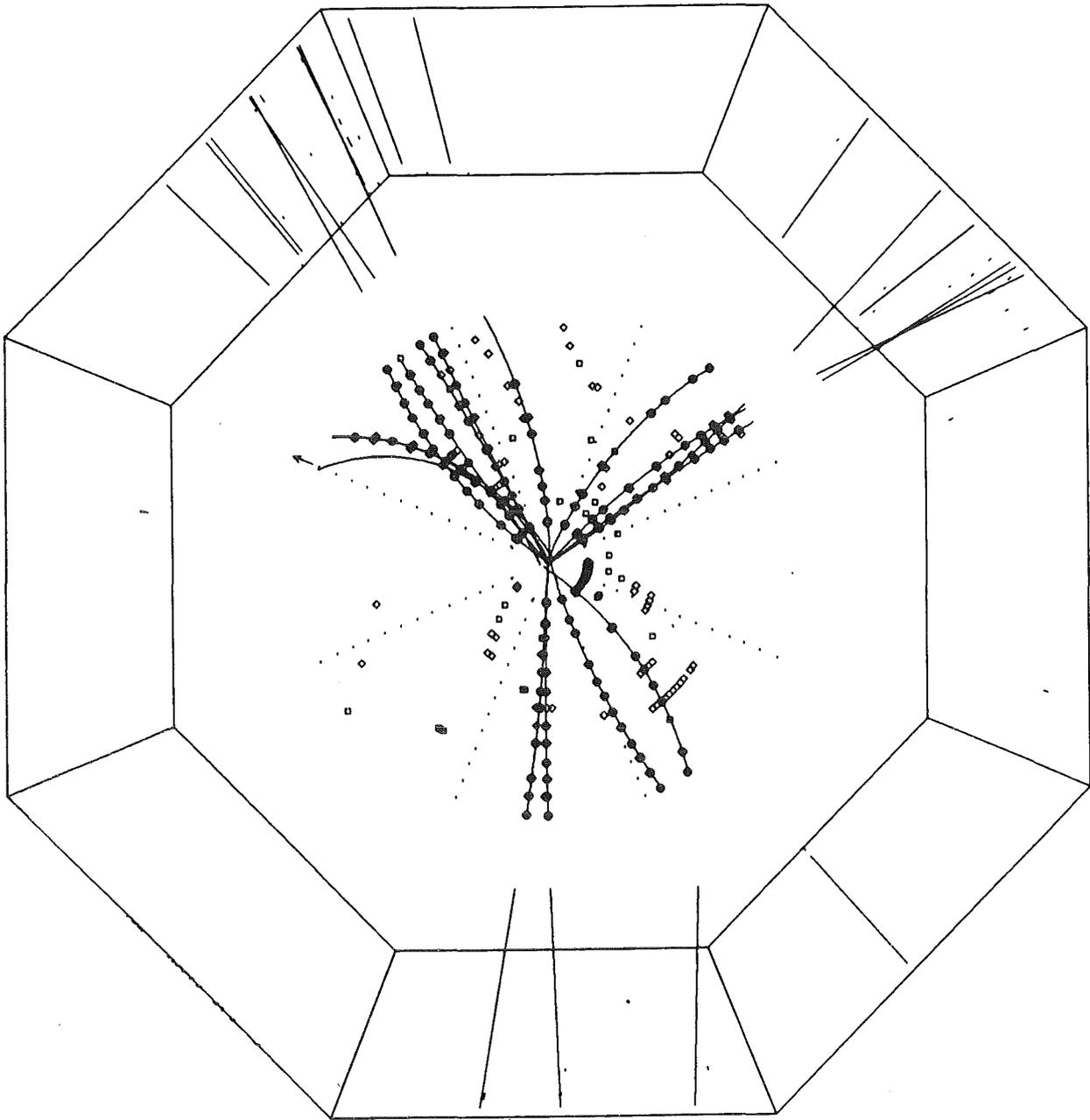
A parametrization of the energy dependence of the fragmentation effects gives

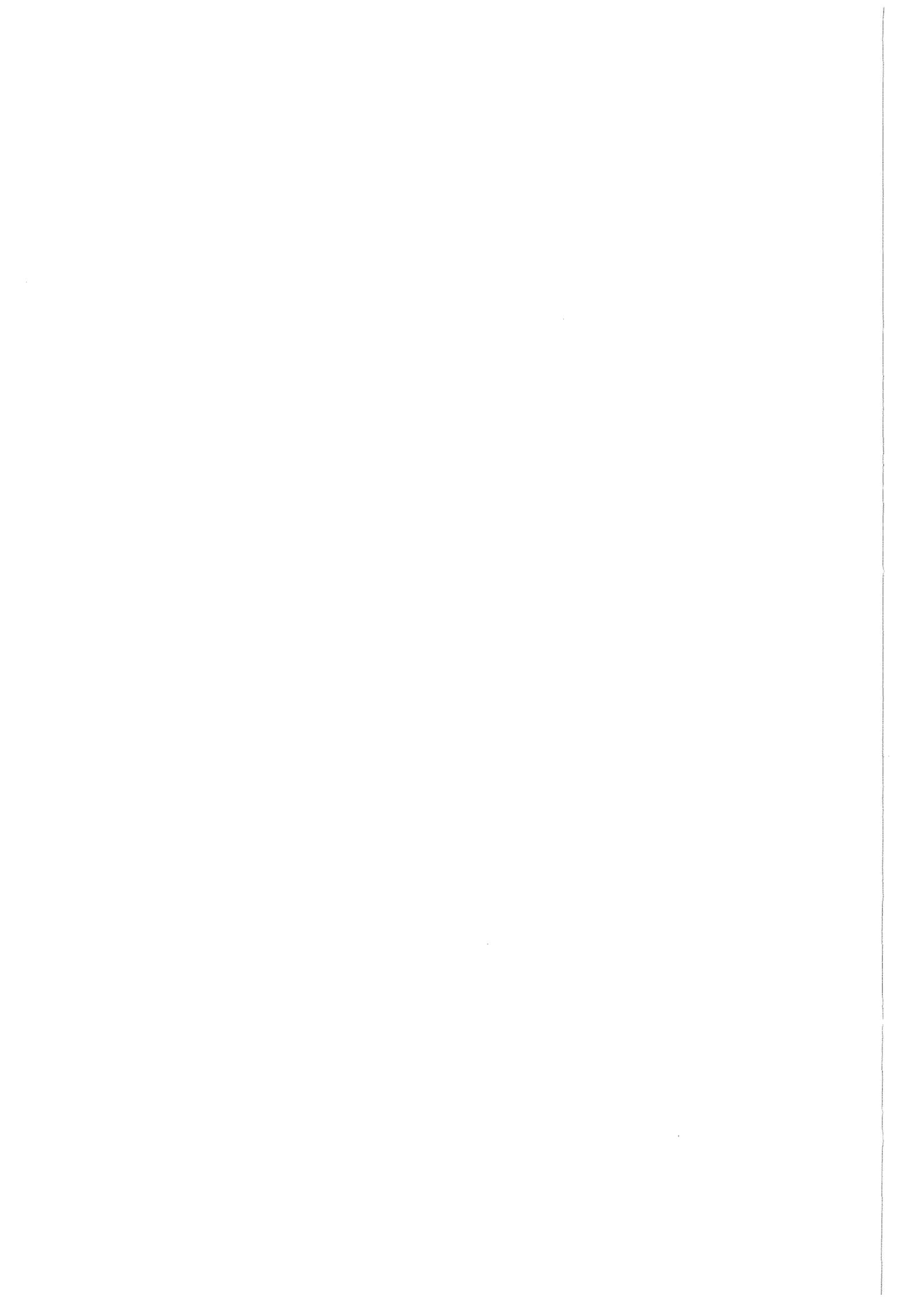
$$\Lambda_{\text{ms}} = 310 \pm 20 \text{ stat. } \begin{array}{l} + 90 \\ - 60 \end{array} \text{ syst. [MeV]}$$

corresponding to  $\alpha_s$  at 35 GeV:

$$\alpha_s = 0.15 \pm 0.002 \text{ stat. } \begin{array}{l} + 0.008 \\ - 0.006 \end{array} \text{ syst.}$$







INHALTSVERZEICHNIS

EINLEITUNG . . . . .	1
THEORIEN UND MODELLE . . . . .	5
1. Das Standardmodell der elektroschwachen und starken Wechselwirkung . . . . .	7
2. Quantenchromodynamik . . . . .	11
2.1 Renormierung und laufende Kopplungskonstante . . . . .	13
2.2 QCD in fester Ordnung . . . . .	15
3. Fragmentationsmodelle . . . . .	19
3.1 Unabhängige Fragmentation . . . . .	19
3.1.1 <i>Das Modell von Field und Feynman</i> . . . . .	20
3.1.2 <i>Die Modelle von Ali und Hoyer</i> . . . . .	22
3.2 String Fragmentation . . . . .	23
3.3 Cluster Fragmentation . . . . .	28
3.4 Zusammenfassender Vergleich der Fragmentationsmodelle . . . . .	32
DAS EXPERIMENT . . . . .	33
4. Der $e^+e^-$ -Speicherring PETRA . . . . .	35
5. Der CELLO Detektor . . . . .	39
5.1 Der Spurdetektor . . . . .	42
5.1.1 <i>Die Vertexkammern</i> . . . . .	44
5.1.2 <i>Die Driftkammern</i> . . . . .	45
5.1.3 <i>Die Proportionalkammern</i> . . . . .	46
5.1.4 <i>Die supraleitende Magnetspule</i> . . . . .	47
5.1.5 <i>Die Endkappen-Proportionalkammern</i> . . . . .	48
5.2 Das elektromagnetische Kalorimeter . . . . .	49
5.2.1 <i>Das zentrale Kalorimeter</i> . . . . .	51
5.2.2 <i>Die Endkappen-Kalorimeter</i> . . . . .	53
5.2.3 <i>Der "Holetagger"</i> . . . . .	53
5.2.4 <i>Die Bleiglas-Schauerzähler</i> . . . . .	53
5.3 Die Myonkammern . . . . .	54

5.4	Das Triggersystem	55
5.4.1	Der Spurtrigger	55
5.4.2	Der neutrale Trigger	56
5.4.3	Die Triggerlogik	57
5.5	Die Datenauslese	58
5.6	Die Verarbeitung der Daten	59
5.6.1	Der Filter	60
5.6.2	Die Rekonstruktion der Daten	61
5.7	Die Detektorsimulation	62
5.7.1	PTRAK	63
5.7.2	CELINT	64
DIE ANALYSE ZUR BESTIMMUNG DER KOPPLUNGSKONSTANTE $\alpha_S$		65
6.	Die Meßgrößen	67
6.1	Der Thrust	68
6.2	Die Jetmassen $M_h^2/s$ und $(M_h^2 - M_1^2)/s$	70
6.3	Die Energie-Energie-Korrelationen	73
7.	Monte-Carlo Studien	77
7.1.1	Die Modelle und ihre Parameter	78
7.1.2	Der Energieverlauf der Fragmentationsanteile	79
7.1.2.1	$\langle 1-T \rangle$ und $\langle M_h^2/s \rangle$	80
7.1.2.2	$\langle (M_h^2 - M_1^2)/s \rangle$ und $\int AEEC(x) dx$	82
7.1.2.3	Die Asymmetrie der Energie-Energie-Korrelationen	83
7.2	Masseneffekte	85
7.3	Schlußfolgerungen	86
8.	Die Analyse der Daten	89
8.1	Die Selektion der hadronischen Ereignisse	89
8.1.1	Die Auswahl guter Spuren	90
8.1.1.1	Geladene Teilchen	90
8.1.1.2	Neutrale Teilchen	92
8.1.2	Die Auswahl guter hadronischer Ereignisse	96
8.1.3	Untergrund	97
9.	Die Korrektur der Daten	99
9.1	Einflüsse des Detektors auf die Meßgrößen	99
9.2	Strahlungskorrekturen	101
9.3	Korrekturmethode	102

9.3.1	Korrektur von $1-T$ , $M_h^2/s$ und $(M_h^2-M_l^2)/s$	105
9.3.2	Korrektur der Asymmetrie der Energie-Energie-Korrelationen	109
9.4	Statistische Fehler	110
9.5	Systematische Fehler	111
9.6	Ergebnisse	112
<b>10.</b>	<b>Auswertung der korrigierten Daten</b>	<b>115</b>
10.1	Grenzwerte für $\alpha_s$	115
10.2	Bestimmung von $\alpha_s$ durch die Parametrisierung der Fragmentationsanteile	117
10.3	Bestimmung von $\alpha_s$ aus der Asymmetrie der Energie-Energie-Korrelationen	119
10.4	Diskussion der Ergebnisse	121
<b>Anhang A.</b>	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>123</b>
<b>Anhang B.</b>	<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>127</b>
<b>Anhang C.</b>	<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>129</b>

## EINLEITUNG

Die Physik der starken Wechselwirkung ist seit etwa 50 Jahren Gegenstand intensiver experimenteller und theoretischer Forschungen. Besonders in den letzten 15 Jahren hat sich die Entwicklung auf diesem Gebiet stark beschleunigt. Im Zuge dieser Entwicklung hat der Begriff der starken Wechselwirkung seine Bedeutung verändert. Lange Zeit verstand man darunter die Kräfte, die die damals als elementar angesehenen Nukleonen, Proton und Neutron, in Atomkernen zusammenhalten. Heute sieht man diese Kernkräfte als weitreichende Ausläufer einer fundamentaleren Wechselwirkung, die zwischen den Quarks, den Bausteinen aller stark wechselwirkenden Teilchen und damit auch der Nukleonen, besteht. Nach dem Vorbild der Quantenelektrodynamik QED wurde für die Wechselwirkung der Quarks eine Eichfeldtheorie aufgestellt, die Quantenchromodynamik QCD. Als Quellen der Felder wurde die Farbladung eingeführt und als Feldquanten die Farbladung tragenden Gluonen. Voraussetzungen dieser Theorie waren:

- die Einführung nichtabelscher Eichtheorien (Yang und Mills [1] 1954)
- die Einführung des Quarkmodells zur Erklärung der Zusammensetzung und der Eigenschaften der stark wechselwirkenden Elementarteilchen, der Hadronen: (Gell-Mann [2] 1964)
- die Bestätigung dieser Hypothese durch:
  - die Entdeckung des Skalenverhalten in der tiefinelastischen Lepton-Nukleon-Streuung
  - die Entdeckung zusätzlicher Quarks ( $J/\Psi$  1973)
  - die Entdeckung von Quark- und Gluon-Jets an  $e^+e^-$ -Speicherringexperimenten (1979)

Voraussetzungen für quantitative, störungstheoretische Berechnungen im Rahmen dieser Theorie waren:

- der Beweis der Renormierbarkeit der QCD (t'Hooft [3] 1971)
- die asymptotische Freiheit der Quarks

Die Experimente zum Test der QCD konzentrieren sich im wesentlichen auf die Gebiete der Hadron-Hadron-Kollisionen, der inelastischen Lepton-Nukleon-Streuung und der  $e^+e^-$ -Vernichtung. Die an  $e^+e^-$ -Speicherringen durchgeführten Experimente haben gezeigt, daß der gut definierte, von Hadronen freie

Anfangszustand besonders saubere Messungen der Eigenschaften der QCD ermöglicht.

Das perturbativ nicht berechenbare Phänomen des Farbeinschlusses ('Confinement'), welches sich in  $e^+e^-$ -Experimenten darin zeigt, daß keine freien Quarks und Gluonen, sondern Jets mit vielen Hadronen beobachtet werden, verhindert bisher präzise Messungen und quantitative Tests der QCD. Insbesondere die Kopplungskonstante  $\alpha_s$  oder alternativ der Skalenparameter  $\Lambda_{\overline{MS}}$  der QCD können nur schwer gemessen werden. Um den nicht berechenbaren Übergang von einem hochenergetischen Parton (Quark oder Gluon) in einen Jet von Hadronen, der Fragmentation genannt wird, zu beschreiben, sind phänomenologische Modelle entwickelt worden. Diese Fragmentationsmodelle, die auf unterschiedlichen, physikalisch motivierten Vorstellungen über den Fragmentationsprozeß basieren, sind nach der Anpassung ihrer freien Parameter in der Lage, die Daten erstaunlich gut zu beschreiben.

Leider stellte sich bald heraus [49][50], daß Bestimmungen der Kopplungskonstante  $\alpha_s$  Werte liefern, die stark von dem zur Beschreibung der Daten verwendeten Fragmentationsmodell abhängen, ohne daß es möglich ist, bestimmte Modelle als falsch auszuschließen.

Zuerst in Veröffentlichungen der PLUTO-Kollaboration [19] und von R.D.Field [20] wurden Methoden vorgeschlagen, die es gestatten, eine von Fragmentationsmodellen unabhängige Bestimmung der Kopplungskonstanten  $\alpha_s$  durchzuführen.

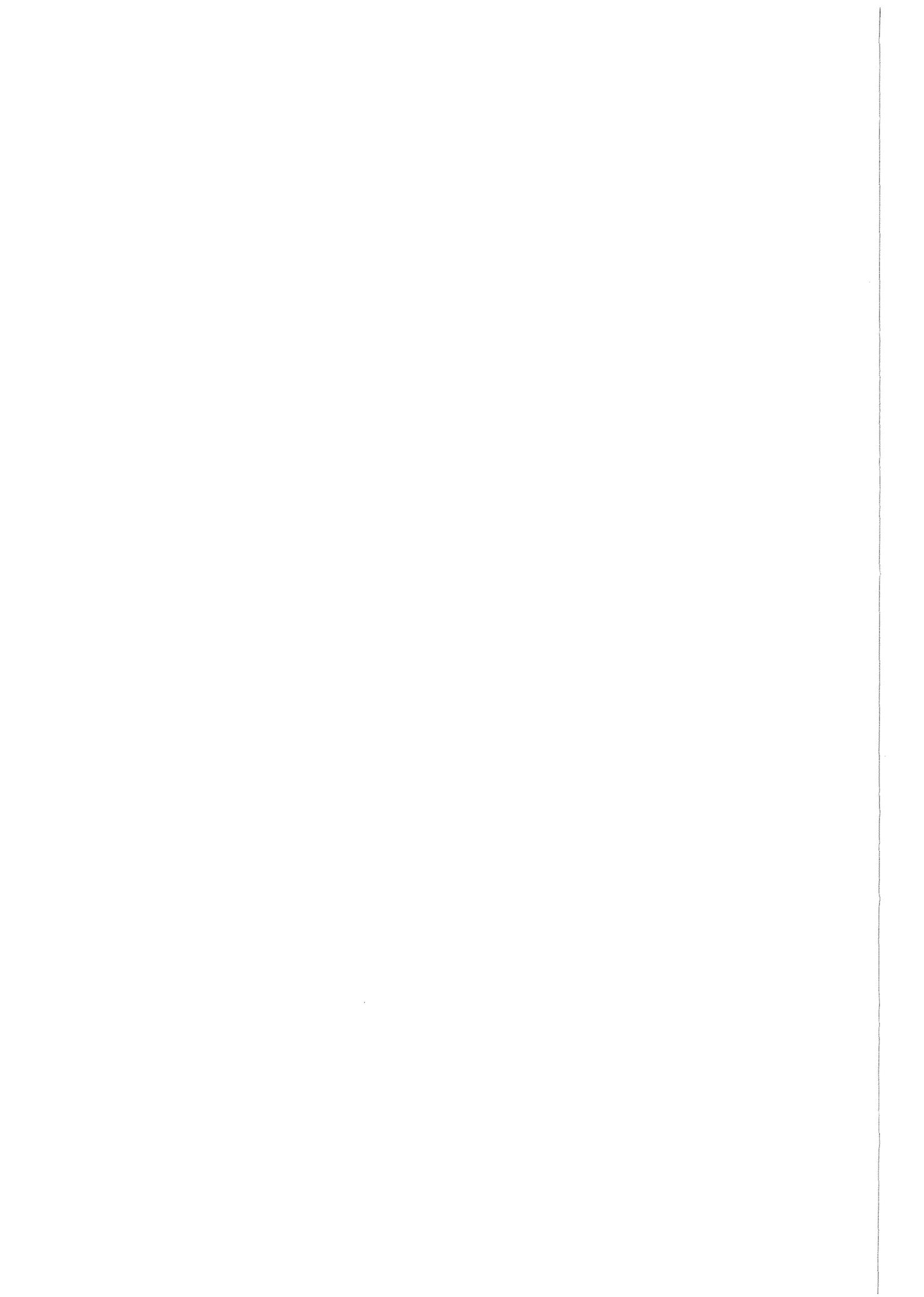
Dazu werden Jet-Meßgrößen wie beispielsweise der Thrust in einen berechenbaren, von  $\alpha_s$  abhängigen QCD-Anteil und in einen nicht perturbativ berechenbaren Fragmentationsanteil aufgespalten.

Der Vergleich der gemessenen Daten mit den QCD-Formeln 2. Ordnung liefert Werte, die in Abhängigkeit von dem Vorzeichen des Fragmentationsanteils der entsprechenden Observable, als untere oder obere Grenze für  $\alpha_s$  interpretiert werden können. Die Vorzeichen der Fragmentationsanteile der untersuchten Größen werden von allen gängigen Fragmentationsmodellen übereinstimmend vorausgesagt.

In einem anderen Ansatz wird versucht, Fragmentationsanteile und QCD-Anteile durch ihre unterschiedliche Energieabhängigkeit zu trennen. Voraussetzung dafür sind einfache Parametrisierungen der Energieabhängigkeit der Fragmentationsanteile, die in der Lage sind, sowohl die Daten als auch die Voraussetzungen der Modelle wiederzugeben.

Ziel dieser Arbeit ist eine von Fragmentationsmodellen unabhängige Bestimmung des Skalenparameters  $\Lambda_{\overline{MS}}$  und damit der Kopplungskonstanten  $\alpha_s$  nach den oben erwähnten Methoden.

Nach einem Überblick über Theorien und Modelle mit besonderer Berücksichtigung der QCD und der meistverwendeten Fragmentationsmodelle folgt die Beschreibung des Experiments. Nach einer Vorstellung der in dieser Arbeit analysierten Jet-Meßgrößen, werden detaillierte Monte-Carlo-Untersuchungen beschrieben. Ziel dieser Untersuchungen war es, qualitative Eigenschaften der Observablen zu finden, die von allen Modellen übereinstimmend vorausgesagt werden, und die deshalb für eine modellunabhängige Analyse geeignet sind.



## THEORIEN UND MODELLE



## 1. DAS STANDARDMODELL DER ELEKTROSCHWACHEN UND STARKEN WECHSELWIRKUNG

Die experimentellen und theoretischen Fortschritte der letzten Jahrzehnte haben zu der Formulierung und Bestätigung einer Theorie der schwachen, elektromagnetischen und starken Wechselwirkungen geführt, die allgemein als "Standardmodell" bezeichnet wird. Die Grundlage dieses Modells ist die Beschreibung der Wechselwirkungen der elementaren Fermionen - Tabelle 1 - durch lokale, nichtabelsche Eichtheorien. Die Wechselwirkungen werden dabei durch den Austausch der in Tabelle 2 aufgeführten Eichbosonen vermittelt. Dieses Modell wird durch die Eichgruppe  $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$  als dem direkten Produkt der Farbgruppe  $SU(3)$  der starken Wechselwirkung, der Gruppe  $SU(2)$  des schwachen Isospins und der Gruppe  $U(1)$  der schwachen Hyperladung charakterisiert. Im folgenden sollen die wichtigsten Konzepte dieses Modells stichwortartig erwähnt werden:

	Familien			Ladung
Leptonen	$\nu_e$	$\nu_\mu$	$\nu_\tau$	0
	e	$\mu$	$\tau$	-1
Quarks	u	c	t (?)	$2/3$
	d	s	b	$-1/3$

Tabelle 1. Die elementaren Fermionen als Bausteine der Materie

### Lokale Eichinvarianz

In der Quantenelektrodynamik, dem Vorbild aller modernen Feldtheorien, ist das Vektorpotential  $A_\mu(x)$  durch die elektromagnetischen Feldstärken nicht eindeutig bestimmt:

$$A_\mu(x) \rightarrow A_\mu(x) + \partial_\mu(x)$$

Dieser Eichtransformation des Potentials entsprechen Eichtransformationen der Schrödinger-Wellenfunktionen:

Wechselwirkung	Eichbosonen	Spin	Ladungen
elektromagnetisch	Photon	1	0
schwach	$Z^0$	1	0
	$W^\pm$	1	$\pm 1$
stark	8 Gluonen	1	0

Tabelle 2. Die Eichbosonen und ihre Eigenschaften

$$\psi(x) \rightarrow e^{ie\theta(x)} \psi(x)$$

Die Dirac-Gleichung

$$(i\gamma^\mu \partial_\mu - m) \psi(x) = 0$$

ist gegen diese lokalen Eichtransformationen invariant, wenn die kovariante Ableitung durch eine eichinvariante Erweiterung ergänzt wird:

$$\partial_\mu \rightarrow \partial_\mu - ieA_\mu(x)$$

Die erweiterte kovariante Ableitung induziert die Kopplung der Ladungen an das Eichfeld und damit die Wechselwirkung zwischen Elektron und Photon. Der Invarianz unter dieser lokalen, d.h. an jedem Raum-Zeit-Punkt frei wählbaren Eichtransformation entspricht eine innere Symmetrie, deren Struktur durch die Gruppe  $U(1)$  beschrieben wird.

Die Verallgemeinerung der lokalen Eichtransformationen auf nicht-abelsche Symmetriegruppen führt zu den Yang-Mills-Feldtheorien. Solche Theorien beschreiben Wechselwirkungen, deren Feldquanten selbst Träger von Ladungen sind. Die vereinigte elektroschwache Wechselwirkung (Weinberg-Salam-Modell) und die Quantenchromodynamik, die zusammen das Standardmodell bilden, sind Wechselwirkungen dieses Typs.

## Aufbau der hadronischen Materie aus Quarks

Die fundamentale Annahme des Quarkmodells ist, die Mesonen als Quark-Antiquark-Zustände und die Baryonen als Drei-Quark-Zustände aufzufassen. Aus dieser Annahme ergeben sich Symmetrien in den beobachteten Hadronen, die durch die Symmetriegruppe  $SU(n)$  für den Fall von  $n$  unterschiedlichen Quarkflavor charakterisiert werden. Diese Symmetrie wäre unter zwei Bedingungen in der Natur realisiert:

1. Universalität der starken Wechselwirkung in Bezug auf die Quarkflavor
2. Identische Massen für alle Quarks

Die in der Natur beobachtete Massenaufspaltung der Hadronen wird auf unterschiedliche Quarkmassen zurückgeführt. Die nahezu gleichen Massen der  $u$ - und  $d$ -Quarks zeigen sich in der Isospinsymmetrie der Nukleonen. Die aus drei unterschiedlichen Quarkflavor, beispielsweise  $u$ ,  $d$  und  $s$ , zusammensetzbaren Hadronen werden also durch die Symmetriegruppe  $SU(3)$  beschrieben. Es zeigt sich, daß die Mesonen als Zustände aus zwei Quarks durch ein Oktett und ein Singulett representiert werden:

$$3 \otimes \bar{3} = 8 + 1$$

Die Baryonen als Drei-Quark-Zustände werden durch ein Dekuplett, zwei Oktetts und ein Singulett dargestellt:

$$3 \otimes 3 \otimes 3 = 10 + 8 + 8 + 1$$

Das Quarkmodell erfordert die Einführung einer weiteren Quantenzahl 'Farbe', um auch für Baryonen aus drei gleichen Quarkflavor das Pauli-Prinzip zu erfüllen. Beispielsweise wurde das  $\Omega^-$  mit dem Quarkinhalt  $sss$  und  $Spin = 3/2$  vorhergesagt und auch gefunden. Um hier das Pauli-Prinzip nicht zu verletzen, ist eine Quantenzahl mit mindestens drei Werten erforderlich. Die auf diese Weise eingeführten 'Farben' (rot, grün und blau) mit den entsprechenden Antifarben wurden später als die Quellen der starken Wechselwirkung identifiziert.



## 2. QUANTENCHROMODYNAMIK

Die Quantenchromodynamik - QCD - ist eine Verallgemeinerung der QED im Rahmen der Yang-Mills-Feldtheorien. Die Quantenzahl Farbe, ursprünglich eingeführt, um das Pauli-Prinzip zu erfüllen, wird mit den Quellen der Kräfte zwischen den Quarks identifiziert. Die innere Symmetrie entspricht hier einer Invarianz gegenüber Transformationen der drei Farbladungen (rot, grün und blau sowie die entsprechenden Antifarben) und wird durch die Symmetriegruppe  $SU(3)_c$  beschrieben. Im einzelnen entsprechen sich:

	QED	QCD
Ladungen	elektrische Ladung	Farbe
Feldquanten	$\gamma$	acht Gluonen
Symmetriegruppe	$U(1)$	$SU(3)_c$
Eichtransformationen	$e^{ie\theta(x)}$	$e^{ig\theta^a(x)T_a}$
Kopplungskonstanten	$\alpha = e^2 / 4\pi$	$\alpha_s = g^2 / 4\pi$

Die Lagrange-Gleichung und damit die Form der Wechselwirkung, ist wie in der QED eindeutig durch die Forderung nach Invarianz gegenüber lokalen Eichtransformationen und die Einschränkung auf die minimale eichinvariante Erweiterung der kovarianten Ableitung bestimmt.

Der wesentliche Unterschied zu der Quantenelektrodynamik liegt in der nichtabelschen Struktur der Symmetriegruppe  $SU(3)_c$ . Dieser mathematischen Eigenschaft der Gruppe entspricht physikalisch die Farbladung der Gluonen im Gegensatz zu dem ungeladenen Feldquant der elektromagnetischen Wechselwirkung. Zwei experimentell gefundene Phänomene können durch diese Eigenschaft der Wechselwirkung erklärt oder wenigstens plausibel gemacht werden:

### Farbeinschluß

Teilchen mit freier Farbladung, speziell Quarks, sind bisher trotz intensiver Suche nicht beobachtet worden.

### Asymptotische Freiheit

In der tief-inelastischen  $eN$ -Streuung sind punktförmige Streuzentren - Partonen - innerhalb der Nukleonen beobachtet und als Quarks identifiziert worden. Diese Experimente zeigten, daß sich die Quarks in einem Kern bei kleinen Abständen oder gleichbedeutend bei großen Impulsüberträgen wie freie Teilchen verhalten.

Diese zunächst einander widersprechenden Phänomene - offenbar nur schwach aneinander gebundene Teilchen können nicht voneinander getrennt werden - lassen sich durch eine abstandsabhängige und damit auch impulsabhängige Kopplungskonstante erklären. Auch hier ist der entsprechende Mechanismus bereits ähnlich in der QED vorhanden:

Eine 'nackte' elektrische Ladung ist immer von virtuellen Photonen und virtuellen  $e^+e^-$ -Paaren umgeben. Da Positronen angezogen, die Elektronen dagegen abgestoßen werden, ergibt sich eine Polarisierung des Vakuums, die die 'nackte' Ladung nach außen hin abschirmt. Im Fall der QCD sind die Verhältnisse komplizierter, da hier nicht nur die virtuellen Quark-Antiquark-Paare Farbladungen tragen, sondern auch die Gluonen. Die Gluonen tragen aber im Gegensatz zu den Quark-Antiquark-Paaren eine Netto-Farbladung und verteilen so die ursprüngliche Farbladung des Quarks in einem endlichen Volumen. Es ist klar, daß auf Quarks, deren Gluonenwolken sich durchdringen, nur noch ein Bruchteil der ursprünglichen Farbladungen wirkt.

Die bei großen Abständen linear mit dem Abstand anwachsende Kopplung wird auf die Komprimierung des Gluonfeldes zu einer dünnen Flußröhre, einem sogenannten 'Gluon-String' zurückgeführt. Sie kann plausibel machen, warum bisher keine freien Farbladungen beobachtet worden sind. Wird nämlich die Energiedichte des Gluonfeldes zwischen zwei sich voneinander entfernenden Quarks groß genug, um ein Quark-Antiquark-Paar aus dem Vakuum zu erzeugen, so verbinden sich die neu erzeugten Quarks mit den vorhandenen und bilden farbneutrale Mesonen und verhindern eine Freisetzung von einzelnen Quarks.

Nach diesen Vorbemerkungen werden in den nächsten Abschnitten die in dieser Arbeit benutzten, theoretischen Ergebnisse der QCD vorgestellt.

## 2.1 RENORMIERUNG UND LAUFENDE KOPPLUNGSKONSTANTE

Die Lagrange-Gleichung der QCD

$$L = - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a(x) F_a^{\mu\nu}(x) + \sum q_f(x) (i\gamma^\mu D_\mu - m_f) q_f(x)$$

enthält die unrenormierten Felder. Die Berechnung von physikalischen Größen führt nur zu endlichen Ergebnissen, wenn die Feldtheorie renormiert wird. Die Renormierung entfernt Divergenzen bei großen inneren Impulsen, sogenannte Ultraviolett-Divergenzen. Diese treten in Schleifen-Diagrammen auf, die Korrekturen des Gluon-Propagators bilden.

In der QED wird die Elektronenmasse als Renormierungsbedingung verwendet. Die Quarkmassen sind wegen des Farbeinschlusses nicht direkt meßbar und daher als Renormierungsbedingung ungeeignet. Deshalb wird in der QCD eine Renormierungskonstante  $\Lambda_{\overline{MS}}$ , die auch QCD-Skalenparameter genannt wird, von der Dimension einer Masse als einziger freier und zu messender Parameter - neben den Quarkmassen - eingeführt. Die Definition dieser Konstanten ist von dem Renormierungsverfahren abhängig. Das modifizierte minimale Subtraktionsverfahren  $\overline{MS}$  wird meist - und auch hier - verwendet. Mit der Methode der 'Leading-Logarithm-Approximation' sind die Beiträge der führenden Terme aller Ordnungen zu den Korrekturen mit einer und zwei Schleifen berechnet worden. Das Ergebnis gibt die laufende Kopplungskonstante  $\alpha_s$  als Funktion der Renormierungskonstante  $\Lambda_{\overline{MS}}$  und des übertragenen Impulses an:

$$\alpha_s(Q^2, \Lambda_{\overline{MS}}) = \frac{12 \pi}{a \cdot \log(Q^2/\Lambda_{\overline{MS}}^2) + b \cdot \log(\log(Q^2/\Lambda_{\overline{MS}}^2))}$$

mit:

$$a = 33 - 2 n_f$$

$$153 - 19 n_f$$

$$b = \frac{33 - 2 n_f}{153 - 19 n_f}$$

$n_f$  = Anzahl der Quarkflavor (5)

In  $e^+e^-$ -Annihilationsereignissen wird das Quadrat des Impulsübertrages  $Q^2$  gleich dem Quadrat  $s$  der Schwerpunktsenergie  $W$  gesetzt. Abbildung 1 zeigt

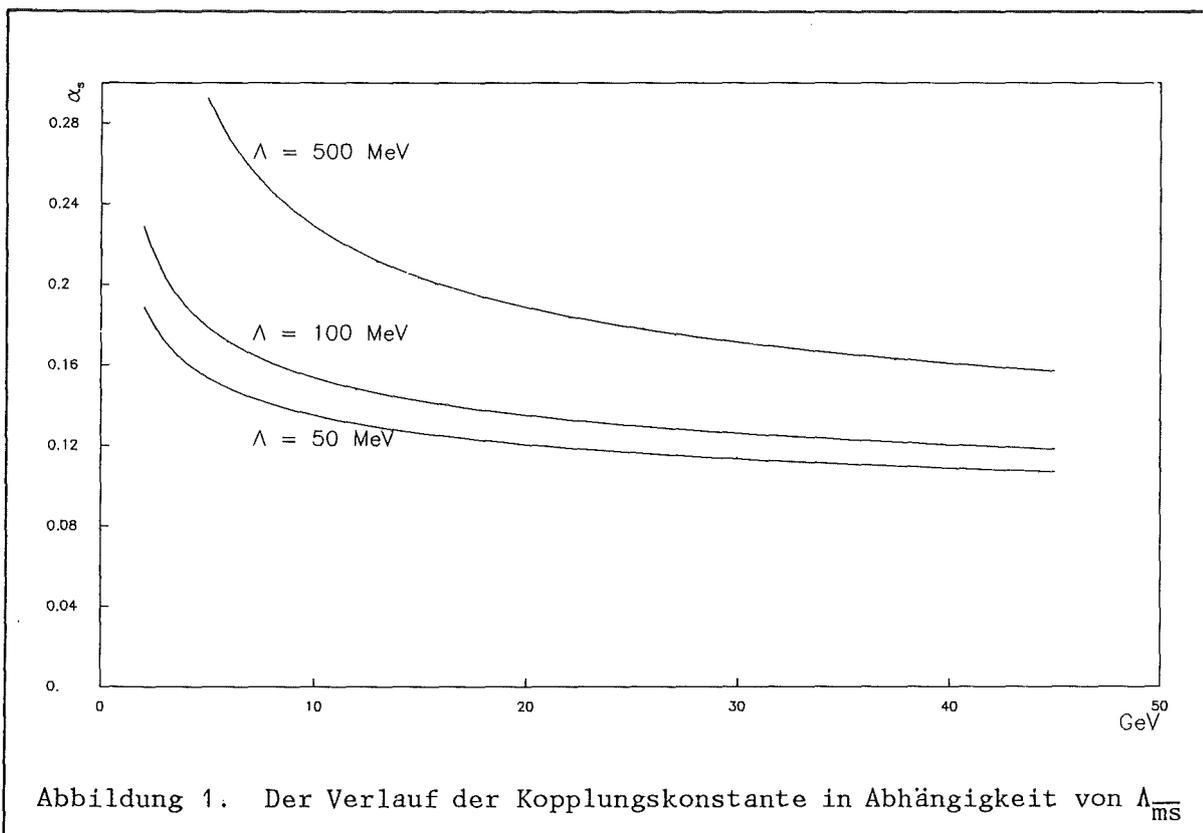


Abbildung 1. Der Verlauf der Kopplungskonstante in Abhängigkeit von  $\Lambda_{\overline{MS}}$

für verschiedene feste Werte des Skalenparameters  $\Lambda_{\overline{MS}}$  den Verlauf der Kopplungskonstanten  $\alpha_s$  mit der Energie. In dieser Arbeit wird wegen der Energieabhängigkeit der Kopplungskonstante  $\alpha_s$  der fundamentalere Skalenparameter  $\Lambda$  bestimmt.  $\Lambda$  hat nur unter folgenden Voraussetzungen [62] die Bedeutung einer fundamentalen physikalischen Konstante

- wenn  $\Lambda$  durch eine Rechnung mindestens 2. Ordnung definiert wird.
- wenn  $\Lambda$  auf ein bestimmtes Renormierungsverfahren bezogen wird (hier  $\overline{MS}$ ).
- wenn  $\Lambda$  aus dem Experiment durch Vergleich mit Rechnungen 2. Ordnung bestimmt wird.

## 2.2 QCD IN FESTER ORDNUNG

Die störungstheoretische Berechnung der Korrekturen zu  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$  ist im Moment exakt bis zur 2. Ordnung in  $\alpha_s$  durchgeführt. Abbildung 2 zeigt die Feynman-Graphen der 1. Ordnung in  $\alpha_s$  während Abbildung 3 die Graphen der 2. Ordnung zeigt und die zu erwartende Explosion der Anzahl der Graphen höherer Ordnungen veranschaulicht. Der differentielle Wirkungsquerschnitt 1. Ordnung für den Prozess  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g$  lautet als Funktion der mit der Strahlenergie skalierten Quarkimpulse:

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

Der Wirkungsquerschnitt zeigt die typischen Singularitäten der masselosen QCD. Die Emission von Gluonen mit entweder sehr kleiner Energie (Infrarot-Divergenzen) oder kleinem Winkel zu dem emittierenden Quark (kollineare Divergenzen) führt zu unendlichen Wirkungsquerschnitten. Diese Divergenzen entsprechen nichtbeobachtbaren Konfigurationen und können durch geeignete Schnitte im Phasenraum der Partonen beseitigt werden.

Es gibt zwei verschiedene Berechnungen der Jet-Wirkungsquerschnitte in 2. Ordnung. Die Rechnungen unterscheiden sich in der Art der Schnitte zur Unterscheidung von Zwei-, Drei- und Vier-Partonereignissen.

Die Formeln von Ellis, Ross und Terrano [41] (ERT-Matrixelement) sind unter Verwendung von  $\epsilon, \delta$ -Schnitten berechnet worden. Hier werden zwei Partonen immer dann zusammengefaßt, wenn sie nicht mindestens eine Bruchteil  $\epsilon$  der Strahlenergie aufweisen oder einen Winkel von mindestens  $\delta$  untereinander bilden.

Das FKSS-Matrixelement von Fabrizio et al. [36] faßt dagegen zwei Partonen immer dann zusammen, wenn das Quadrat ihrer invarianten Masse unter einem Bruchteil  $y_{\text{cut}} \approx 0.01$  des Quadrates der Schwerpunktsenergie liegt.

Die beiden Rechnungen stimmen im Grenzfall verschwindender Schnitte überein. Im FKSS-Matrixelement sind aber einige Terme vernachlässigt, so daß Messungen von  $\alpha_s$ , bei denen dieses Matrixelement verwendet wird, leicht abweichende Resultate liefern.

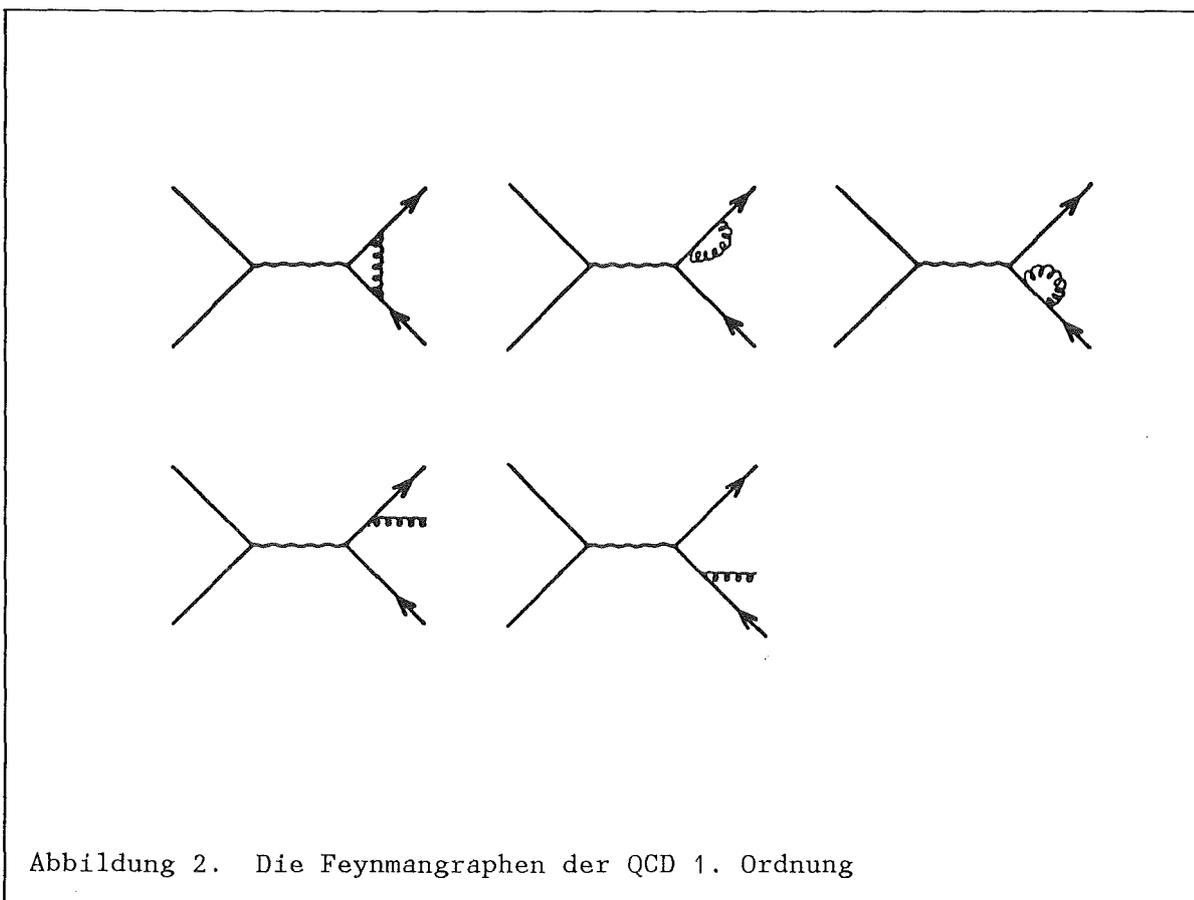
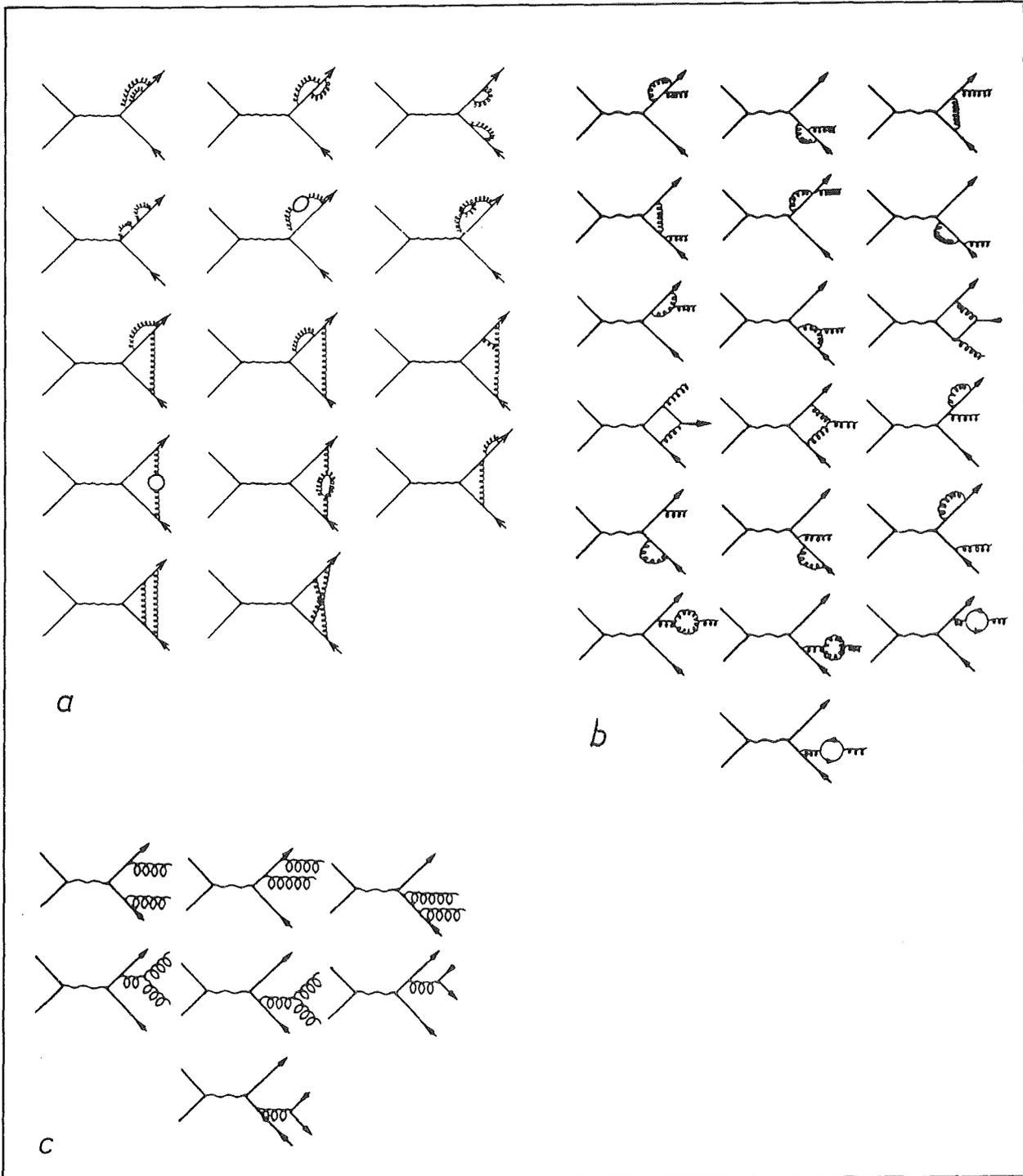


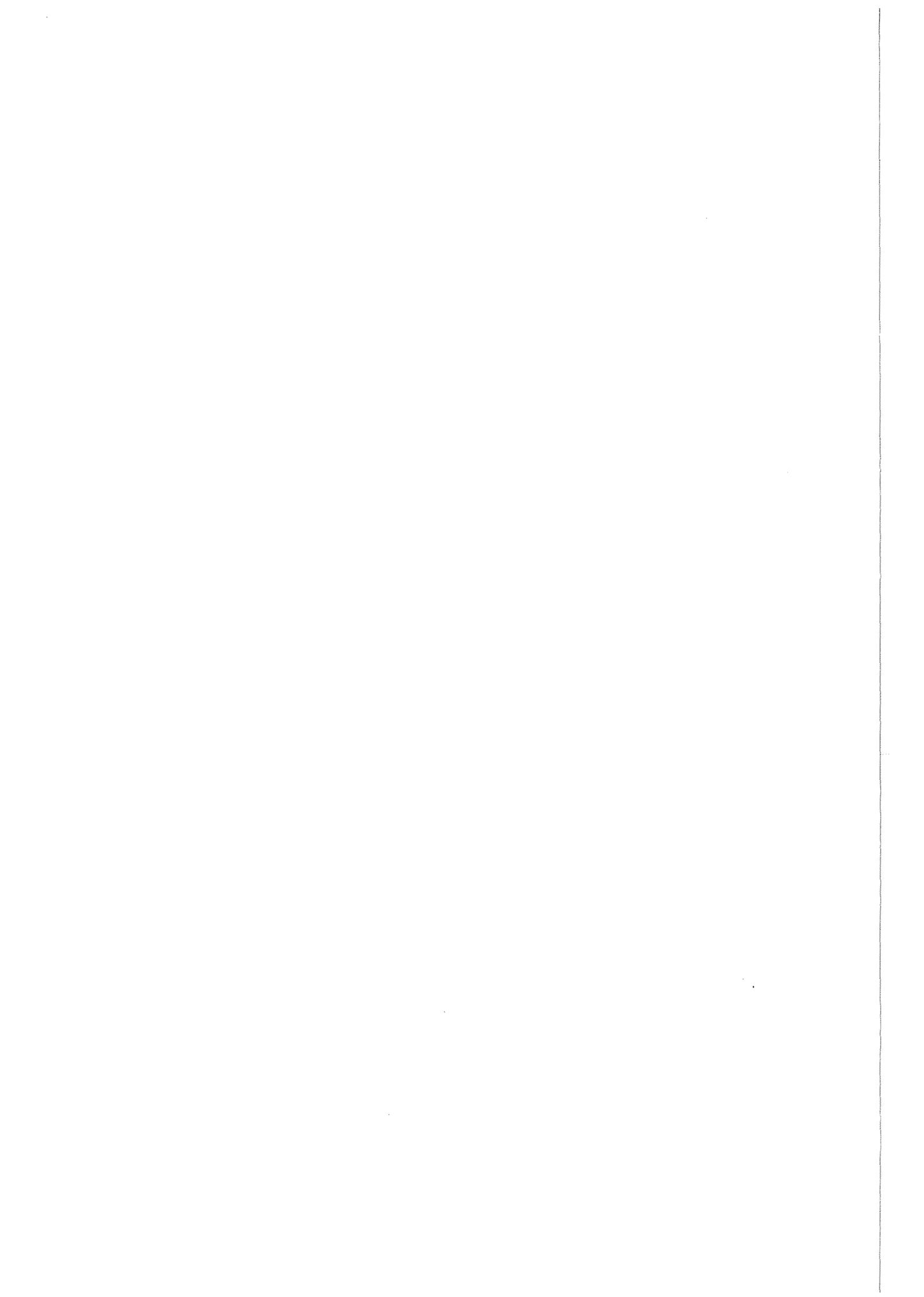
Abbildung 2. Die Feynmangraphen der QCD 1. Ordnung

Die so definierten endlichen Parton-Wirkungsquerschnitte können dann direkt mit den experimentell bestimmten Jet-Wirkungsquerschnitten verglichen werden. Die Drei-Jet-Rate ist bis auf Korrekturen direkt proportional zu der Kopplungskonstante  $\alpha_s$ . Als Alternative zu dieser direkten Methode, die nicht nur von den verwendeten Schnitten, sondern auch stark von Fragmentationsmodellen abhängt, werden in dieser Arbeit an Stelle der Jet-Topologie globale Größen analysiert, die ebenfalls ein Maß für die Stärke der Gluon-Bremsstrahlung sind, jedoch nicht die unphysikalischen, divergenten Konfigurationen auflösen und die daher perturbativ berechenbar sind. Diese Jet-Meßgrößen und die Ergebnisse der QCD-Rechnungen werden in " 6. Die Meßgrößen" vorgestellt.



- a) Virtuelle Korrekturen des Zwei-Jet-Wirkungsquerschnitts
- b) Virtuelle Korrekturen des Drei-Jet-Wirkungsquerschnitts
- c) Beiträge zum Vier-Jet-Wirkungsquerschnitt

Abbildung 3. Die Feynmangraphen der QCD 2. Ordnung



### 3. FRAGMENTATIONSMODELLE

Der Prozeß der  $e^+e^-$ -Annihilation kann näherungsweise in zwei elementare Prozesse aufgeteilt werden, die räumlich und zeitlich entkoppelt sind. Der 'harte', durch Gluonbremsstrahlung gekennzeichnete Prozeß, ist im Rahmen der QCD perturbativ berechenbar und wurde in "QCD in fester Ordnung" dargestellt. Der Übergang von einem System Farbladung tragender Partonen in die beobachteten Ereigniskonfigurationen mit mehreren 'Jets' farbneutraler Hadronen wird Fragmentation genannt. Dieser 'weiche' Fragmentationsprozeß mit kleinen Impulsüberträgen und daher großer Kopplungskonstante  $\alpha_s$  ist störungstheoretisch nicht berechenbar. Deshalb ist man hier auf phänomenologische Ansätze, die Fragmentationsmodelle, angewiesen. Alle betrachteten Modelle enthalten eine große Zahl von freien Parametern und sind mit entsprechend angepaßten Parametersätzen in der Lage, die experimentellen Daten zu beschreiben. Es hat sich aber gezeigt, zuerst bei Untersuchungen von CELLO [49] [50], daß die Bestimmung der Kopplungskonstante  $\alpha_s$  von dem jeweils verwendeten Modell abhängt. Dies ist die Motivation dafür, in dieser Arbeit die Kopplungskonstante der QCD mit anderen Methoden zu bestimmen.

Die am weitesten verbreiteten Modelle, die von Field und Feynman vorgeschlagene 'independent fragmentation' IF, die von der Lund Gruppe eingeführte und ständig weiter entwickelte 'string fragmentation' SF und die Gruppe der Clusterfragmentationsmodelle CF sollen hier beschrieben und verglichen werden. Dabei konzentriert sich die Darstellung auf die Besonderheiten der Modelle, die für die Bestimmung von  $\alpha_s$  von Bedeutung sind.

#### 3.1 UNABHÄNGIGE FRAGMENTATION

Die unter dem Oberbegriff 'independent fragmentation' IF zusammengefaßten Modelle von Field und Feynman [46], Ali et al. [48] und Hoyer et al. [47] gehen von der Annahme aus, daß jedes Parton in einem  $e^+e^-$ -Ereignis unabhängig von den gleichzeitig erzeugten anderen Partonen in Hadronen fragmentiert. Dieser Ansatz ist im wesentlichen durch seine Einfachheit motiviert und die hier beschriebenen Modelle sind als reine Parametrisierung der experimentellen Daten gedacht. Als solche sind sie erstaunlich erfolgreich.

### 3.1.1 Das Modell von Field und Feynman

Die Autoren [46] gehen von der Annahme aus, daß die Entstehung eines Jets von Hadronen aus einem Quark nach einem rekursiven Schema abläuft:

Ein Quark  $q_0$  mit dem Impuls  $p_0$  erzeugt ein Farbfeld, in dem ein Quark-Antiquark-Paar  $q_1\bar{q}_1$  aus dem Vakuum entsteht. Das Quark  $q_0$  bildet mit dem Antiquark  $\bar{q}_1$  ein Meson  $q_0\bar{q}_1$  und läßt das Quark  $q_1$  mit verringertem Impuls als Startpunkt für den nächsten Schritt der Rekursion zurück. Die Rekursion wird abgebrochen, sobald die verbleibende Energie nicht mehr ausreicht, neue qq-Paare zu erzeugen. Das verbleibende Quark wird vernachlässigt oder mit dem letzten Quark des anderen Jets zu einem meist niederenergetischen Meson verbunden.

Die in der Folge produzierten Mesonen  $q_0\bar{q}_1, q_1\bar{q}_2, q_2\bar{q}_3, \dots$  werden als primäre Mesonen vom Rang 1,2,3,... bezeichnet. Sie zerfallen entsprechend ihren Eigenschaften und bilden dann die beobachteten Teilchen.

Die Details des Rekursionsschemas werden durch folgende Parameter bestimmt, deren Werte an die experimentellen Daten angepaßt werden müssen:

$a_F$  Die Longitudinalimpulsverteilung der Hadronen wird durch eine Verteilungsfunktion  $f(z)$  bestimmt. Die Funktion  $f(z)$  gibt die Wahrscheinlichkeit an, mit der auf das primäre Hadron ein Bruchteil  $1-z$  des Impulses des Quarks übertragen wird. Für diese Funktion wurde die Form

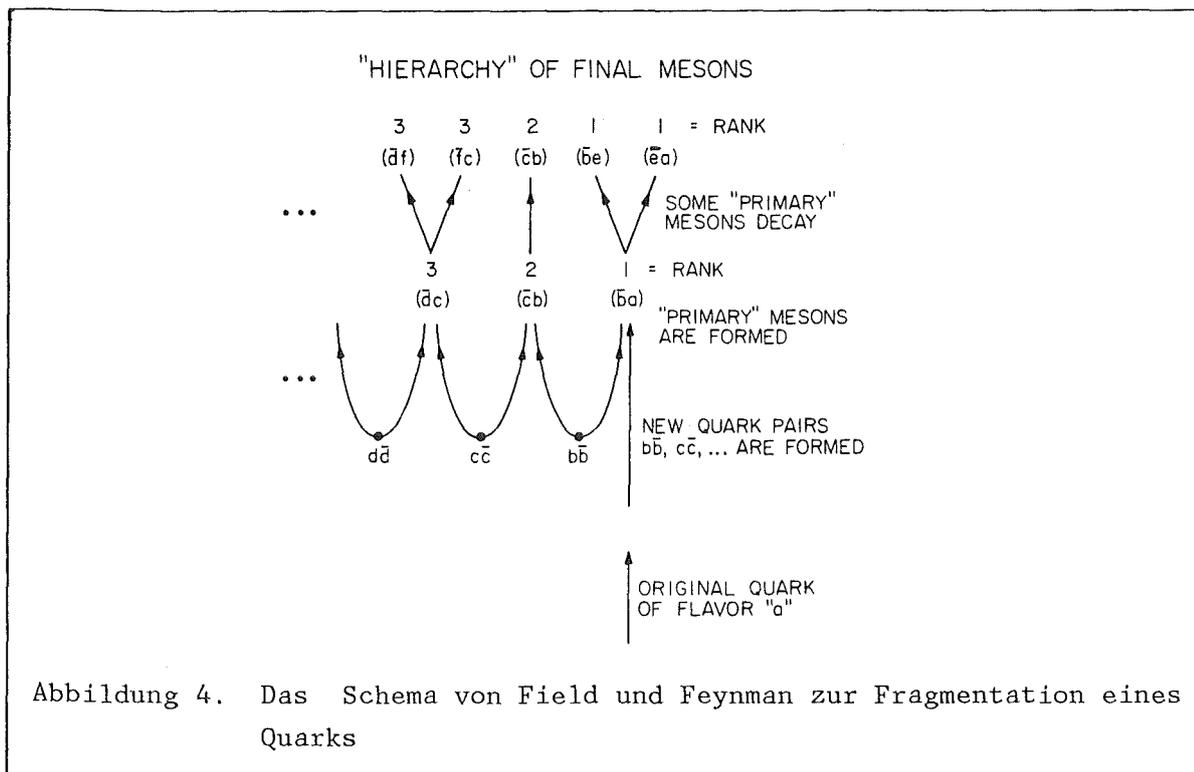
$$f(z) = 1 - a_F + 3a_F(1-z)^2 \text{ mit } a_F \approx 0.77$$

gewählt.

$u/s$  Aus der Isospinsymmetrie folgt, daß u- und d-Quarks gleichhäufig aus dem Vakuum erzeugt werden. Die Produktion des s-Quarks ist ihrer höheren Masse wegen unterdrückt.

$$u:d:s = 1:1:\gamma_s$$

Aus den Daten ergibt sich  $\gamma_s \approx 0.5$ . Für eine signifikante Paarproduktion der schweren Quark-Flavors c,b reicht die während der Fragmentation verfügbare Energie nicht aus.



$\sigma_q$  Die Unschärferelation verbietet die Erzeugung von Hadronen mit einem im Mittel verschwindenden Transversalimpuls. Die beobachtete Transversalimpulsverteilung ist von der Energie des ursprünglichen Quarks unabhängig und wird durch eine gaußförmige Verteilungsfunktion mit einer Breite  $\sigma_q \approx 300$  MeV beschrieben.

P/V Die primären Mesonen kommen in unterschiedlichen Spin- und Paritätszuständen vor. In diesem Modell werden nur pseudoskalare  $0^-$  und vektorielle  $1^-$  Mesonen berücksichtigt. Ihr Verhältnis wird durch  $P/V \approx 0.5$  angegeben.

Dieses frühe Fragmentationsmodell ist in vielen Punkten unvollständig. Beispielsweise ist hier die QCD nicht berücksichtigt, es werden keine Baryonen erzeugt und Energie- und Impulserhaltung werden verletzt. Die im nächsten Kapitel beschriebenen Modelle sind Erweiterungen, die das Prinzip der unabhängigen Fragmentation beibehalten haben, aber Effekte wie die Produktion von Baryonen und die Emission von harten Gluonen nicht vernachlässigen.

### 3.1.2 Die Modelle von Ali und Hoyer

Nach der Entdeckung des Prozesses  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g$  an den Beschleunigern PEP und PETRA, der sich zuerst bei niedrigen Energien in der Verbreiterung eines der beiden Jets, dann bei höheren Energien in einer klaren Drei-Jet-Struktur zeigte, mußte das Modell von Field und Feynman erweitert werden, um die neuen Phänomene zu beschreiben.

Die notwendigen Erweiterungen betrafen die Implementierung des Matrixelements der QCD in Störungsrechnung 1. oder 2. Ordnung und damit auch einen Ansatz zur Fragmentation der abgestrahlten Gluonen sowie einen Mechanismus zur Produktion von Baryonen, die in multihadronischen Ereignissen häufiger als zunächst erwartet gefunden wurden.

In dieser Arbeit wurden für alle Vergleiche nicht die ursprünglichen Programme der Autoren sondern das Programm der Lund Gruppe (LUND 6.3 [56]) verwendet, das diese Modelle als Optionen enthält. Daher sollen hier nur die Besonderheiten der Modelle von Hoyer et al. [47] und Ali et al. [48] miteinander verglichen werden.

#### Fragmentation des Gluons

In beiden hier betrachteten Modellen wird die Fragmentation der Gluonen auf die Fragmentation von Quarks und damit auf das rekursive Schema von Field und Feynman zurückgeführt. Zu diesem Zweck wird das Gluon zunächst in ein Quark-Antiquark-Paar aufgespalten. Dabei werden nur u-, d- und s-Quarks berücksichtigt, wobei die Produktion der s-Quarks wiederum unterdrückt ist. Der Impuls des Gluons wird im Hoyer-Modell vollständig auf eines der Quarks übertragen. Bei Ali dagegen wird der Impuls des Gluons nach der Aufspaltungsfunktion von Altarelli und Parisi [48] auf beide Quarks verteilt. Weiterhin kann in beiden Modellen für die Fragmentation des Gluons eine andere Fragmentationsfunktionen und ein größerer mittlerer Transversalimpuls gewählt werden.

#### Fragmentation schwerer Quarks

Es zeigt sich aus der Analyse der Daten, daß sich das Spektrum schwerer Mesonen (mit c- oder b-Quarks) von dem leichter Mesonen unterscheidet. Dies wird zum einen dadurch verursacht, daß diese schweren Mesonen immer vom Rang 1 (siehe Abbildung 4 auf Seite 21) sind. Weiterhin erhalten diese primären Mesonen vom Rang 1 wegen der großen Masse des Quarks einen besonders hohen Anteil des

zur Verfügung stehenden Impulses. Dem wird durch die Wahl einer 'härteren' Fragmentationsfunktion nach Peterson Rechnung getragen:

$$f(z) = 1 / (z (1 - 1/z - c / (1-z))^2)$$

### Impuls- und Energieerhaltung

Die Nichterhaltung von Energie und Impuls hat in 3-Jet-Ereignissen schwerere Auswirkungen als in 2-Jet-Ereignissen, da hier die Winkelkonfiguration beeinflusst wird. Aus diesem Grund werden im Modell von Hoyer die Longitudinalimpulse der Teilchen in jedem Jet so skaliert, daß das Verhältnis von Partonimpuls zu Jetimpuls für alle Jets gleich ist. Das Verhältnis wird so gewählt, daß die Gesamtenergie erhalten bleibt. Dieses Verfahren erhält die Partonrichtungen, erhöht aber systematisch die Energie des Gluonjets. Im Ali-Modell wird das gesamte Ereignis zunächst in sein Schwerpunktsystem lorentztransformiert. Dann werden die Impulse aller Teilchen derart skaliert, daß die Gesamtenergie mit der  $e^+e^-$ -Schwerpunktsenergie übereinstimmt. Hier wird durch die Lorentztransformation, die vorzugsweise in Richtung des Gluons erfolgt, der weiter unten beschriebene "String-Effekt" simuliert.

Da die Bestimmung von  $\alpha_s$  sensitiv auf Partonrichtungen und Partonenergien ist, sind die unterschiedlichen Prozeduren zur Energie- und Impulserhaltung der wesentliche Grund für die Modellabhängigkeit von  $\alpha_s$  innerhalb der Gruppe der IF-Modelle. [52]. Dies wird in "7. Monte-Carlo Studien" auf Seite 77 auch quantitativ näher untersucht.

## 3.2 STRING FRAGMENTATION

In den String-Fragmentations-Modellen SF wird angenommen, daß das Farbfeld zwischen den auslaufenden Quarks, Antiquarks und Gluonen in einer dünnen Flußröhre verläuft. Die Annahme wird von der Spektroskopie schwerer Quarkoniumzustände  $c\bar{c}, b\bar{b}$  und Ergebnissen der Gittereichtheorien unterstützt. Dieses Verhalten der Feldlinien wird vermutlich durch die Selbstwechselwirkung der Gluonen verursacht, es gibt dafür bis jetzt aber keinen Beweis. Der eindimensionale Feldverlauf führt für große Abstände zu einem Potential,

das linear mit dem Abstand anwächst und das Auftreten freier Farbladungen und damit freier Quarks verhindert.

Von diesem physikalischen Bild motiviert, wird ein System farbgeladener Partonen als eine relativistische Saite mit konstanter Energiedichte behandelt, die als 'String' bezeichnet wird. Die Stringkonstante  $\kappa_s$ , die Energie pro Längeneinheit, hat den Wert  $\kappa_s \approx 1.0 \text{ GeV/fm}$ . Dies entspricht einer Spannung von etwa  $160000.0 \text{ N/m}$ . Die Fragmentation wird in diesen Modellen durch das Aufbrechen des Strings verursacht.

Das weitverbreitete und auch in dieser Arbeit verwendete LUND-String-Modell [51] wird im folgenden beschrieben. Dabei beziehen sich alle Angaben auf die Version LUND 6.3 [55] [56].

### Die Erzeugung von hadronischen Ereignissen

Bevor ein Fragmentationsmodell in einem Monte-Carlo-Programm angewendet werden kann, müssen als Ausgangspunkt  $e^+e^-$ -Annihilationsereignisse mit zwei oder mehr Partonen generiert werden. Dabei ist außer dem QCD-Matrixelement zu berücksichtigen:

- Die Abstrahlung von hochenergetischen Photonen im  $e^+e^-$ -Anfangszustand. Dieser Bremsstrahlungsprozeß wird bis zur Ordnung  $\alpha_{em}^3$  berechnet.
- Die Abhängigkeit des totalen Wirkungsquerschnittes  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$  von  $s$ , dem Quadrat der Schwerpunktennergie. Weiterhin ist der Wirkungsquerschnitt abhängig von der Anzahl der möglichen Quarkflavors, der Masse des  $Z^0$ , dem schwachen Mischungswinkel  $\theta_w$  und QCD-Korrekturen.
- Die Azimutalwinkelverteilung ist für Quarks als Teilchen mit halbzahligen Spin proportional zu  $1 + \cos^2(\vartheta)$ .
- Die Produktionswahrscheinlichkeit der verschiedenen Quarkflavors ist im Grenzfall der masselosen QED proportional zum Quadrat der Ladungen der Quarks. Dies wird noch durch die schwachen Kopplungen und die Massen der Quarks verändert.

Die Implementierung des Matrixelements 2. Ordnung, das direkte Auswirkungen auf die Bestimmung von  $\alpha_s$  hat, ist nicht unumstritten. Wie in Abbildung 3 in "QCD in fester Ordnung" zu sehen ist, gibt es in den Graphen 2. Ordnung sowohl virtuelle Korrekturen

zum Drei-Jet-Wirkungsquerschnitt als auch Beiträge zum Vier-Jet-Wirkungsquerschnitt. Hierzu existieren unterschiedliche Berechnungen, nach den Initialen ihrer Autoren als ERT- [41] und FKSS-Matrixelemente [42] bekannt. Diese stimmen in den virtuellen Korrekturen zum Drei-Jet-Wirkungsquerschnitt überein. Die Vier-Jet-Wirkungsquerschnitte sind dagegen nur im Grenzfall verschwindender Schnitte gleich. Für endliche Schnitte, die in Monte-Carlo-Programmen zur Vermeidung von Divergenzen notwendig sind, gibt es jedoch Differenzen in der Behandlung von Ereignissen, die diese Schnitte nicht erfüllen und deshalb den Drei-Jet- oder Zwei-Jet-Ereignissen zugerechnet werden müssen. In den hier verwendeten FKSS-Formeln sind einige Terme vernachlässigt, deren Einbeziehung den Wert für  $\alpha_s$  etwas reduzieren würde.

Es werden zwei unterschiedliche Schnitte verwendet, um endliche Wirkungsquerschnitte zu erhalten. Zum einen wird gefordert, daß die invariante Masse jedes Paares von Partonen in einem Ereignis ein Minimum  $m_{\min}$  überschreitet. Zum anderen müssen die mit der Strahlenergie skalierten invarianten Massen aller Paare von Partonen einen Schnitt von  $y_{\text{cut}}$  erfüllen:

1.  $m_{ij} > m_{\min}$
2.  $y_{ij} = m_{ij}/W > y_{\text{cut}} \approx 0.01$

### Die Fragmentation eines Quark-Antiquark-Paares im String-Modell

Die Entwicklung eines masselosen Quark-Antiquark-Paares in seinem Schwerpunktsystem als Funktion der Zeit und der longitudinalen Koordinate  $x$  ist in Abbildung 5a dargestellt. Die auseinanderlaufenden Quarks geben ihre Energie an das Farbfeld ab. Sobald die gesamte Energie des Systems im String gespeichert ist, kehren sich die Bewegungsrichtungen der Quarks um. Diese einfache oszillierende Bewegung beschreibt ein stabiles Meson. Ist die Energie des gesamten Systems groß genug, so bricht bei Abständen in der Größenordnung von  $\approx 2 - 5$  fm der String durch die Produktion von Quark-Antiquark-Paaren auf (Abbildung 5b). Dieser Prozeß erhält Energie, Impuls und interne Quantenzahlen wie Ladung, Farbladung und Flavor.

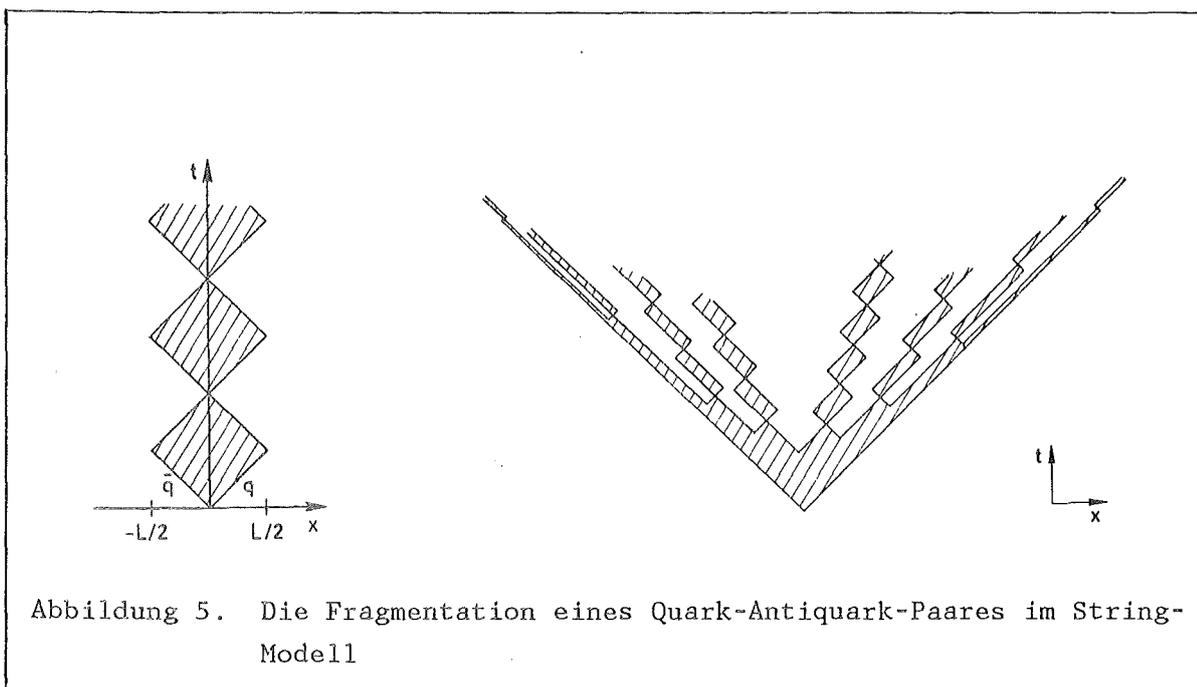


Abbildung 5. Die Fragmentation eines Quark-Antiquark-Paares im String-Modell

### Das Aufbrechen des String als Tunnelphänomen

Quark-Antiquark-Paare ohne Masse und Transversalimpuls können punktförmig erzeugt werden. Die Energie zur Produktion massiver Quarks und zur Erzeugung des Transversalimpulses muß dagegen aus dem String stammen. Das Quark und das Antiquark werden in einer bestimmten Entfernung voneinander aus dem Vakuum erzeugt. Die Produktionswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von der Quarkmasse  $m$  und der transversalen invarianten Masse  $m_{\perp}$  des  $q\bar{q}$ -Systems ist dann in Analogie zu quantenmechanischen Tunnelprozessen:

$$P = e^{-\pi m_{\perp}^2 / \kappa} \cdot e^{-\pi m^2 / \kappa}$$

Diese Tunnelwahrscheinlichkeit führt direkt zu einer gaußförmigen Transversalimpulsverteilung der erzeugten Hadronen und zu Massenunterdrückungsfaktoren für die massiven Quarks von:

$$u:d:s:c = 1:1:0.3:10^{-11}$$

### Die symmetrische LUND-Fragmentationsfunktion

Aus technischen Gründen wird für die Fragmentation eines Strings ein rekursives Schema wie in den IF-Modellen verwendet. Dabei gibt

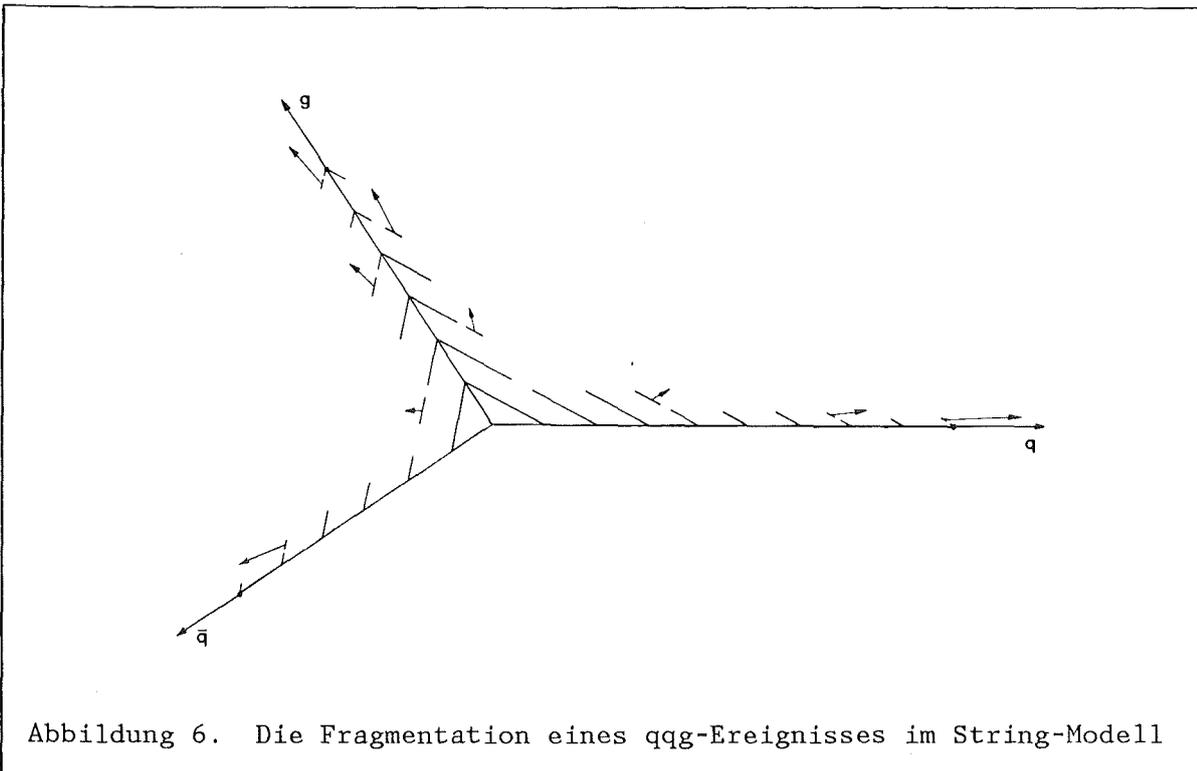


Abbildung 6. Die Fragmentation eines qqg-Ereignisses im String-Modell

die longitudinale Fragmentationsfunktion  $f(z)$  hier das Verhältnis der Energien des gebildeten Hadrons und des verbleibenden Strings an. Die Iteration wird fortgesetzt, bis die im String verfügbare Energie unter eine Schwelle  $E_{\min}$  abgesunken ist. Es werden dann zwei Hadronen anstelle eines Hadrons und eines Strings erzeugt. Das Ergebnis dieser Iteration ist für Fragmentationsfunktionen des Field-Feynman-Typs davon abhängig, ob vom Quark zum Antiquark fragmentiert wird oder umgekehrt. Um diese unphysikalische Rechts-Links-Asymmetrie zu vermeiden, wurde eine spezielle 'symmetrische' Fragmentationsfunktion gewählt:

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

Mit den Werten  $a \approx 1.0$  und  $b \approx 0.7 \text{ GeV}^{-2}$  werden die Daten gut beschrieben. Die Massenabhängigkeit von  $f(z)$  unterdrückt schwere Mesonen mit niedrigem Impuls und führt damit zu einer härteren Fragmentationsfunktion für schwere Quarks, die in den IF-Modellen explizit eingeführt werden mußte.

## Baryonproduktion

Der einfachste Mechanismus zur Produktion von Baryonen erzeugt Diquark-Antidiquark-Paare aus dem Vakuum anstelle der Quark-Antiquark-Paare. Ein Anteil von  $q\bar{q}:q\bar{q}q\bar{q} \approx 1:0.09$  beschreibt die experimentell beobachteten Baryonhäufigkeiten.

## Das Gluon im String-Modell und der String-Effekt

Das Gluon wird im Lund-Modell als eine transversale Anregung des Strings behandelt. Das Gluon bildet einen Knick im String zwischen Quark und Antiquark, der im Fragmentationsprozeß als erstes durch Bildung von  $q\bar{q}$ -Paaren beiderseits des Gluons in ein Meson umgewandelt wird (Abbildung 6). Die beiden Restsysteme fragmentieren dann in ihrem jeweiligen Schwerpunktsystem nach dem oben beschriebenen iterativen Schema.

In Abbildung 6 ist die zeitliche Entwicklung eines  $q\bar{q}g$ -Ereignisses dargestellt. Quark und Antiquark bewegen sich in die Richtungen  $q, \bar{q}$  und bilden die Endpunkte des Strings. Das Gluon als ein Energie und Transversalimpuls tragender Punkt des Strings bewegt sich in Richtung  $g$ . Das Feld bricht durch die Bildung von  $q\bar{q}$ -Paaren auf und bildet Hadronen, deren Richtungen durch Pfeile dargestellt werden. Die Hadronen werden vorzugsweise in den Bereich zwischen den Quarks und dem Gluon emittiert. Dies führt zu einer Verschiebung der beobachteten Jetachsen, die als String-Effekt bezeichnet wird und die Ereignisse zweijetartiger macht. Dieses Phänomen ist der wesentliche Grund für die höheren  $\alpha_s$ -Werte, die man erhält, wenn das String-Modell benutzt wird und der String-Effekt durch einen höheren Wert für  $\alpha_s$  ausgeglichen wird. Als Auswirkungen des String-Effekts ist die in den Daten [18] gefundene geringere Teilchendichte zwischen den beiden energiereichsten Jets interpretiert worden. Dies wird von dem LUND-String-Modell gut beschrieben, während die IF-Modelle hier versagen.

## 3.3 CLUSTER FRAGMENTATION

Die bisher betrachteten Modelle berechnen den Prozeß  $e^+e^- \rightarrow$  Hadronen in exakter Störungsrechnung bis zur Ordnung  $O(\alpha_s^2)$  und ersetzen alle höheren

Ordnungen durch phänomenologische Ansätze. In den Cluster-Fragmentations-Modellen CF, vorgeschlagen zuerst von Fox, Wolfram [57] und Gottschalk [58], werden dagegen mit dem Verfahren der Leading-Log-Approximation LLA die führenden Terme sämtlicher Ordnungen in  $\alpha_s$  berücksichtigt.

Die Partonen geben in diesem Bild ihre Masse analog zu Photonen in einem elektromagnetischen Schauer durch wiederholte Abstrahlung von Gluonen und Quark-Antiquark-Paarbildung ab. Sobald die Masse der Partonen auf diese Weise unter eine Schwelle  $Q_{\min}$  abgesunken ist, werden benachbarte Quarks zu farbneutralen Clustern kombiniert. Diese zerfallen dann in die beobachteten Hadronen. Hier soll das in dem Monte-Carlo-Programm LUND 6.3 [56] implementierte Modell von Marchesini und Webber [59] [60] genauer beschrieben werden:

### Kohärente Verzweigung

Partonschauer (Abbildung 7) werden durch iterative Anwendung der fundamentalen Verzweigungen  $q \rightarrow qg$ ,  $g \rightarrow gg$  und  $g \rightarrow q\bar{q}$  erzeugt. Die Wahrscheinlichkeiten dieser Verzweigungen werden durch die Altarelli-Parisi-Gleichungen angegeben:

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

Dabei geben die Altarelli-Parisi-Verzweigungsfunktionen  $P_{a \rightarrow bc}(z)$  die Wahrscheinlichkeit an, daß ein Bruchteil  $z$  der Energie von  $a$  auf  $b$  übertragen wird, während  $c$   $(1-z)$  erhält. Das hier verwendete  $\alpha_s$  kann jedoch nicht mit dem  $\alpha_s$  2. Ordnung aus den bisher betrachteten Modellen verglichen werden. Die Kinematik der Verzweigung  $a \rightarrow bc$  ist durch den Viererimpuls von  $a$  und durch  $z$  bis auf einen azimuthalen Winkel  $\phi$ , der zufällig gewählt wird, vollständig bestimmt.

Es hat sich gezeigt, daß die in diesem konventionellen Verzweigungsschema vernachlässigten, nicht führenden Terme für die Beschreibung der Daten notwendig sind. Während die führenden Terme in der Leading-Log-Approximation kollinearen Divergenzen entsprechen, werden die nächsten Terme durch Infrarot-Divergenzen, also durch die Abstrahlung weicher Gluonen hervorgerufen. Theoretische

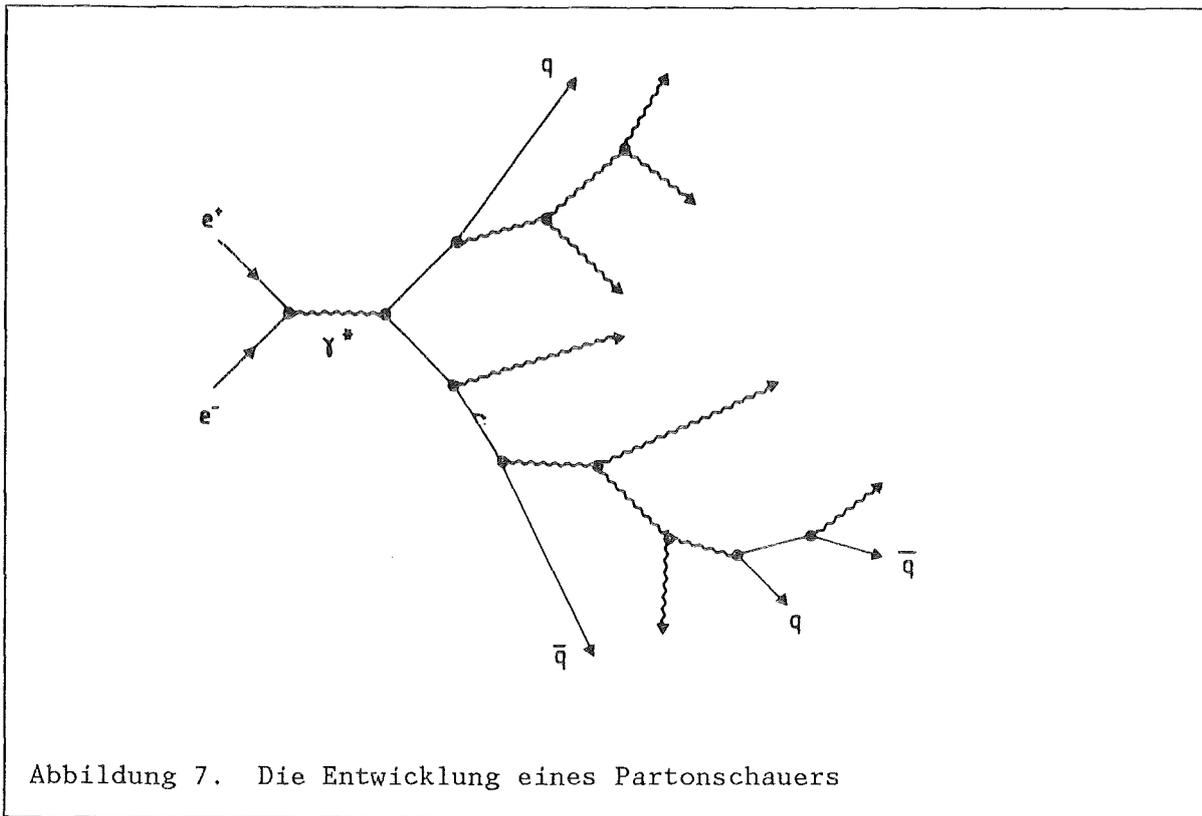


Abbildung 7. Die Entwicklung eines Partonschauers

Untersuchungen ergaben, daß diese niedrigerenergetischen Gluonen in den Bereichen des Phasenraums, in denen die Winkel der abgestrahlten Partonen nicht der Größe nach geordnet sind, destruktiv interferieren. Es ist also möglich, diese Terme näherungsweise dadurch zu berücksichtigen, daß die Winkel aufeinanderfolgender Verzweigungen immer kleiner werden. Diese kohärente Verzweigung erzeugt auch in den Cluster-Fragmentations-Modellen den in den Daten beobachteten String-Effekt.

### Das QCD Matrixelement 1. Ordnung

Die sogenannte 'harte' QCD, also die Abstrahlung hochenergetischer Gluonen unter einem großen Winkel, wie sie durch das QCD Matrixelement 1. Ordnung beschrieben wird, ist in der LLA nur näherungsweise enthalten. Daher versagten Modelle dieses Typs bei Meßgrößen, die empfindlich auf solche Ereigniskonfigurationen sind. Insbesondere wurden der Anteil der Dreijetereignisse und der Verlauf der Asymmetrie der Energie-Energie-Korrelationen (siehe "Die Energie-Energie-Korrelationen" auf Seite 73) nicht beschrieben.

In dem hier verwendeten Modell werden daher die ersten Verzweigungen der primären Quarks vom Typ  $q \rightarrow qg$ , abhängig von ihrer Energie- und Winkelkonfiguration, mit einer dem exakten QCD-Matrixelement 1. Ordnung entsprechenden Wahrscheinlichkeit gewichtet. Auf diese Weise wird das harte Gluonspektrum der QCD 1.Ordnung reproduziert.

### Fragmentation der farbneutralen Cluster

Abbildung 8 zeigt, wie in dem Partonschauer aus Abbildung 7 benachbarte Partonen zu farbneutralen Clustern (durch Ellipsen angedeutet) zusammengefaßt werden. In dem Modell vom Webber [60] werden diese Cluster als eine Art primäre Resonanzen aufgefaßt und zerfallen als solche isotrop unter Berücksichtigung der Zustandsdichte im Endzustand. Hier wird dagegen der LUND-String-Formalismus benutzt, um den Partonschauer zu fragmentieren. Da hier die Partonen wegen der Emission vieler niedrigenergetischer Gluonen ein weiches Impulsspektrum haben, müssen die Parameter  $a$  und  $b$  der LUND-Fragmentationsfunktion  $f(z)$  hier mit  $a = 0.5$  und

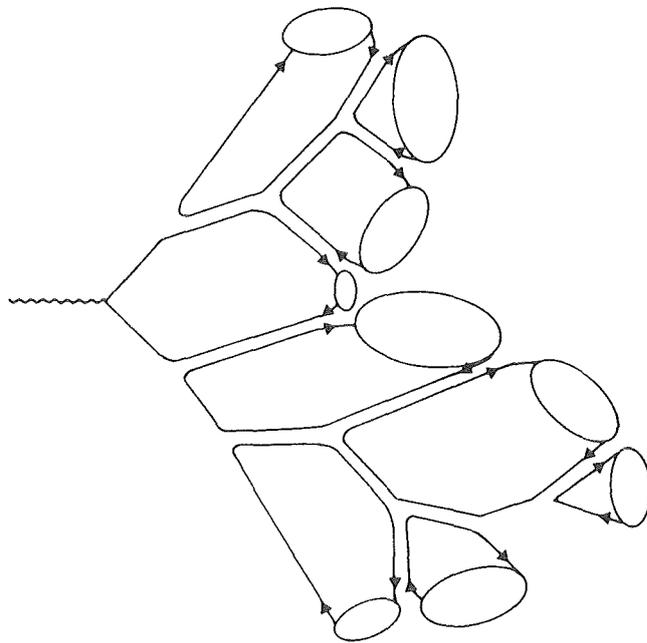


Abbildung 8. Die Bildung farbneutraler Cluster in einem Partonschauer.

$b = 0.9 \text{ GeV}$  anders gewählt werden, um dieses durch eine harte Fragmentationsfunktion zu kompensieren.

### 3.4 ZUSAMMENFASSENDE VERGLEICH DER FRAGMENTATIONSMODELLE

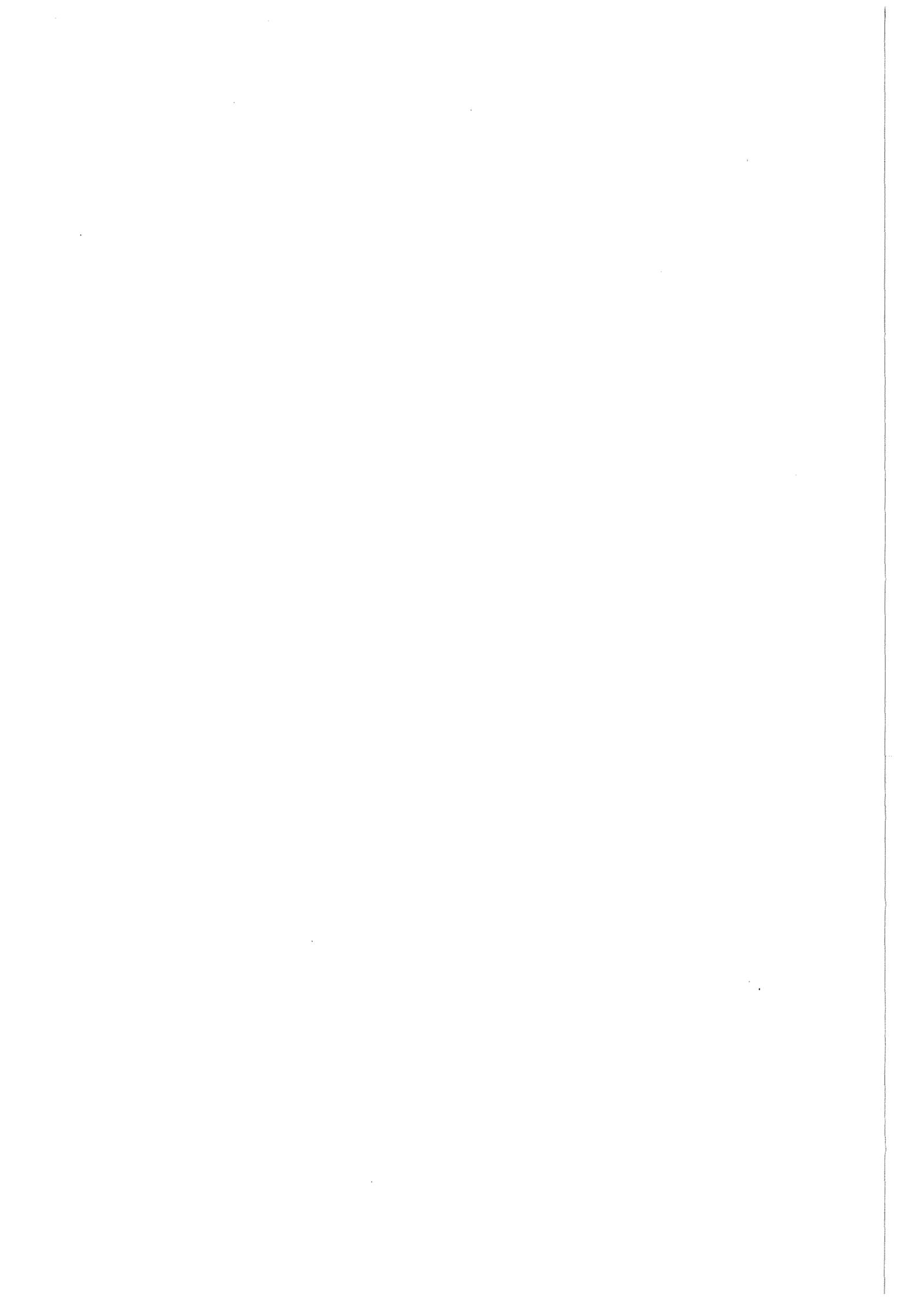
Es wurden vier Fragmentationsmodelle, die in der Analyse von  $e^+e^-$ -Daten weitverbreitet benutzt werden, beschrieben.

Der für diese Arbeit wesentliche Unterschied der Modelle betrifft den Mechanismus zur Energie- und Impulserhaltung in den IF-Modellen und den String-Effekt in den SF- und CF-Modellen. Der in den Daten beobachtete String-Effekt läßt sich auch durch geeignete Wahl der Parameter in den IF-Modellen nicht beschreiben. Die SF- und CF-Modelle werden also durch die Daten bevorzugt. Wegen der unterschiedlichen Behandlung der perturbativen QCD können die Ergebnisse dieser Modelle aber nicht direkt verglichen werden.

Eine Bestimmung von  $\alpha_s$  unter Benutzung von Fragmentationsmodellen, die auf dem Matrixelement der QCD in 2. Ordnung aufbauen (IF- und SF-Modelle), wird zusätzlich durch fehlende Terme in der Implementierung des Matrixelements beeinflusst. Untersuchungen der Auswirkungen dieser fehlenden Terme haben aber gezeigt [25], daß zumindestens die Bestimmung von  $\alpha_s$  aus der Asymmetrie der Energie-Energie-Korrelationen nicht beeinflusst wird. Auswirkungen auf die anderen, hier untersuchten Größen sind aber nicht ausgeschlossen.

Die in dieser Arbeit versuchte Bestimmung von  $\alpha_s$  unter Vermeidung der expliziten Benutzung von Fragmentationsmodellen ist also in zweierlei Hinsicht gerechtfertigt. In "7. Monte-Carlo Studien" wird untersucht, welche für alle Modelle gültigen Aussagen sich über die Fragmentationseffekte aus einem quantitativen Vergleich der Modelle ableiten lassen.

## DAS EXPERIMENT



#### 4. DER $e^+e^-$ -SPEICHERRING PETRA

Die Positron-Elektron-Tandem-Ringbeschleuniger-Anlage PETRA [4] des Deutschen Elektronen SYNchrotrons DESY in Hamburg wurde nach dreijähriger Bauzeit 1979 in Betrieb genommen. Ende 1986 wurde das physikalische Programm beendet. Seitdem wird PETRA zu einem Vorbeschleuniger für das HERA Projekt umgebaut.

PETRA hat mit 46.8 GeV die bis jetzt höchsten  $e^+e^-$ -Schwerpunktsenergien erreicht. Von den vielen physikalischen Ergebnissen seien nur die Bestätigung der QCD durch das Auftreten von Dreijetereignissen und die Bestätigung des Standardmodells der elektroschwachen Wechselwirkung durch die Beobachtung von elektroschwachen Interferenzen genannt. Eine der wesentlichen Erwartungen, nämlich in diesem Energiebereich das fehlende Top-Quark zu finden, wurde jedoch nicht erfüllt.

Die für ein Experiment wichtigsten Leistungsdaten des Beschleunigers sind die Schwerpunktsenergie und die Luminosität. Die Luminosität ist definiert als das Verhältnis aus Zählrate und Wirkungsquerschnitt einer bestimmten Reaktion und ist daher ein Maß für die zu erwartende Datenmenge. In der  $e^+e^-$ -Physik wird die Reaktion  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  häufig als Normierungsreaktion verwendet. Die Luminosität  $L$  kann daher beispielsweise aus der Anzahl der erzeugten Myonpaare und dem aus der QED bekannten Wirkungsquerschnitt für diesen Prozeß bestimmt werden:

$$L = \frac{N ( e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^- )}{\sigma ( e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^- )} \quad [\text{cm}^{-2}\text{sec}^{-1}]$$

In Abhängigkeit von den technischen Daten des Speicherrings:

$I^\pm$	Teilchenströme für Positronen bzw. Elektronen
$e$	Elementarladung
$N_B$	Anzahl der Teilchenpakete
$v$	Umlauffrequenz der Teilchenpakete
$\sigma_{x,y}$	Strahlausdehnung senkrecht zur Bewegungsrichtung

ist die Luminosität gegeben durch:

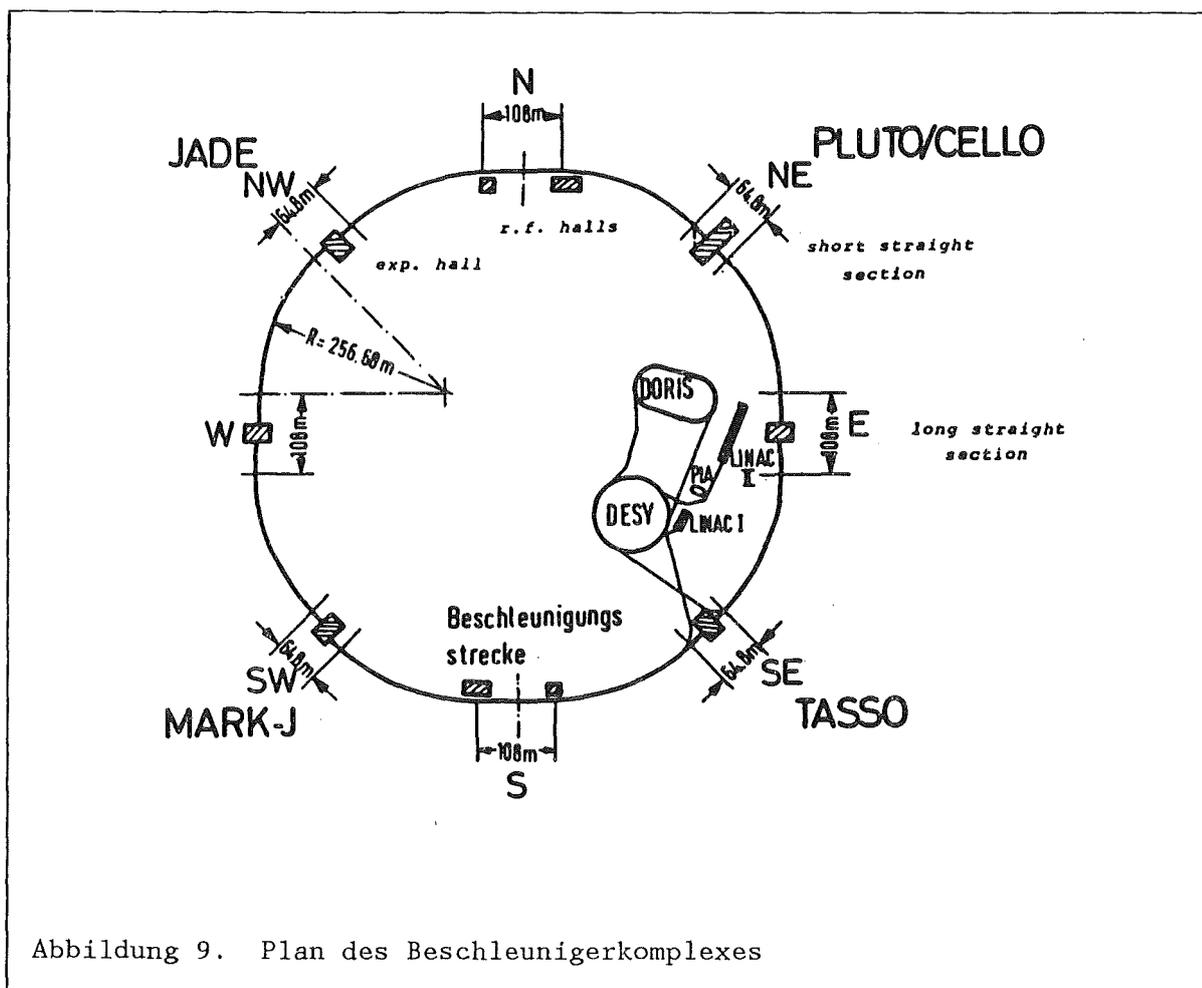


Abbildung 9. Plan des Beschleunigerkomplexes

$$L = \frac{I^+ I^-}{4 \pi e^2 v N_B \sigma_x \sigma_y} \quad [\text{cm}^{-2} \text{sec}^{-1}]$$

Die Luminosität kann durch bessere Fokussierung oder höhere Ströme verbessert werden. Da hohe Teilchenströme durch Raumladungseffekte die Fokussierung verschlechtern und außerdem die Rate der Strahl-Gas-Untergrund-Reaktionen erhöhen, wurde 1981 die Fokussierung an den Wechselwirkungspunkten durch den Einbau von zusätzlichen Quadrupolen verbessert. Diese "Mini- $\beta$ -Konfiguration" erhöhte die Luminosität auf Spitzenwerte um  $10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{sec}^{-1}$ .

Die maximal erreichbare Strahlenergie wird durch die Synchrotronstrahlung der umlaufenden Teilchen begrenzt. Die abgestrahlte Leistung ist proportional der 4. Potenz der Energie und umgekehrt proportional dem Krümmungs-

radius der Teilchenbahnen in den Ablenkmagneten. Die maximale Energie ist erreicht, sobald die gesamte Beschleunigerleistung als Synchrotronstrahlung wieder abgestrahlt wird. Durch den Einbau von zusätzlichen Beschleunigungskavitäten wurde die maximale Strahlenergie ständig erhöht. In den Jahren 1983 und 1984 wurden Schwerpunktsenergien bis zu 46.8 GeV erreicht.

Die Beschleunigung der Elektronen und Positronen erfolgt stufenweise. Die Elektronen werden von einem Linearbeschleuniger **LINAC 1** mit 50 MeV in das Synchrotron **DESY 1** eingespeist und dort auf 7 GeV vorbeschleunigt. Mit dieser Energie werden sie in **PETRA** in Form von zwei Strahlpaketen gespeichert. Die Positronen werden von einem zweiten Linearbeschleuniger **LINAC 2** durch Paarbildung in einem Target erzeugt und in dem Positronen-Intensitäts-Akkumulator **PIA** gesammelt. Nach der Vorbeschleunigung auf 7 GeV in **DESY 1** werden die Positronen in ebenfalls zwei Strahlpaketen in **PETRA** gespeichert. Sobald die gewünschten Intensitäten ( $I^+ \approx I^- \approx 5 \text{ mA}$

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	$\approx 2 \times 10^{11}$
Anzahl der Wechselwirkungs-zonen	4
Einschußenergie	7 GeV
Anzahl der Beschleunigungsstrecken	112 mit 500 MHz 24 mit 1 GHz
max. Hochfrequenzleistung	10 MW
max. Strahlenergie	23.4 GeV
Luminosität pro Experiment :	
Maximum pro Tag	$\leq 450 \text{ nb}^{-1}$
Summe von 1984 (214 d)	$20600 \text{ nb}^{-1}$
Strahllagegenauigkeit	$\leq 1/10 \text{ mm}$
max. Strom pro Teilchenpaket bei max. Energien	3.5 mA
Vakuum im Strahlrohr	$2 \times 10^{-12} \text{ bar} + 10^{-13} \text{ bar/mA}$
Lebensdauer einer Füllung	$\leq 10 \text{ h}$

Tabelle 3. Technische Daten des PETRA - Speicherrings

entsprechend  $10^{11}$  Teilchen pro Strahlpaket) erreicht sind, werden die Elektronen und die entgegengesetzt umlaufenden Positronen gleichzeitig auf die maximale Energie beschleunigt. Dabei werden die Felder der Dipolmagnete ständig der Strahlenergie angepaßt. Die gesamte Prozedur nimmt etwa 20 Minuten in Anspruch. Die Lebensdauer der gespeicherten Strahlen wird im wesentlichen durch Kollisionen mit dem Restgas in der Strahlröhre begrenzt. Nach etwa drei Stunden ist die Intensität auf ein Drittel abgesunken und eine neue Füllung wird nötig.

Abbildung 9 zeigt schematisch die einzelnen Komponenten der Beschleunigerkomplexes, Tabelle 3 die technischen Daten von PETRA.

## 5. DER CELLO DETEKTOR

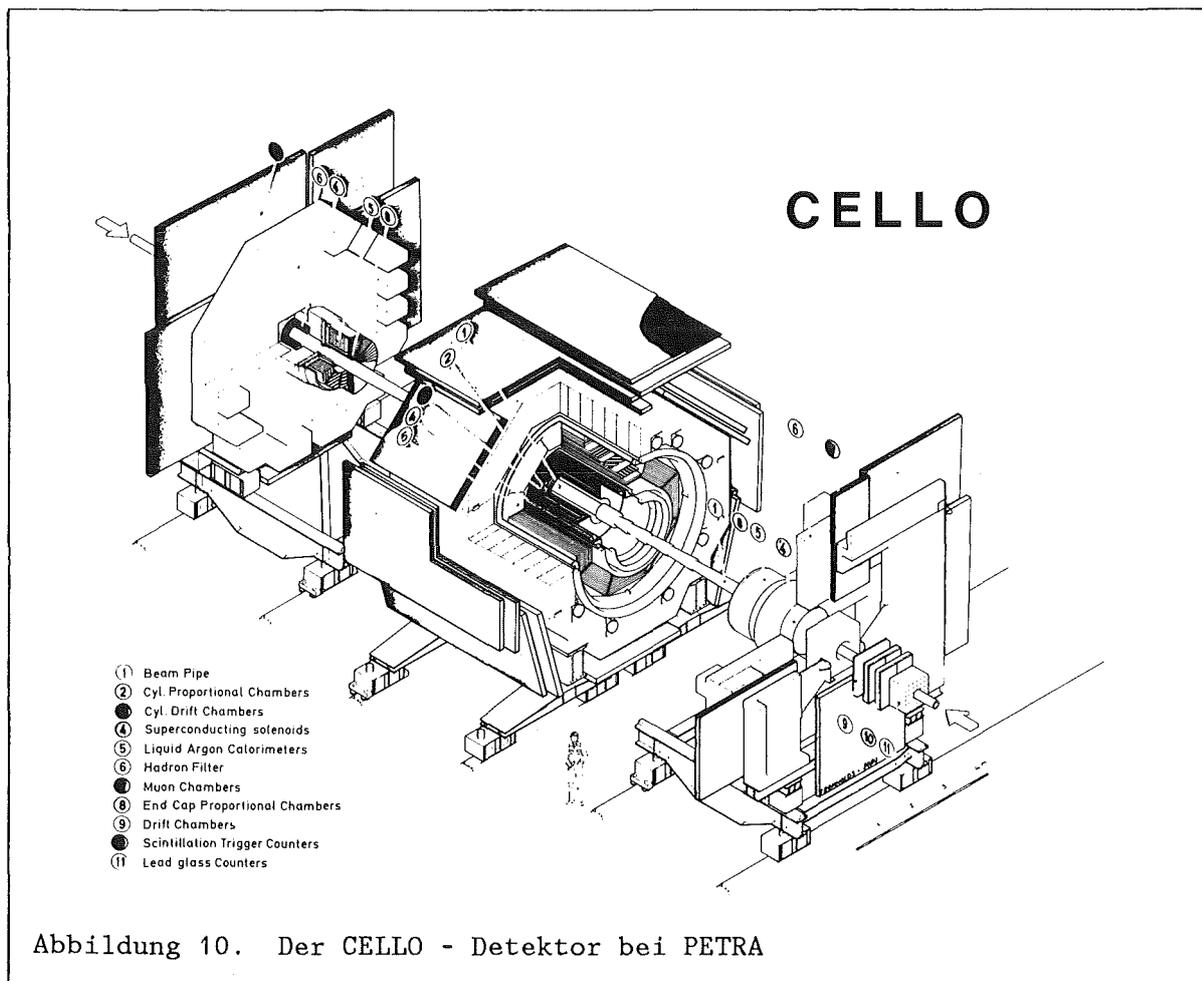
Der Detektor CELLO [5] wurde 1980 nach etwa fünf Jahren Planung und Bau von einer internationalen Kollaboration (siehe "Anhang D. Autorenliste der CELLO - Kollaboration") in Betrieb genommen. CELLO teilte sich zunächst mit PLUTO die Experimentierhalle im Nordosten des DESY-Geländes. Im Herbst 1982 wurde PLUTO zugunsten von CELLO endgültig aus dem Strahl genommen. Im Herbst 1986 wurden die Messungen mit dem Ende des Betriebes von PETRA eingestellt. CELLO ist als typischer Mehrzweckdetektor für  $e^+e^-$ -Speicherringexperimente konzipiert. Die begrenzte Anzahl der Wechselwirkungspunkte und die Vielfalt der Prozesse, die in der  $e^+e^-$ -Physik untersucht werden können, erfordern Detektoren, die über einen großen Raumwinkel geladene und neutrale Teilchen nachweisen und wenn möglich identifizieren können. Zu den technischen Besonderheiten des CELLO Detektors zählen seine große, aber sehr dünnwandige supraleitende Spule und das feinsegmentierte Blei-flüssig-Argon-Kalorimeter. Er überdeckt fast den gesamten Raumwinkel um den Wechselwirkungspunkt und ist zylindersymmetrisch um das Strahlrohr angeordnet. Abbildung 10 zeigt eine Explosionszeichnung des Detektors, während Front- und Seitenansicht in Abbildung 11 dargestellt sind.

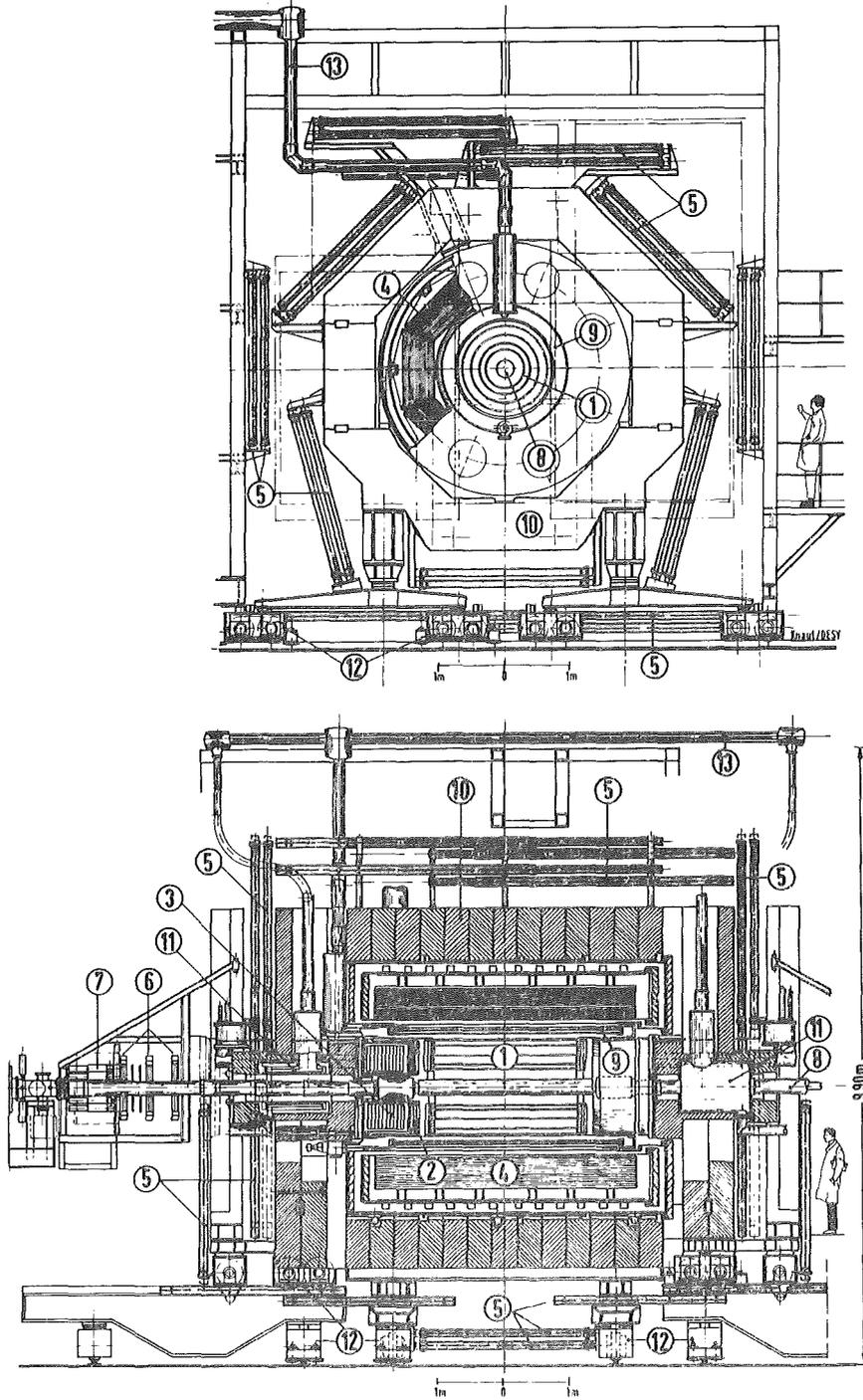
Die wichtigsten Detektorkomponenten sind

- Der Spurdetektor zum Nachweis geladener Teilchen
  - Der Vertexdetektor
  - Die Driftkammern
  - Die Proportionalkammern
  - Die supraleitenden Magnetspule
  - Die Endkappen-Proportionalkammern
- Das Kalorimetersystem zum Nachweis neutraler Teilchen
  - Das zentrale Blei-flüssig-Argon-Kalorimeter
  - Die Endkappen-Blei-flüssig-Argon-Kalorimeter
  - Der "Holetagger"
  - Die Bleiglas-Zähler unter kleinen Winkeln
- Das eiserne Rückflußjoch des Magneten
- Die Myonkammern

Mit diesen Detektorkomponenten werden insgesamt 97 % des vollen Raumwinkels von  $4\pi$  überdeckt. Durch ein gemeinsames Trigger-, Auslese- und Überwachungssystem werden sie zu einem Großdetektor verbunden:

- Ein sehr flexibler Trigger kombiniert die Triggerinformationen der einzelnen Detektorkomponenten und erkennt gute  $e^+e^-$ -Ereignisse.
- Die Detektorauslese, ein erweitertes CAMAC-System, wird von einem Computer des Typs PDP 11/44 ausgelesen.
- Die Detektorüberwachung läuft ebenfalls auf dem Experimentrechner und überprüft ständig die Funktionen aller Detektorkomponenten.





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

Abbildung 11. Der CELLO - Detektor im Schnitt

Überdeckter Raumwinkel (min. 8 Kammern	91%	von $4\pi$ ( $ \cos(\vartheta)  < 0.91$ )
Impulsauflösung $\sigma_{p_T/p_T^2}$	2.9%	(mit Ar/Methan)
	2.0%	(mit Vertexfit)
	2.2%	(mit Ar/Äthan)
	1.3%	(mit Vertexfit)
Vertextauflösung	800 $\mu$	(ohne Vertextdetektor)
	300 $\mu$	(mit Vertextdetektor)
Material vor dem Detektor	0.01 $X_0$	(bis 1982)
	0.02 $X_0$	(ab 1982)
Dicke des Detektors	0.06 $X_0$	

Tabelle 4. Physikalische Daten des Spurdetektors

In den folgenden Kapiteln werden die einzelnen Komponenten näher erläutert. Dabei wird der Schwerpunkt auf die für diese Arbeit wesentlichen Komponenten, nämlich den Spurdetektor und das zentrale Blei-flüssig-Argon-Kalorimeter, gelegt.

Das Koordinatensystem des CELLO-Detektors, auf das sich viele Angaben beziehen, hat den Wechselwirkungspunkt als Ursprung. Die Elektronen bewegen sich in Richtung der  $Z_+$ -Achse. Auf die Z-Achse beziehen sich der Radius  $r$ , der Azimuthalwinkel  $\vartheta$  und der Polarwinkel  $\phi$ .

## 5.1 DER SPURDETEKTOR

Geladene Teilchen können durch ihre elektromagnetische Wechselwirkung mit Materie (hier den Kammergasen) direkt nachgewiesen werden. Der Energieverlust hochenergetischer geladener Teilchen in Materie wird näherungsweise durch die Bethe-Bloch-Formel beschrieben:

$$-\frac{dE}{dx} = (4\pi r_e^2 m_e c^2 N_0 Z z^2 / A \beta^2) [\ln(2m_e c^2 \beta^2 / ((1 - \beta^2)I)) - \beta^2]$$

x Dichte des Materials in  $[g \text{ cm}^{-2}]$

$N_0$	Avogadrozahl
$Z$	Ladungszahl des Materials
$A$	Massenzahl des Materials
$ze$	Ladung des Teilchens
$\beta c$	Geschwindigkeit des Teilchens
$I$	effektives Ionisationspotential (materialabhängig)

Typische Werte sind beispielsweise 2 KeV/cm Energieverlust eines  $\pi^-$  von 3 GeV in Argon bei Normaldruck. Da für jedes Elektron-Ionen-Paar in Gasen etwa 30 eV (Argon 26 eV) aufgewendet werden müssen, entstehen pro cm ungefähr 100 primäre Elektronen. Die entstandenen freien Elektronen werden von den Ionen in einem elektrischen Feld separiert. Die Elektronen driften in Richtung der Anoden. In der Nähe der sehr dünnen Anodendrähte werden elektrische Feldstärken von  $10^4 - 10^5$  V/cm erreicht. In diesen starken Feldern können die Elektronen zwischen zwei Stößen genug Energie gewinnen, um sekundäre

Lage	Kammer- typ	Abstand vom Vertex (mm)	Zahl der Anoden	Drahtabstand (mm)	Zahl der Kathoden	
					90°	30°
1	Vertex	109	128	5.35		
2	Vertex	114	128	5.60		
3	Prop	170	512	2.09	252	256
4	Prop	210	512	2.58	228	256
5	Drift	255	104	15.41		
6	Drift	304	128	14.92		
7	Prop	357	1024	2.19	366	512
8	Drift	402	168	15.03		
9	Drift	451	192	14.76		
10	Drift	500	208	15.10		
11	Prop	553	1536	2.26	420	768
12	Drift	598	256	14.68		
13	Drift	647	256	15.88		
14	Prop	700	1536	2.86	494	768

Tabelle 5. Aufbau des Spurdetektors

Elektron-Ion-Paare zu erzeugen. Die daraufhin einsetzende Kettenreaktion erzeugt eine Lawine von  $10^4$  -  $10^6$  Elektronen und damit ein meßbares Signal auf dem Signaldraht.

Der Spurdetektor ist aus zwei Vertexkammern, sieben Driftkammern und fünf Proportionalkammern aufgebaut, die innerhalb der supraleitenden Spule zylindrisch um das Strahlrohr angeordnet sind. Tabelle 5 enthält die geometrischen Daten dieser Anordnung. Der Impuls und das Ladungsvorzeichen der Teilchen wird aus der Richtung und dem Krümmungsradius der Spur im Magnetfeld bestimmt. Tabelle 4 enthält die Leistungsdaten des Spurdetektors. Die Komponenten des Spurdetektors werden in den nächsten Abschnitten behandelt.

### 5.1.1 Die Vertexkammern

Direkt außerhalb des Strahlrohres befinden sich seit 1982 zwei Lagen von je 128 Driftrohren. Die beiden Lagen sind gegeneinander um einen halben Rohrdurchmesser versetzt. Diese zusätzlichen Meßpunkte erhöhen die Genauigkeit der Impulsmessung und der Bestimmung der Vertexkoordinaten. Die Driftrohre enthalten in einem sehr dünnen, mit einer Argon-Äthan-Mischung gefüllten Aluminiumrohr einen axial gespannten Anodendraht. Die beim Durchgang eines geladenen Teilchens erzeugten freien Elektronen driften von der Anodenspannung

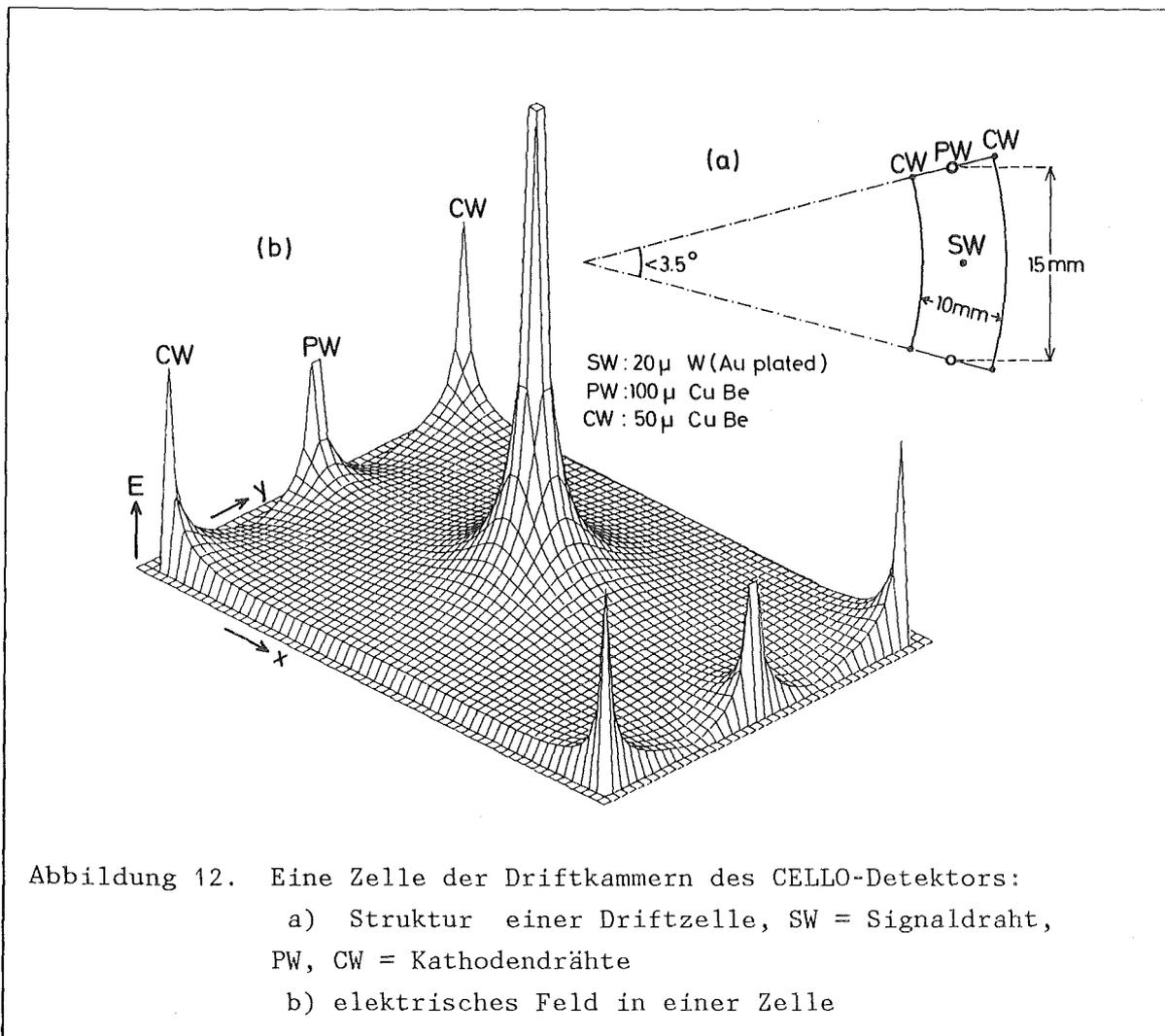
Zahl der Driftrohre	2 x 128
Dicke der Aluminiumrohre	0.18 mm
Abstand vom Vertex	Lage 1 10.90 cm
	Lage 2 11.37 cm
Drahtlänge	1.0 m
Gasmischung	50 % Argon
	50 % Äthan
Strahlungsdicke	1.23 % $X_0$
Ortsauflösung	181 $\mu$ m
Akzeptanz	$ \cos(\vartheta)  < 0.96$

Tabelle 6. Technische Daten des Vertexdetektors

beschleunigt auf die Anode zu und erzeugen dort ein Signal. Aus der Driftzeit läßt sich der radiale Abstand der Spur von der Anode bestimmen. Die axiale Position der Spur kann nicht gemessen werden. Tabelle 6 enthält die technischen Daten des Vertexdetektors.

### 5.1.2 Die Driftkammern

Die Driftkammern messen die Position der Spurpunkte in der Ebene senkrecht zum Strahl mit hoher Genauigkeit. Dazu wird wie in den Vertexkammern die



Anodendrähte ( 20 $\mu\text{m}$ , W )	1312
Potentialdrähte ( 100 $\mu\text{m}$ , Cu-Be )	1312
Kathodendrähte ( 50 $\mu\text{m}$ , Cu-Be )	2624
Drahtlänge	2.2 m
Gasmischung (bis 1982)	90 % Argon + 10 % Methan
(ab 1982)	50 % Argon + 50 % Äthan
typ. Driftgeschwindigkeit	50 $\mu\text{m}$ / ns
Zeitauflösung der Elektronik	3.15 ns
Ortsauflösung ( $r\phi$ - Ebene )	210 $\mu\text{m}$ (Ar/Methan)
	130 $\mu\text{m}$ (Ar/Äthan)
Winkelauflösung	3 mrad

Tabelle 7. Technische Daten der Driftkammern

Driftzeit gemessen und über die Driftgeschwindigkeit auf den Abstand der Spur geschlossen. Die Driftzellen haben die in Abbildung 12 gezeigte einfache Struktur. Sie bestehen jeweils aus vier Kathodendrähten, zwei Potentialdrähten und einem Anoden- oder Signaldraht. Auf Feldformungsdrähte wird verzichtet und die Kathoden- und Potentialdrähte werden mit den benachbarten Zellen geteilt. Tabelle 7 enthält die wichtigsten technischen Daten der Driftkammern.

### 5.1.3 Die Proportionalkammern

Die Proportionalkammern sind abwechselnd mit den Driftkammern zylindersymmetrisch um die Strahlachse angeordnet. Jede Proportionalkammer besteht aus Kathodenstreifen, die auf einen Zylinder aus Mylarfolie mit Leitsilberlack aufgetragen sind. Zwischen zwei solchen Zylindern, die ihre Formstabilität durch Druckunterschiede erhalten, befinden sich die Anodendrähte. Die Kathodenstreifen verlaufen unter Winkeln von  $30^\circ$  (innerer Zylinder) und  $90^\circ$  (äußerer Zylinder) zur Strahlachse, während die Anodendrähte parallel zur Strahlachse gespannt sind. Im Unterschied zu den Driftkammern wird hier nicht die Driftzeit, sondern die Verteilung der Signale auf benachbarten Anodendrähten oder Kathodenstreifen zur Verbesserung der Genauigkeit der Koordi-

Anodendrähte ( 20 $\mu\text{m}$ W )	5120
Drahtlänge	2.2 m
Gasmischung	80 % Argon 20 % Isobutan 0.18 % Freon
Kathodenstreifen 30°	2560
90°	1760
Winkelauflösung	2 mrad
Ortsauflösung rz- Ebene	440 $\mu\text{m}$
r $\phi$ - Ebene	Drahtabstand / $\sqrt{12}$

Tabelle 8. Technische Daten der Proportionalkammern

naten der Spurpunkte verwendet. Dies hat den Vorteil, daß sämtliche Signale nach kurzer Zeit unabhängig von der Position der Spur gleichzeitig zur Verfügung stehen und als Triggersignale (siehe "Das Triggersystem") verwendet werden können. Nachteilig ist die im Vergleich zu den Driftkammern schlechtere Ortsauflösung. Die Korrelation der Anodensignale mit den Signalen der 30° und 90° Kathodenstreifen erlaubt die Rekonstruktion dreidimensionaler Raumpunkte. Tabelle 8 enthält die technischen Daten der Proportionalkammern.

#### 5.1.4 Die supraleitende Magnetspule

Der Spurdetektor ist von einer supraleitenden Magnetspule umgeben, die ein homogenes Magnetfeld von 1.3 Tesla erzeugt. Ein normalleitender Magnet dieser Größenordnung hätte einen Energiebedarf von etwa einem Megawatt und wäre bei jahrelangem Dauerbetrieb sehr unwirtschaftlich. Geladenen Teilchen werden durch die Lorentzkraft abgelenkt und bewegen sich im Magnetfeld auf einer Schraubenlinie, deren Achse parallel zum Strahl liegt und deren Krümmung ein Maß für den Impuls der Teilchen ist. Um die Auflösung des elektromagnetischen Kalorimeters sowenig wie möglich zu verschlechtern, ist die Spule mit gerade noch ausreichender mechanischer Festigkeit sehr dünn gebaut. Tabelle 9 enthält die technischen Daten der CELLO-Magnetspule.

Länge	4 m
Radius	80 cm
Volumen	6.15 m <sup>3</sup>
Betriebsfeld	1.32 T
Betriebsstrom	2954 A
Energie des Magnetfeldes	6 MJ
Dicke der Spule	0.49 X <sub>0</sub>
Material der Wicklung	Nb-Ti in Cu

Tabelle 9. Technische Daten der CELLO - Magnetspule

### 5.1.5 Die Endkappen-Proportionalkammern

Teilchen, die unter kleinen Winkeln zur Strahlachse den Spurdetektor durchqueren, treffen nur wenige Kammern des Innendetektors. Solche Teilchen werden in den Endkappen-Proportionalkammern nachgewiesen und die Messung ihres Impulses wird durch zwei zusätzliche Raumpunkte verbessert. Tabelle 10 enthält die Daten der Kammern.

Abstand vom Wechselwirkungspunkt	1405 - 1425 mm
Akzeptanz	$0.886 <  \cos(\vartheta)  < 0.989$
Raumwinkel	9% von $4\pi$
Ortsauflösung	5 mm

Tabelle 10. Technische Daten der Endkappen-Proportionalkammern

## 5.2 DAS ELEKTROMAGNETISCHE KALORIMETER

Das Kalorimetersystem des CELLO-Detektors ergänzt den Spurdetektor. Es besteht aus folgenden Komponenten:

- Dem zentrale Blei-flüssig-Argon-Kalorimeter
- Den Endkappen-Blei-flüssig-Argon-Kalorimeter
- Dem "Holetagger"
- Den Bleiglas-Zählern unter kleinen Winkeln

Während im Spurdetektor nur geladene Teilchen nachgewiesen werden können, sind die Blei-flüssig-Argon-Schauerzähler auch empfindlich auf Photonen und neutrale Hadronen. Weiterhin wird die Energiemessung eines Schauerzählers im Gegensatz zu der bei hohen Impulsen sehr ungenauen Impulsbestimmung mit steigender Energie genauer. Wichtig für die physikalischen Prinzipien von Schauerzählern ist der Begriff der Strahlungslänge  $X_0$ . Neben der durch die Bethe-Bloch-Formel beschriebenen Ionisation spielen für den Energieverlust hochenergetischer Elektronen und Photonen in Materie zwei weitere Effekte eine Rolle und dominieren den Wirkungsquerschnitt bei hohen Energien und dichten Materialien:

### Bremsstrahlung

Über den Energieverlust durch Bremsstrahlung:

$$-\frac{dE}{dx} = 4\alpha Z^2 r_e^2 E N_0 / A \ln(183/Z) =: E/X_0$$

wird die Strahlungslänge  $X_0$  definiert. Eine Strahlungslänge entspricht beispielsweise 1.8 cm in Eisen und 0.6 cm in Blei.

### Paarbildung

Die Wahrscheinlichkeit, für ein hochenergetische Photonen ein Elektron-Positron-Paar zu erzeugen, ist  $P = \frac{7}{9}$  auf einer Strahlungslänge.

Die Wechselwirkung hochenergetischer Elektronen und Photonen führt daher zu einer Kaskade von immer mehr Elektronen und Photonen. Diese Schauerentwicklung bricht erst bei Energien unter einigen MeV ab, wenn die Ionisation die

Material vor dem Kalorimeter	1.1 $X_0$
Dicke des Kalorimeters	20 $X_0$
	0.9 $\lambda_0$
Dicke der Bleilagern	1.2 mm
Abstand der Bleilagern	3.6 mm
Breite der Bleistreifen	0° und 90°
	2.3 cm
	45°
	3.25 cm
Anzahl der elektronischen Kanäle	9216
Winkelauflösung	$\leq 4$ mrad
Hochspannung	2.5 - 5.0 kV
Inaktiver Bereich zwischen den Modulen	$\leq 3.5$ %
Akzeptanz	$ \cos(\vartheta)  < 0.9$
Energieauflösung	$\sigma(E) / E \leq 0.13 / \sqrt{E}$

Tabelle 11. Technische Daten des zentralen Kalorimeters

anderen Prozesse dominiert. Diese elektromagnetischen Schauer haben folgende Eigenschaften:

- Die maximale Anzahl von Teilchen im Schauer ist proportional der Energie des primären Elektrons oder Photons. Daraus folgt, daß die Energieauflösung proportional zu der Quadratwurzel der Anzahl der Teilchen und damit proportional zu der Primärenergie ist.
- Die Tiefe des Maximums des Schauers steigt logarithmisch mit der Energie.

Andere elektromagnetisch wechselwirkende Teilchen (Myonen, geladene Hadronen) sind zu schwer, um wesentliche Anteile ihrer Energie durch Bremsstrahlung zu verlieren. Sie erleiden auch in dichten Medien lediglich den Energieverlust durch Ionisation. Hadronen haben eine weitere Möglichkeit, mit der Materie in Wechselwirkung zu treten. Analog zur Teilchenmultiplikation im elektromagnetischen Schauer können in inelastischen Hadron-Streuungen weitere Hadronen gebildet werden, die einen hadronischen Schauer bilden. Die Wirkungsquerschnitte dafür sind allerdings viel kleiner als für die Elektron- und Photonreaktionen mit Materie. Deshalb durchdringen hadronische Schauer die CELLO-Kalorimeter, ohne ihre Energie vollständig abzugeben. Eine genaue Energiemessung ist daher für Hadronen nicht möglich.

Das elektromagnetische Kalorimeter des CELLO-Detektors benutzt Blei als aufschauernendes Material und flüssiges Argon als Nachweismedium. Der Aufbau der beiden Komponenten, des zentralen Kalorimeters und der Endkappen-Kalorimeter wird in den folgenden Abschnitten erläutert.

### 5.2.1 Das zentrale Kalorimeter

Das zentrale Kalorimeter besteht aus 16 Modulen mit trapezförmigem Querschnitt, die in einem großen Kryostaten in zwei Achtecken hintereinander angeordnet sind. Abbildung 13 zeigt diese Anordnung. Alle Module haben denselben, in Abbildung 14 dargestellten Aufbau. Bleiplatten, die auf Erdpotential liegen, trennen je zwei Ebenen von Bleistreifen unterschiedlicher Orientierung. Die Bleistreifen sind um  $0^\circ$ ,  $45^\circ$  oder  $90^\circ$  zur Strahlrichtung gedreht und liegen auf Hochspannung. Die Zwischenräume sind mit flüssigem Argon als Nachweismedium aufgefüllt. Vor den ersten Bleiplatten befinden sich zwei Ebenen von Kupferstreifen, die zu  $dE/dx$  Messungen dienen.

Die im Blei erzeugten Sekundärteilchen ionisieren das Argon. Die Ionisationsladung wird durch die Hochspannung auf den einzelnen Streifen gesammelt

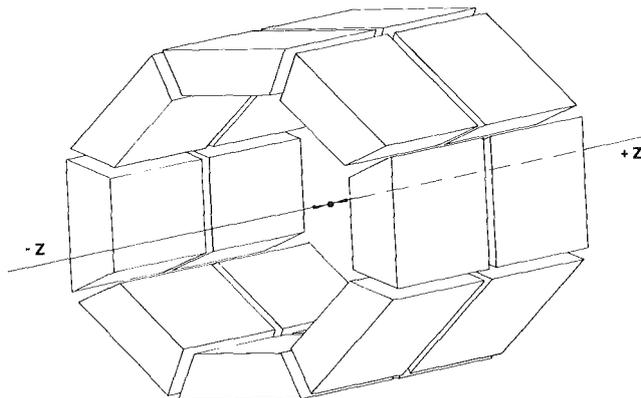


Abbildung 13. Anordnung der Kalorimetermodule

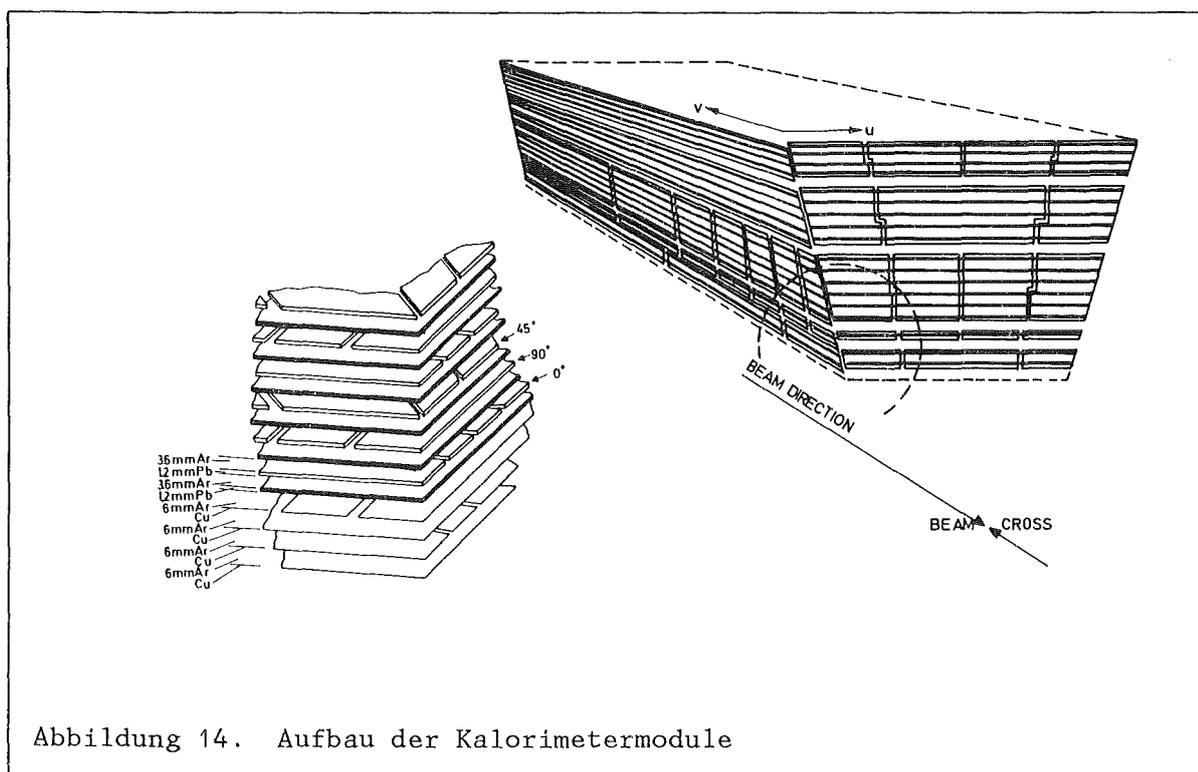


Abbildung 14. Aufbau der Kalorimetermodule

und mit einer sehr rauscharmen Elektronik gemessen. Die Streifenstruktur und deren unterschiedliche Orientierung erlauben die dreidimensionale Rekonstruktion von Schauern.

Bis Ende 1982 war ein Teil der Auslestreifen elektronisch gekoppelt, um die Zahl der Auslesekanäle zu reduzieren. Dazu wurden weit auseinanderliegende dünne Bereiche gleichen Raumwinkels durch denselben elektronischen Kanal ausgelesen. Die resultierenden Zweideutigkeiten wurden zum Teil im Rekonstruktionsprogramm aufgelöst.

Durch die feine Segmentierung ist eine detaillierte Messung der longitudinalen Schauerentwicklung möglich. Pro Modul können 576 elektronische Kanäle ausgelesen werden. Es werden aber, um die Menge der Daten zu begrenzen, jeweils nur die Kanäle ausgelesen, deren Signale um etwa  $2.5 \sigma$  über dem elektronischen Rauschen liegen. Das Kalorimeter ist so dimensioniert, daß es von Hadronen meist durchdrungen wird, ohne daß es zu hadronischen Reaktionen kommt. Selbst sehr hochenergetische Elektronen und Photonen werden dagegen vollständig im Kalorimeter absorbiert. Neben der Messung der Ladung auf den einzelnen Streifen werden die Kanäle ganzer Bereiche eines Moduls auch analog summiert. Diese Energiesummen werden als Signal für den neutralen Trigger verwendet. Tabelle 11 zeigt die Eigenschaften des Kalorimeters.

## 5.2.2 Die Endkappen-Kalorimeter

Material vor dem Kalorimeter	$1.2 X_0$
Anzahl der elektronischen Kanäle	1472
Akzeptanz	$0.91 <  \cos(\vartheta)  < 0.995$
Energieauflösung	$\sigma(E) / E \leq 0.20 / \sqrt{E}$
Winkelauflösung	$\leq 6 \text{ mrad}$

Tabelle 12. Technische Daten der Endkappen-Kalorimeter

Die Endkappen-Kalorimeter bestehen aus je zwei halbkreisförmigen Modulen, die den Bereich zwischen Strahlachse und zentralem Kalorimeter abdecken. Es werden wie im zentralen Kalorimeter Bleistreifen als aufschauernendes Material und zur Auslese verwendet. Die Streifen verlaufen hier in x,y Richtung oder halbkreisförmig. Die technische Daten enthält Tabelle 12.

## 5.2.3 Der "Holetagger"

Der Bereich zwischen dem zentralen Kalorimeter und den Endkappen-Kalorimetern wird durch einen Szintillatorzähler mit Photomultiplierauslese abgedeckt. Dieser sogenannte "Holetagger" sorgt für ein geschlossenes Kalorimetersystem über einen sehr großen Raumwinkel und erleichtert die Suche nach neuen Teilchen.

## 5.2.4 Die Bleiglas-Schauerzähler

Der Winkelbereich nahe der Strahlröhre von  $45 \text{ mrad} < \vartheta < 110 \text{ mrad}$  wird von je einem Bleiglas-Schauerzähler auf jeder Seite des Detektors erfaßt. Die Schauerzähler bestehen aus insgesamt 40 Bleiglasblöcken, die durch Photo-

multiplier ausgelesen werden. Dieser Vorwärtsdetektor ermöglicht eine von den Blei-flüssig-Argon-Kalorimetern unabhängige Bestimmung der Luminosität und dient außerdem als Trigger für Zweiphotonreaktionen.

### 5.3 DIE MYONKAMMERN

Hadronen werden im eisernen Rückflußloch des Magneten von fünf bis acht Absorbtlängen ( $\lambda_0$ ) Dicke zum großen Teil absorbiert. Myonen mit Energien über 1.6 GeV passieren den Hadronfilter dagegen mit einer Wahrscheinlichkeit von mehr als 85 %. Zu ihrem Nachweis sind rund um den Detektor 30 große, ebene Proportionalkammern [9] angeordnet, die mit einer Fläche von etwa 200 m<sup>2</sup> 92 % des vollen Raumwinkels überdecken. In der Ebene der Signaldrähte liegen Anoden und Potentialdrähte parallel. Diese Ebene wird umgeben von zwei Ebenen von Kathodenstreifen, die um 34° bzw. -34° gegen die Drahrichtung gedreht sind. Durch Korrelation der Signale der Anoden und der Kathoden können die Koordinaten rekonstruiert werden. Die Ortsauflösung der Myonkammern von etwa 1 cm ist wegen der Vielfachstreuung der Myonen im Detektor und im Eisen ausreichend. Tabelle 13 listet die technischen Daten der Kammern.

Anzahl der Kammern	30
Abstand der Anodendrähte	12.7 mm
Breite der Kathodenstreifen	10.6 mm
Überdeckter Raumwinkel	92 %
Ortsauflösung	6 mm

Tabelle 13. Technische Daten der Myonkammern

## 5.4 DAS TRIGGERSYSTEM

Die Elektronen und Positronen treffen etwa 260.000 Mal in der Sekunde im Wechselwirkungspunkt des Detektors aufeinander. Die Wirkungsquerschnitte der physikalisch interessanten Reaktionen sind aber so klein, daß bei den üblichen Luminositäten von PETRA die Reaktionsrate für beispielsweise multihadronische Ereignisse bei einigen Ereignissen pro Stunde liegt. Untergrundreaktionen wie die Wechselwirkung der Strahlpakete mit dem Restgas im Strahlrohr sind dagegen erheblich häufiger. Das Datenauslesesystem des CELLO-Detektors ist in der Lage, bis zu fünf Ereignisse pro Sekunde auszulesen und zu speichern. Aus diesen Randbedingungen folgen die Anforderungen an das Triggersystem:

- Die Triggerentscheidung muß rechtzeitig vor dem nächsten Strahldurchgang gefallen sein. Es stehen somit maximal 4  $\mu$ sec zur Verfügung, um die Triggerinformationen zu sammeln und zu verarbeiten.
- Physikalisch interessante Ereignisse verschiedenster Konfigurationen müssen mit hoher Ausbeute erkannt und ausgelesen werden.
- Untergrundereignisse sollten möglichst schon vom Trigger unterdrückt werden.
- Der Trigger muß unempfindlich gegen elektronische Störsignale sein.

Das Triggersystem verwendet Informationen aller Detektorkomponenten. Wichtig für multihadronische Ereignisse sind aber besonders der Spurtrigger und der neutrale Trigger des zentralen Kalorimeters. Auf diese und auf die logische Verknüpfung aller Triggersignale soll im folgenden näher eingegangen werden.

### 5.4.1 Der Spurtrigger

Der Spurtrigger [10] verwendet die Informationen der fünf Proportionalkammern und der 4. und 6. Driftkammer. Die Anodendrähte werden dazu in der  $r$ - $\phi$ -Projektion in 64 Sektoren, die Kathodenstreifen der Proportionalkammern

in der r-z-Projektion in 37 Sektoren unterteilt. In einem frei programmierbaren Halbleiterspeicher sind alle Kombinationen von Signalen, die von einer erlaubten Spur erzeugt werden, als sogenannte Masken gespeichert. Dabei wird von einer Spur verlangt:

- Ein minimaler Transversalimpuls  $p_T$  ( $\approx 300 \text{ MeV}/c$ )
- Ein maximaler Abstand vom Wechselwirkungspunkt ( $\approx 10 \text{ mm}$  in r- $\phi$  oder  $\approx 150 \text{ mm}$  in r-z)
- Das Ansprechen von mindestens 5 oder 6 der 7 Kammern in der r- $\phi$ -Projektion
- Das Ansprechen von mindestens 2 oder 3 der 5 Kammern in der r-z-Projektion

Abhängig von diesen Anforderungen, die den Untergrund- und Strahlbedingungen angepaßt werden können, berechnet der Experimentrechner vor Beginn einer Messung die Masken und überträgt sie in die Speichermodule des Spurtriggers. Innerhalb von 600 ns wird das Muster der angesprochenen Signaldrähte mit den vorprogrammierten Masken verglichen. Die Anzahl der in der r- $\phi$ - oder r-z-Projektion gefundenen Spuren wird der Triggerlogik zur weiteren Verarbeitung zur Verfügung gestellt.

#### 5.4.2 Der neutrale Trigger

Auch der neutrale Trigger [11] verwendet seit 1985 frei programmierbare Halbleiterspeicher, um auch komplizierte Bedingungen schnell und flexibel verarbeiten zu können. Hier werden aber keine einzelnen Schauer gesucht, sondern die Energiesummen bestimmter Bereiche der 16 Module des zentralen Kalorimeters ausgewertet. Die Summe A umfaßt den Bereich von 1 bis 17 Strahlungslängen  $X_0$  und ist ein Maß für die gesamte in dem Modul deponierte Energie. Die Summe B faßt die elektronischen Kanäle im Bereich von 4 bis 7 Strahlungslängen  $X_0$  zusammen und mißt die Energie im Schauermaximum elektromagnetischer Schauer. Beide Signale werden zu unterschiedlichen Zeiten von sehr schnellen Analog-Digital-Wandlern (Flash-ADC's) digitalisiert. Die Summe A wird im Signalmaximum echter, mit den Strahlwechselwirkungen korre-

lierter Signale gemessen. Die Summe B wird jeweils kurz vor und nach der Summe A gemessen, um die genaue zeitliche Lage des Signals bestimmen zu können. Die insgesamt  $3 \cdot 16$  digitalisierten Meßwerte werden als Adressen in mehrstufigen Tabellen, in denen die Triggerentscheidungen gespeichert sind, verwendet. Diese Tabellen werden von dem Experimentrechner aus den aktuellen Schwellen berechnet. Die Zeitinformation aus der doppelten Messung der Summe B wird benutzt, um zeitlich unkorrelierte elektronische Störungen und kosmische Schauer zu unterdrücken. Der neutrale Trigger übergibt 4 Triggersignale an die zentrale Triggerlogik:

LA1	Ein Modul mit mehr als 1.6 GeV
LA2	Zwei nicht benachbarte Module mit mehr als 1.0 GeV
LA3	Ein Modul mit mehr als 1.0 GeV
LA4	Ein Modul mit mehr als 0.8 GeV

#### 5.4.3 Die Triggerlogik

In einer letzten Stufe werden die Triggerinformationen aller Komponenten in der zentralen Triggerlogik, dem sogenannten "Mastertrigger" zusammengefaßt. Hier werden wieder vorprogrammierte Tabellen in Halbleiterspeichern verwendet, um Koinzidenzen und Antikoinzidenzen der einzelnen Triggersignale als logische Verknüpfungen zu realisieren. Die wichtigsten Kombinationen verlangen mehrere erkannte Spuren im Spurdetektor, Spuren in Verbindung mit einer minimalen Energie im zentralen Kalorimeter oder eine Energie von etwa 1 GeV in einem Modul des Kalorimeters. Die Triggerentscheidung liegt nach etwa 2.5  $\mu$ sec rechtzeitig vor der nächsten Wechselwirkung vor. Die Ansprechwahrscheinlichkeit des Triggers für multihadronische Ereignisse liegt bei über 96 %. Da in dieser Analyse keine absoluten Wirkungsquerschnitte verwendet werden, ist der Trigger keine Quelle für systematische Fehler.

## 5.5 DIE DATENAUSLESE

Das CELLO-Datenerfassungssystem besteht aus dem Experimentrechner, einem erweiterten CAMAC-System für die Kommunikation zwischen Rechner und Ausleseelektronik und aus der Ausleseelektronik der Detektorkomponenten selbst. Das CAMAC-System ist baumartig aufgebaut. Die Informationswege verzweigen sich vom Rechner zu den einzelnen Detektorkomponenten und von dort zu den einzelnen Elektronikeinheiten (meist ADC's oder TDC's).

Sobald der Trigger ein Ereignis akzeptiert hat, werden alle folgenden Strahldurchgänge ignoriert und alle Abläufe in dem Experimentrechner zugunsten des Ausleseprogramms unterbrochen. Dieses überträgt die Informationen der Detektorkomponenten in den Hauptspeicher des Rechners und formatiert das Ereignis nach einem festgelegten Schema zu einer Datenstruktur variabler Länge. Dabei wurde die Information teilweise schon vor dem Auslesen durch die Nullpunktunterdrückung der Ausleseelektronik komprimiert. Beispielsweise werden von den 9.216 elektronischen Kanälen des Kalorimeters nur diejenigen an den Rechner übertragen, deren Signal mindestens um  $2.5 \sigma$  über dem elektronischen Rauschen liegt. Die Längen typischer Ereignisse liegen zwischen einigen Hundert und einigen Tausend 16-Bit-Worten. Die Auslese dauert etwa 50 msec. Danach wird der Trigger wieder aktiviert.

Die Triggerentscheidung des Spurtriggers wird anhand der ausgelesenen Daten noch einmal überprüft. Akzeptierte Ereignisse werden durch ein Filterprogramm klassifiziert. Ereignisse, die bestimmten Bedingungen genügen und beispielsweise als Kandidaten für Bhabhastreueung oder ein multihadronisches Ereignis erkannt werden, werden von dem Filterprogramm markiert. Diese Ereignisse werden zusätzlich separat abgespeichert und regelmäßig von der Schichtbesatzung zur Kontrolle der Funktionen des Detektors überprüft.

Über eine feste Leitung werden die Daten an das DESY-Rechenzentrum übertragen. Dort werden sie von einem ständig aktiven Speicherprogramm übernommen, geprüft und auf einem Magnetplattenspeicher zwischengespeichert. Dieser Speicher wird in Abständen von einigen Stunden auf Magnetband kopiert und damit geleert. Abbildung 15 zeigt den Datenfluß des CELLO-Auslesesystems.

Der Experimentrechner wird neben der Datenauslese auch zur Experimentüberwachung eingesetzt. Dazu wird von bestimmten Programmen ein Teil der Ereignisse genauer überprüft. Beispielsweise wird die komplette Logik des neutralen Triggers etwa alle 10 sec für ein zufällig ausgewähltes Ereignis überprüft. Fehlfunktionen können auf diese Weise augenblicklich entdeckt werden. Ein weiteres Überwachungsprogramm füllt und verwaltet Histogramme, die Informationen über alle Komponenten des Detektors enthalten.

## 5.6 DIE VERARBEITUNG DER DATEN

Die Rohdaten, wie sie aus dem Detektor ausgelesen werden, sind in dieser Form für eine physikalische Analyse, die Eigenschaften der gemessenen Teilchen wie Impuls, Energie oder Ladung auswertet, noch nicht brauchbar. Dazu müssen die Daten erst rekonstruiert werden. Die wesentlichen Schritte der Datenrekonstruktion sind:

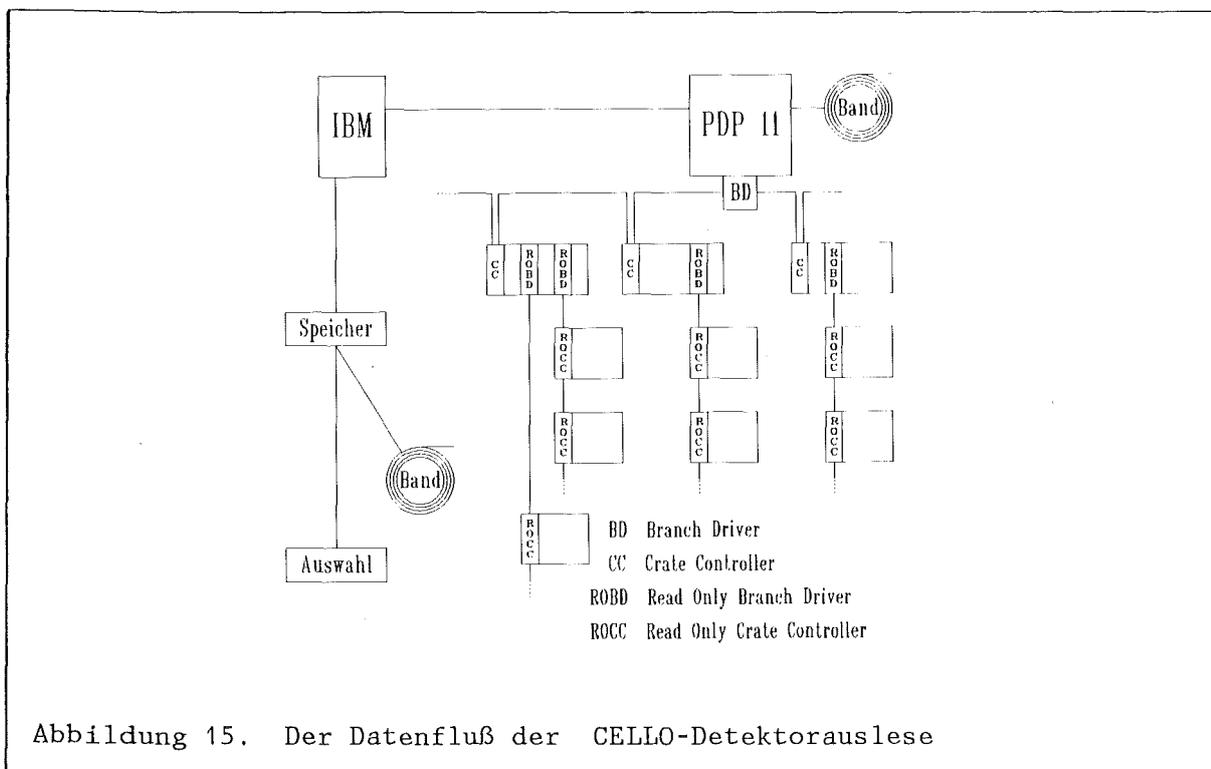


Abbildung 15. Der Datenfluß der CELLO-Detektorauslese

- Die Reduzierung der Datenmenge
- Die Rekonstruktion der Daten
- Die Vorselektion von physikalischen Ereignissen

Diese Schritte werden in den folgenden Kapiteln erläutert:

### 5.6.1 Der Filter

Die Triggerbedingungen sind normalerweise so eingestellt, daß die maximale Auslese- und Übertragungsrate von etwa fünf Ereignissen pro Sekunde ausgenutzt wird. Dies geschieht, um physikalische Ereignisse mit hoher Ausbeute zu erfassen. Gleichzeitig steigt jedoch auch der Anteil an Untergrundeignissen. Diese Datenmenge ist mit der Kapazität der vorhandenen Rechenanlagen nicht verarbeitbar. Die notwendige Abtrennung des Untergrundes wird von einem speziellen Filterprogramm [12] vorgenommen. Dieses Programm läuft auf einem IBM-kompatiblen Mikroprozessor (Emulator) und liest die Ereignisse von dem Magnetplattenzwischenpeicher. Das Filterprogramm rekonstruiert die Ereignisse teilweise und benutzt dazu:

- Die gemessenen Punkte des Spurdetektors
- Die Energiesummen des Kalorimeters
- Die Informationen des zentralen Kalorimeters

Die wesentlichen Schritte der Rekonstruktion sind:

- Die Rekonstruktion von Spuren in der  $r$ - $\phi$ -Projektion
- Die Analyse der Energiesummen des Kalorimeters
- Die Rekonstruktion von Schauern im zentralen Kalorimeters

Nach jedem Schritt wird das Ereignis entweder verworfen oder weiterverarbeitet. Die auf der Magnetplatte zwischengespeicherten Daten werden mit dem Ergebnis des Filterprogramms markiert. Der Filter verwirft weniger als 0.5 % aller multihadronischen Ereignisse. Die Datenmenge wird jedoch um 90 % reduziert und kann dann von den detaillierten Rekonstruktionprogrammen, die im nächsten Kapitel beschrieben werden, verarbeitet werden.

## 5.6.2 Die Rekonstruktion der Daten

Im Rahmenprogramm OFFRAM wird der Ablauf der Rekonstruktion festgelegt und die verschiedenen, unabhängigen Teilprogramme (Prozessoren) werden mit den benötigten Informationen über den aktuellen Zustand des Detektors (geometrische Konstanten, Eichungen, Zustand des Detektors usw.) versorgt. Hier soll nur auf die für diese Arbeit wichtigen Prozessoren kurz eingegangen werden.

**CELPAT** Das Programm CELPAT rekonstruiert räumliche Spuren im Spurdetektor. Dazu werden Raumpunkte benutzt, die bei den Proportionalkammern durch Korrelation der Pulse auf Anoden und Kathoden, bei den Driftkammern durch Kombination von Drahtkoordinaten und Driftzeiten bestimmt werden. In einem iterativen Verfahren werden Punkte gesucht, an die sich eine Schraubenlinie anpassen läßt. Für eine Spur müssen mindestens 7 Punkte, davon 2 rekonstruierte Raumpunkte, auf einer solchen Linie gefunden werden. Deren Parameter legen den Impuls des Teilchens fest.

Monte-Carlo-Simulationen zeigen, daß für Impulse  $p > 0.25$  GeV/c in multihadronischen Ereignissen etwa 72 % aller Spuren gefunden werden. Etwa 10 % der rekonstruierten Spuren werden vom Programm aus dem Untergrund oder Punkten anderer Spuren fälschlich zusammengesetzt.

**CLGEOM** Anschließend versucht das Programm CLGEOM, die von CELPAT bestimmten Impulsmessungen zu verbessern. Dazu werden Inhomogenitäten im Magnetfeld berücksichtigt und der Wechselwirkungspunkt wird als weiterer Spurpunkt mitbenutzt.

**LATRAK** Das Rekonstruktionsprogramm für Schauer im Kalorimeter, LATRAK, ermittelt mit Hilfe der Korrelationen zwischen den Streifen unterschiedlicher Orientierung in jeder Lage der Kalorimeter-Module zweidimensionale Zellen. Innerhalb der Lage werden Zellen zu Ladungshaufen und Ladungshaufen verschiedener Lagen zu Schauern zusammengefaßt. Überlappende Schauer können teilweise getrennt werden. Die Richtung eines Schauers wird durch Anpassung einer Geraden an die Ladungsschwerpunkte der einzelnen Lagen bestimmt. Dabei wird entweder der Wechselwirkungspunkt oder der Endpunkt

einer geladenen Spur, die auf den betreffenden Schauer zeigt, zur Erhöhung der Genauigkeit mitberücksichtigt.

**LNKJOB** Das Programm LNKJOB verbindet Schauer im Kalorimeter, die in der Verlängerung einer Spur im Spurdetektor gefunden werden, mit diesen und verhindert, daß solche Schauer als eigene, neutrale Teilchen gezählt werden.

**MUCH** Das Programm MUCH rekonstruiert Treffer in den Myonkammern und kombiniert sie mit Spuren aus dem Spurdetektor. Durch Korrelation der Signale der Anoden und Kathoden werden Punkte auf den Ebenen der Kammern gesucht. Die Zuordnung dieser Punkte zu Spuren des Spurdetektors erfordert eine Extrapolation der Spur durch das Kalorimeter und das Eisen unter Berücksichtigung von Vielfachstreuung, Ablenkung der Teilchen durch das Magnetfeld im Eisen und des Energieverlustes im Material des Kalorimeters und des Hadronfilters. Der Durchstoßpunkt der Verlängerung durch die Ebene der Myonkammer wird mit allen gefundenen Punkten verglichen. Die Kombinationen von Spuren und rekonstruierten Punkten in den Myonkammern mit den kleinsten, auf die Fehler normierten Abweichungen werden verbunden.

Die Rohdaten werden um die rekonstruierten Informationen ergänzt und wieder auf Magnetband gespeichert. Diese rekonstruierten Daten werden dann an die Labors der Kollaboration verteilt und dort analysiert.

## 5.7 DIE DETEKTORSIMULATION

Jeder Detektor hat nur eine begrenzte Nachweiswahrscheinlichkeit und Auflösung. Die Messungen von Impulsen, Energien oder Winkeln sind immer mit statistischen und systematische Fehlern behaftet. Eine eindeutige Teilchenidentifikation ist oft nicht möglich. Ein Teil der Teilchen geht durch Lücken oder in inaktivem Material verloren oder kann wie die Neutrinos prinzipiell nicht nachgewiesen werden. Alle diese Effekte beeinflussen jedes einzelne Ereignis und damit auch die gemessenen Verteilungen. Um diese Detektoreffekte zu korrigieren, muß der Einfluß der Apparatur auf Meßgrößen wie Energie

und Impuls genau bekannt sein. In "Einflüsse des Detektors auf die Meßgrößen" wird das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Korrekturverfahren beschrieben. Es verwendet als Grundlage die Monte-Carlo-Simulation des gesamten Detektors, eine Methode zur Berechnung der Detektoreffekte, die dem komplexen Aufbau eines Großdetektors angemessen ist und auf die in der Elementarteilchenphysik nicht verzichtet werden kann.

Die komplette Detektorsimulation läßt sich in folgende Schritte aufteilen:

1. Die Generierung von realistischen, unverfälschten Ereignissen (Vierervektoren) des zu korrigierenden Typs. Für die Simulation multihadronischer Ereignisse wurde das LUND-5.3-Programm [54] benutzt.
2. Die Simulation möglichst aller physikalischen Prozesse, denen die Teilchen dieser Ereignisse im Detektor unterworfen sind und der dabei entstehenden Detektorsignale (PTRAK).
3. Das Formatieren der simulierten Detektorsignale in einer, den Rohdaten des Experiments identischen Form (CELINT).
4. Die Rekonstruktion der simulierten Rohdaten mit den oben beschriebenen Rekonstruktionsprogrammen.

Die Simulationsprogramme PTRAK und CELINT sollen in den nächsten Abschnitten kurz beschrieben werden.

### 5.7.1 PTRAK

Das Programm PTRAK [15] simuliert den Durchgang der Teilchen durch den gesamten Detektor bis einschließlich zum Eisen des Hadronfilters. Dabei werden die Krümmung geladener Teilchen im Magnetfeld, Energieverluste durch Ionisation, Bremsstrahlung und Paarbildung, der Zerfall instabiler Teilchen, die Bildung elektromagnetischer und hadronischer Schauer im Kalorimeter und im Eisen des Hadronfilters, die Absorption hadronischer Schauer und die Vielfachstreuung von Myonen berücksichtigt. Dazu werden benutzt:

- Eine detaillierte Beschreibung der Geometrie des Detektors und der verwendeten Materialien.
- Das Programm EGS [13] zur Simulation von elektromagnetischen Schauern.
- Das Programm HETC [14] zur Simulation der Wechselwirkung von hadronischen Teilchen und Myonen mit Materie.

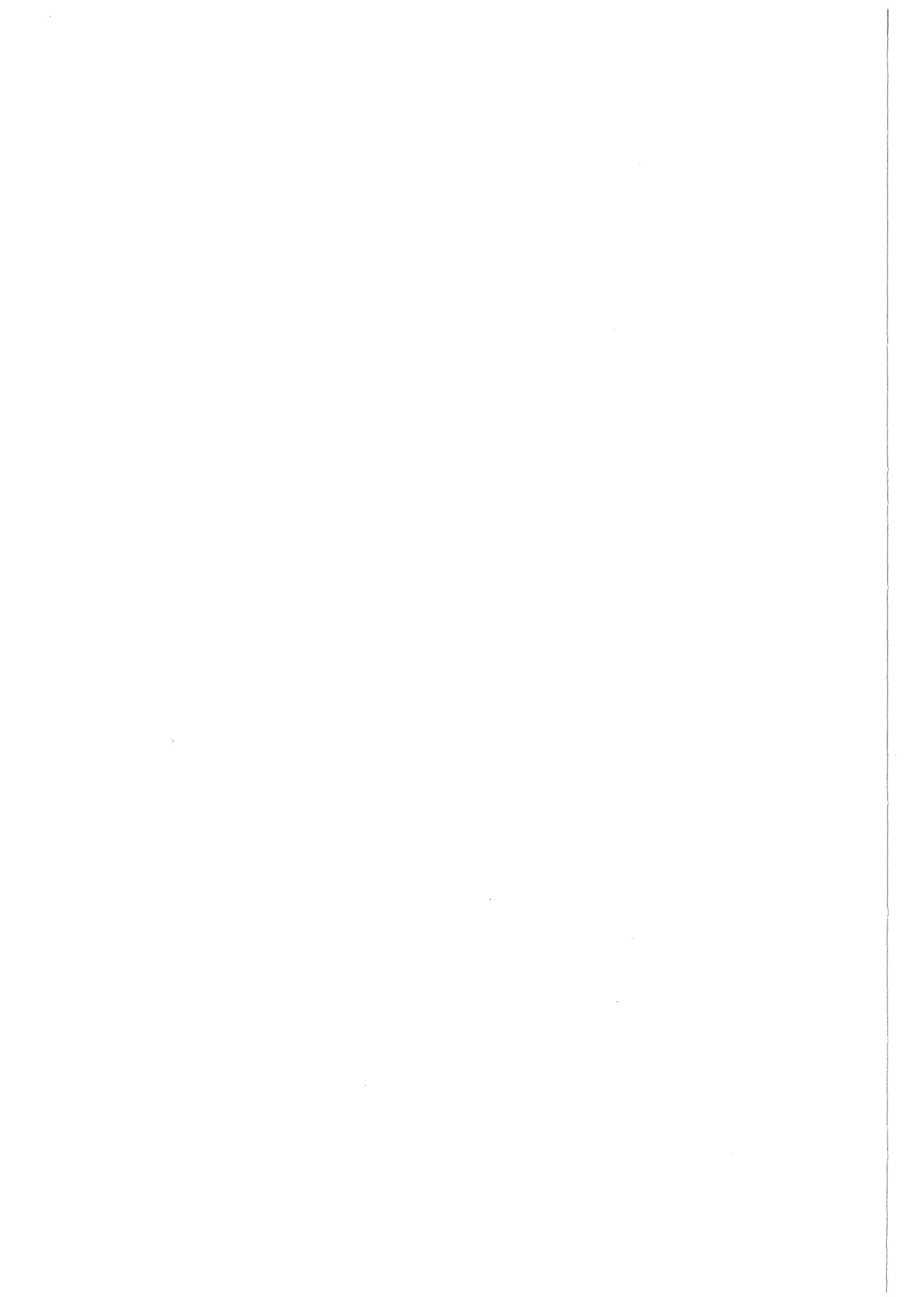
### 5.7.2 CELINT

Das Programm CELINT wird nach PTRAK aufgerufen und simuliert die Meßprozesse in den Detektorkomponenten. CELINT verarbeitet die von PTRAK berechneten Ladungsverteilungen und berechnet daraus:

- Die Driftzeiten in den Driftkammern
- Die Signale auf den Proportionalkammeranoden und -Kathoden
- Die Signale auf den Bleistreifen des Kalorimeters
- Die Signale in den Myonkammern

Dazu werden von CELINT Informationen über den Zustand des Detektors im zu simulierenden Zeitraum verwendet, die aus den Daten bestimmt wurden. Dies sind beispielsweise ausgefallene elektronische Kanäle und die Nachweiswahrscheinlichkeit der Kammern des Spurdetektors. Weiterhin wird das elektronische Rauschen und der Untergrund von der Synchrotronstrahlung des Beschleunigers realistisch simuliert. Zuletzt wird das simulierte Ereignis zusammengefaßt und im Format der CELLO-Rohdaten auf Magnetband geschrieben. Nach der Rekonstruktion können die simulierten Daten dann beispielsweise zur Korrektur von Verteilungen und zur Optimierung von Analyseverfahren verwendet werden.

DIE ANALYSE ZUR BESTIMMUNG DER KOPPLUNGSKONSTANTE  $\alpha_S$



## 6. DIE MEßGRÖßEN

Aus der unübersehbaren Vielfalt möglicher Observablen in  $e^+e^-$ -Ereignissen sind nur wenige für die Bestimmung von  $\alpha_s$  geeignet. Folgende Anforderungen müssen an solche Observablen gestellt werden:

### Berechenbarkeit

Die Wirkungsquerschnitte für Gluonbremsstrahlung sind divergent für die Grenzfälle niederenergetischer Gluonen (Infrarot-Divergenzen) und kollinear zum Quark abgestrahlter Gluonen (kollineare Divergenzen). Observable, deren Erwartungswerte oder differentielle Verteilungen dennoch frei von Divergenzen sind, werden infrarotinsensitiv genannt. Voraussetzung dafür ist eine lineare Abhängigkeit der Observablen von den Teilchenimpulsen.

### Konvergenz

QCD-Wirkungsquerschnitte in höherer als 2. Ordnung sind zur Zeit wegen der großen Anzahl zu berücksichtigender Graphen nicht berechenbar. Es muß daher von den Observablen gefordert werden, daß Korrekturen höherer Ordnung klein sind. Es wird angenommen, daß diese Voraussetzung für Observable erfüllt ist, deren Hauptbeitrag aus Prozessen 1. Ordnung stammt und deren Korrekturen 2. Ordnung klein sind.

### Unempfindlichkeit auf Fragmentationseffekte

Nichtperturbative Effekte sollten wegen der modellabhängigen Korrekturen möglichst klein sein. Diese Anforderung wird von den meisten Observablen kaum erfüllt. Eine Ausnahme bilden lediglich die Asymmetrie der Energie-Energie-Korrelationen und die Differenz der Jetmassen  $(M_h^2 - M_l^2)/s$ .

### Unempfindlichkeit auf Detektoreffekte

Alle Observablen werden durch die Ansprechwahrscheinlichkeit, die Energieauflösung und die Winkelauflösung des Detektors beeinflusst. Solche Effekte können zwar prinzipiell mit Hilfe der Detektorsimulation (siehe "Die Detektorsimulation") korrigiert werden, es muß aber gefordert werden, daß diese Korrekturen klein sind und nicht von Details der Simulation abhängen, um die systematischen

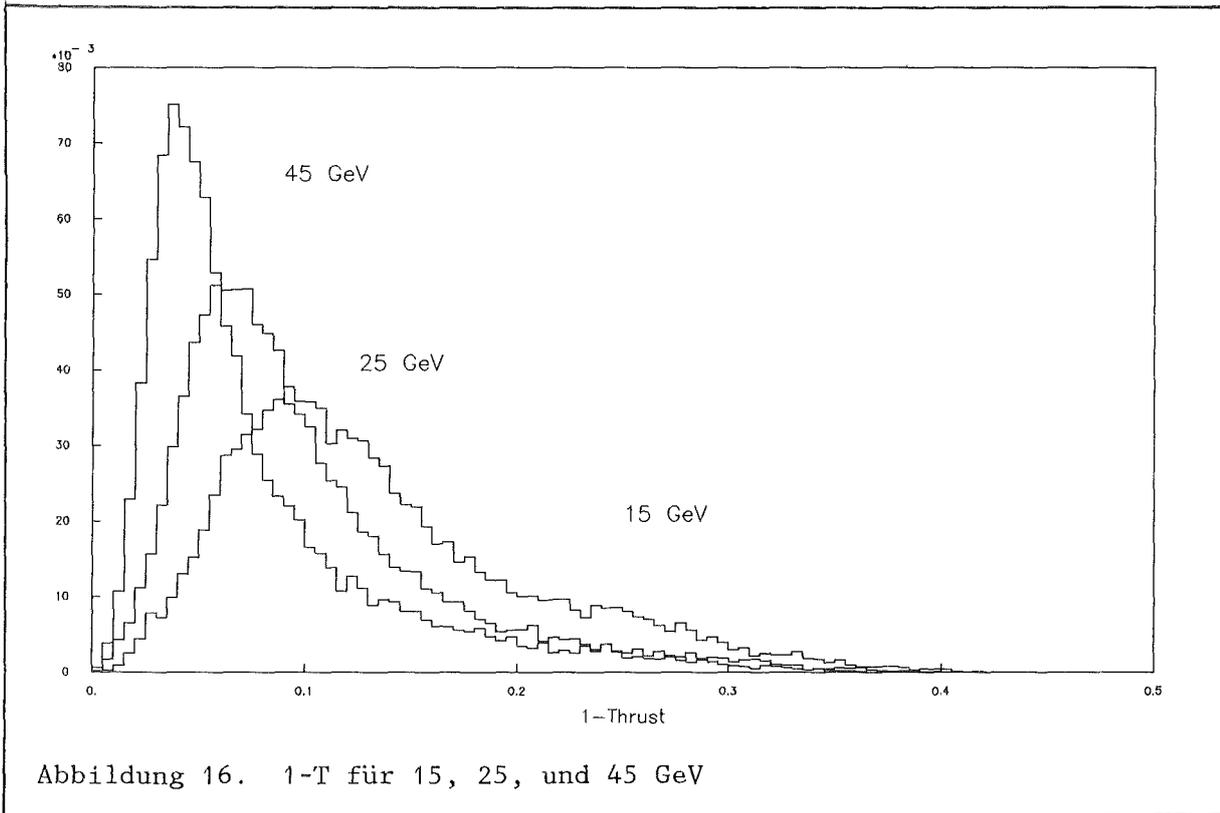


Abbildung 16.  $1-T$  für 15, 25, und 45 GeV

Fehler zu begrenzen. Die hier analysierten Observablen, die allein durch Teilchenimpulse und Energien definiert sind, erfüllen diese Anforderung.

In dieser Arbeit werden der Thrust  $T$ , die Jetmassen  $M_h^2/s$  und  $(M_h^2 - M_l^2)/s$  sowie die Asymmetrie der Energie-Energie-Korrelationen  $A_{EEC}$  analysiert. Diese Observablen werden in den folgenden Abschnitten definiert und mit ihren wesentlichen Eigenschaften vorgestellt. Dabei werden für eine qualitative Darstellung des Verlaufs der Verteilungen mit dem LUND-String-Modell simulierte Ereignisse verwendet.

## 6.1 DER THRUST

Der Thrust ist ein Maß für die Abweichung eines Ereignisses von einer reinen Zwei-Jet-Konfiguration. Dazu wird eine Ereignisachse, die Thrustachse, der-

art bestimmt, daß die Summe der Longitudinalimpulse der Teilchen bezüglich dieser Achse maximal wird:

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

Der differentielle Wirkungsquerschnitt  $d\sigma/dT$  divergiert für  $T \rightarrow 1$  wegen der Divergenzen im Drei-Jet-Wirkungsquerschnitt.

Der Mittelwert von  $1-T$  kann jedoch in 2. Ordnung QCD berechnet werden [41] [36][37] [35]:

$$\langle 1-T \rangle = 1.05 \alpha_s/2\pi + 9.5 (\alpha_s/2\pi)^2$$

Daher wird in dieser Arbeit durchgehend die Observable  $1-T$  verwendet und als Thrust bezeichnet.

Für ein reines Zwei-Parton-Ereignis gilt  $1-T = 0$ , für ein sternförmiges Drei-Parton-Ereignis  $1-T = 1/3$ , während ein völlig isotropes Ereignis durch  $1-T = 1/2$  gekennzeichnet wird. Der kinematische Bereich für den Thrust hängt also von der Anzahl der Teilchen im Endzustand ab.

Die Thrustverteilung zeigt bei niedriger Energie ein breites Maximum, das mit steigender Energie schmaler wird und sich zu kleineren  $1-T$ -Werten ver-

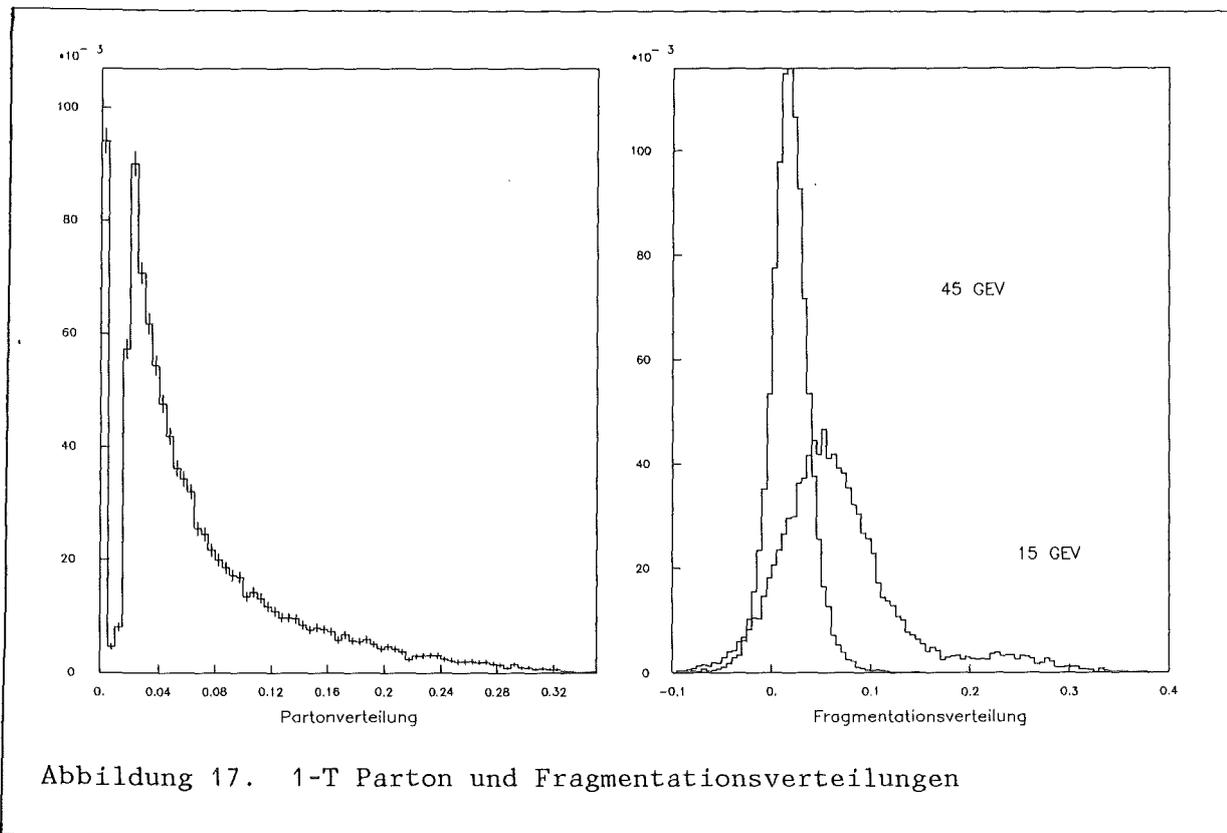


Abbildung 17.  $1-T$  Parton und Fragmentationsverteilungen

schiebt. Abbildung 16 zeigt die Form der Thrust-Verteilung für Schwerpunktsenergien von 15, 25, und 45 GeV. Die Thrust-Verteilung der Partonen, generiert mit dem Matrixelement 2. Ordnung des LUND-6.3-Programms bei einer Energie von 45 GeV, ist in Abbildung 17 zusammen mit den entsprechenden Verteilungen des Fragmentationsbeitrages zum Thrust dargestellt. Der Fragmentationsbeitrag ist hierbei als Differenz der Thrust-Werte der Hadronen und der Partonen berechnet.

## 6.2 DIE JETMASSEN $M_H^2/s$ UND $(M_H^2 - M_L^2)/s$

Die mit den lorentzinvarianten effektiven Massen der Jets zusammenhängenden Observablen  $M_h^2/s$  und  $(M_h^2 - M_l^2)/s$  wurden zuerst von Clavelli [33] als von Infrarot-Divergenzen freie, in der QCD berechenbare Größen vorgeschlagen. Die Jets werden hierbei durch eine Ebene definiert, die das Ereignis in zwei Hemisphären teilt. Die Ebene wird so gewählt, daß die Summe der Quadrate der

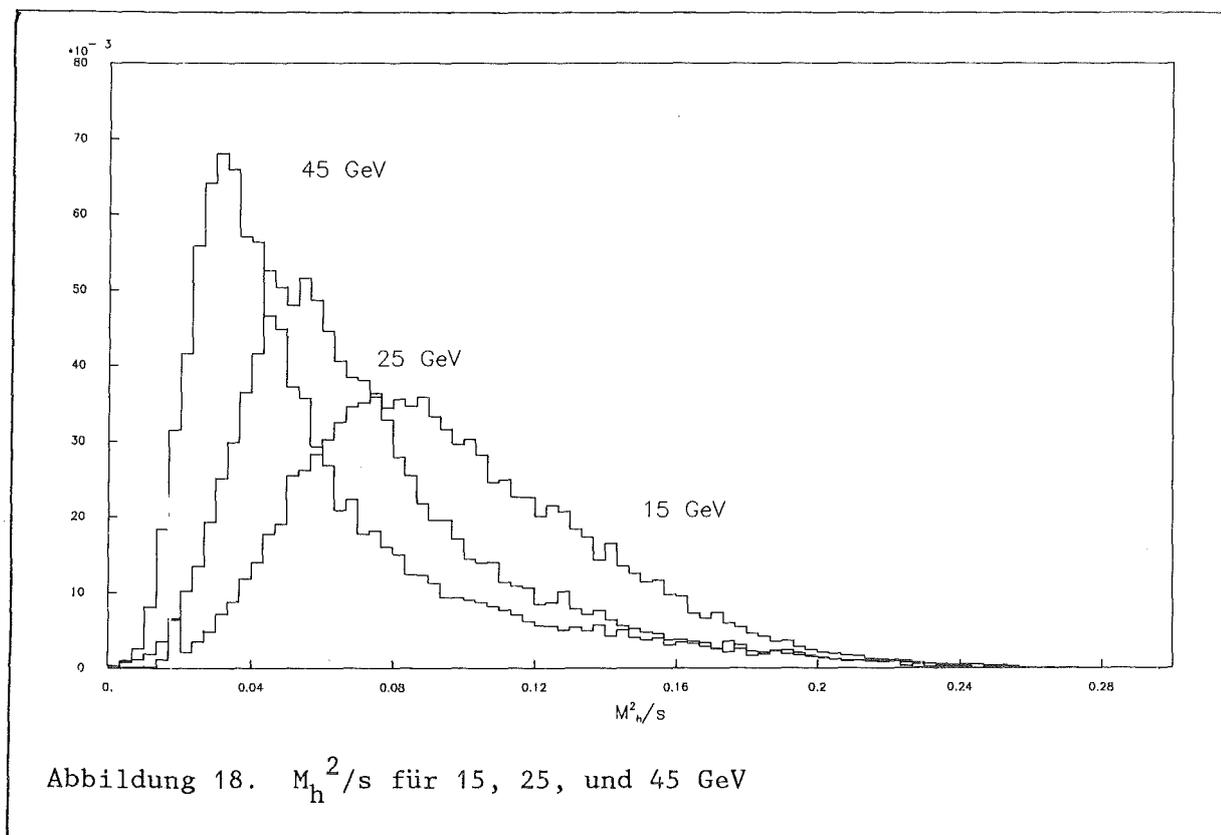
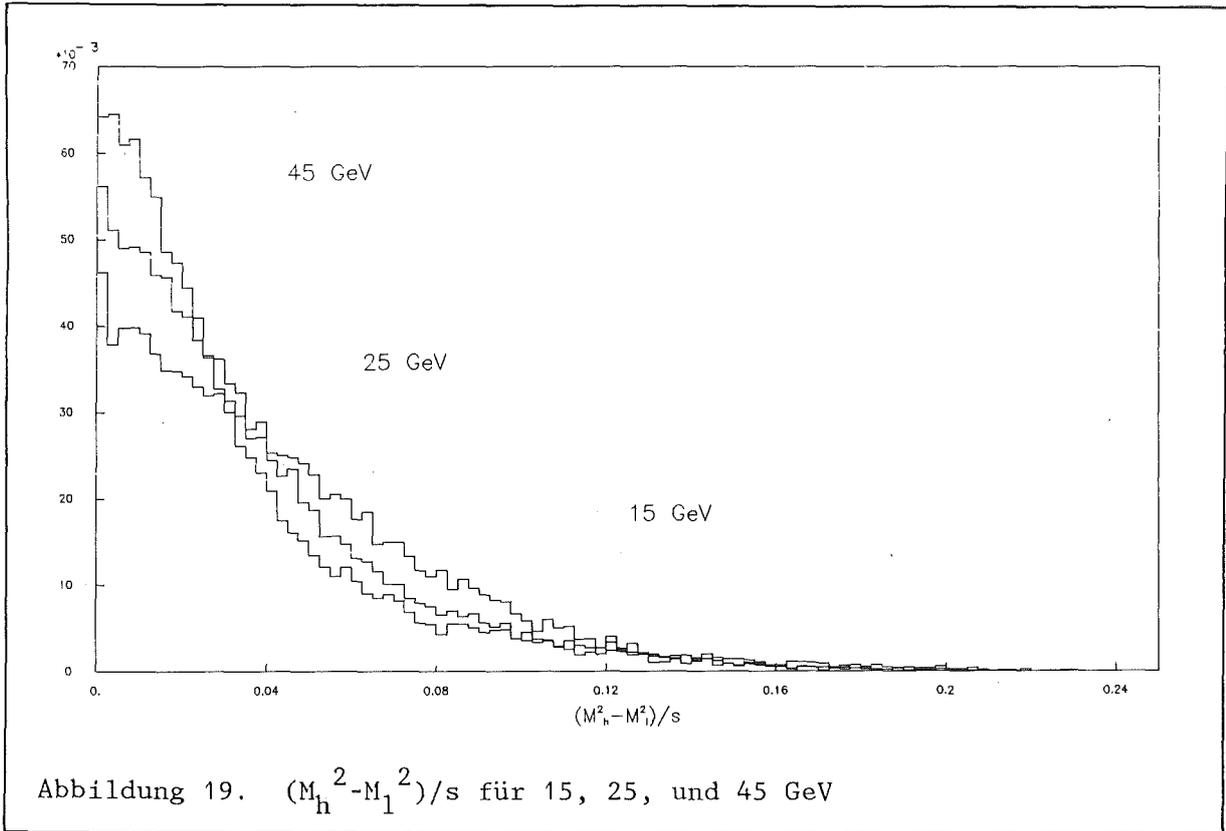


Abbildung 18.  $M_h^2/s$  für 15, 25, und 45 GeV



effektiven Massen der beiden Jets minimal wird. Die mit dem Quadrat der Schwerpunktenenergie  $s$  skalierten Quadrate der effektiven Massen der beiden auf diese Weise gebildeten Jets werden der Größe nach geordnet und als Jetmassen  $M_h^2/s$ ,  $M_l^2/s$  bezeichnet. Anders als der Thrust sind die Jetmassen naturgemäß empfindlich auf Quarkmassen. Dies läßt sich jedoch zuverlässig korrigieren. Im Falle masseloser Quarks erhält durch die  $q\bar{q}g$ -Prozesse nur der schwerere Jet  $M_h^2/s$  eine effektive Masse. Zu der leichteren der Jetmassen  $M_l^2/s$  tragen nur die Vier-Jet-Prozesse  $q\bar{q}q\bar{q}$  und  $q\bar{q}gg$  sowie Fragmentationseffekte bei. Diese Observable ist damit aus den oben angegebenen Gründen ungeeignet für die Bestimmung von  $\alpha_s$ . Die Differenz der Jetmassen  $(M_h^2 - M_l^2)/s$  hat dagegen Eigenschaften, die sie für eine Bestimmung von  $\alpha_s$  besonders interessant machen:

1. Die Beiträge 2. Ordnung heben sich teilweise gegenseitig auf. Es kann also angenommen werden, daß die Störungsreihe für diese Observable besonders schnell konvergiert.
2. Masseneffekte werden nur durch den Graphen  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$  erzeugt. Weniger als 1 % aller Ereignisse haben diese Form.

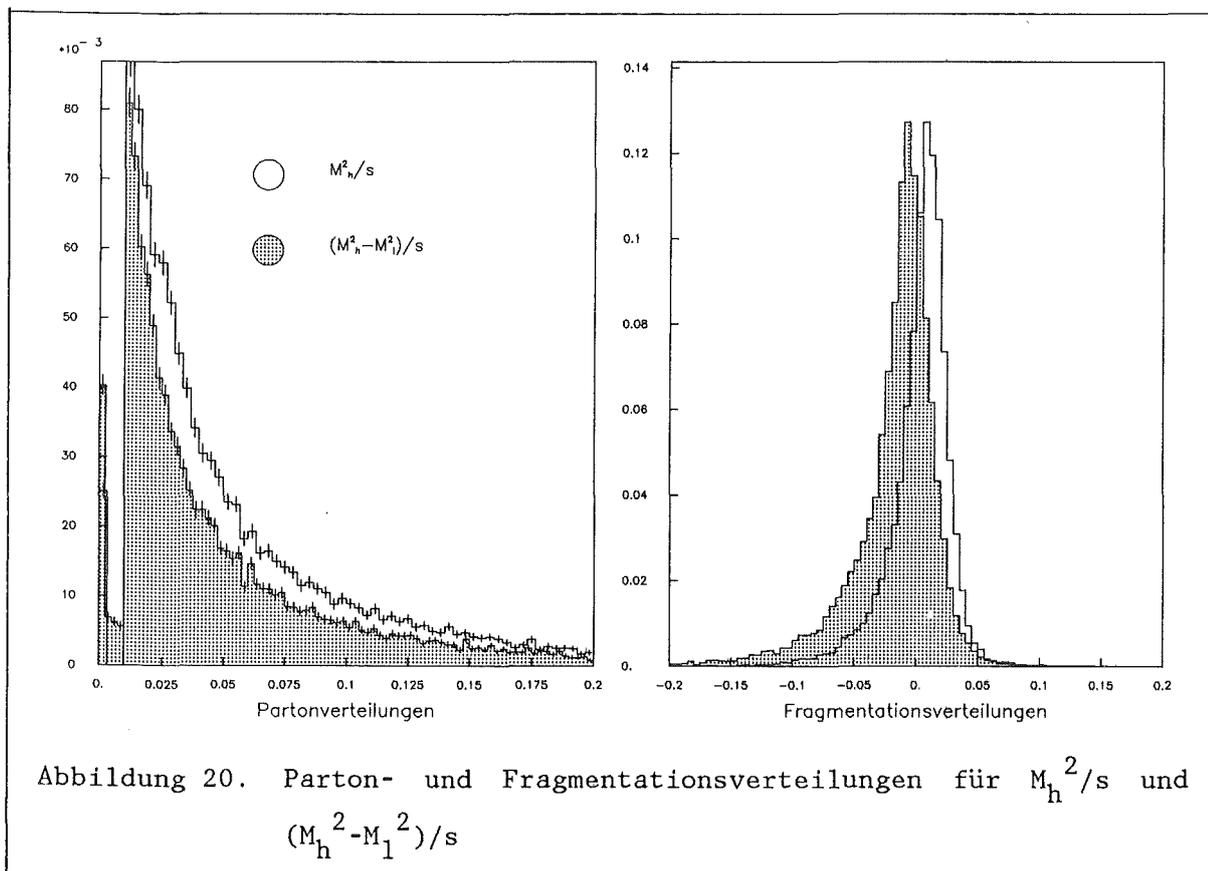
3. Die Fragmentationseffekte sind klein.

Die QCD-Rechnungen [34] [35] für die Mittelwerte der Observablen ergeben:

$$\langle M_h^2/s \rangle = 1.05 \alpha_s/2\pi + 6.9 (\alpha_s/2\pi)^2$$

$$\langle (M_h^2 - M_1^2)/s \rangle = 1.05 \alpha_s/2\pi + 2.92 (\alpha_s/2\pi)^2$$

Abbildung 18 und Abbildung 19 zeigen die Energieabhängigkeit der Observablen  $M_h^2/s$ , und  $(M_h^2 - M_1^2)/s$ . In Abbildung 20 werden für 15 GeV und 45 GeV die Partonverteilungen mit den Fragmentationsverteilungen verglichen.



### 6.3 DIE ENERGIE-ENERGIE-KORRELATIONEN

Die Energie-Energie-Korrelationen sind zuerst von Basham, Brown, Ellis und Love [26] als perturbativ berechenbare Verteilung vorgeschlagen worden. Die Energie-Energie-Korrelation für einen festen Winkel  $\chi$  erhält man als energiegewichtete Summe über alle Teilchenpaare mit einem relativen Winkel  $\chi$ . Die differentielle Verteilung als Funktion von  $\chi$  wird dann definiert durch:

$$\frac{1}{\sigma} \frac{d\Sigma}{d\cos\chi} = \frac{2}{s \ln\chi \Delta\chi N} \sum_k \sum_{i,j} E_i^k E_j^k$$

Dabei laufen der Index  $k$  über alle Ereignisse und die Indizes  $i, j$  über alle Teilchen in einem Ereignis. Wenn die Selbstkorrelationen ( $i = j, \chi = 0$ ) berücksichtigt werden, ist das Integral über die Verteilung auf 1 normiert. Ereignisse mit zwei Partonen dominieren die Verteilung der Energie-Energie-Korrelationen (Abbildung 21) um  $\chi = 0^\circ$  und  $\chi = 180^\circ$ . Die durch

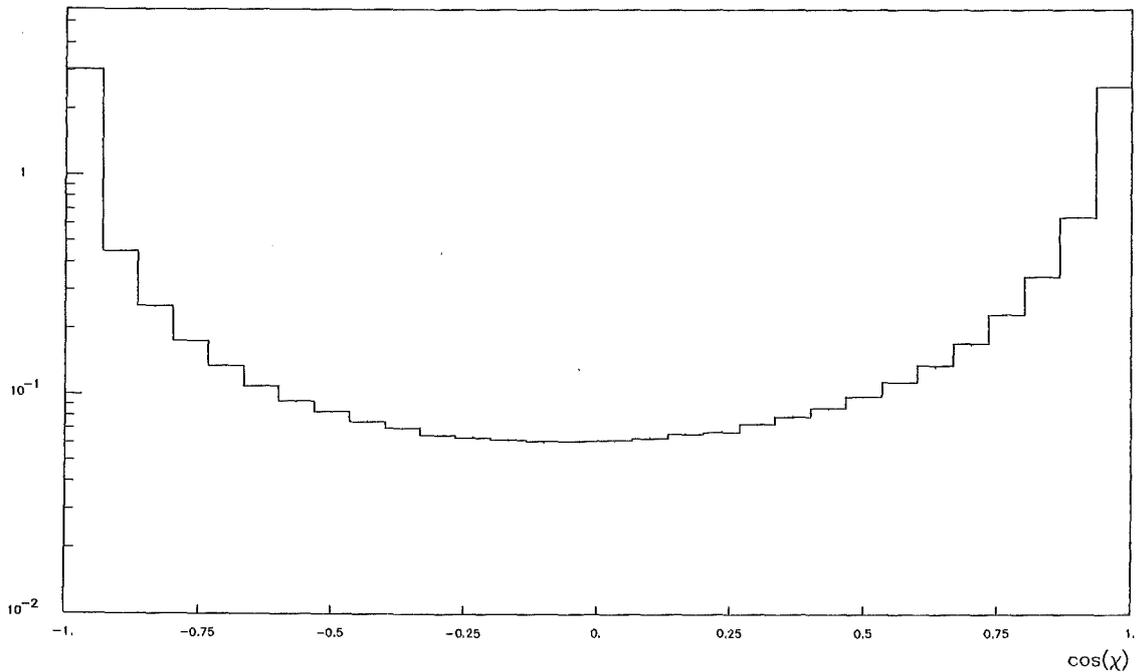
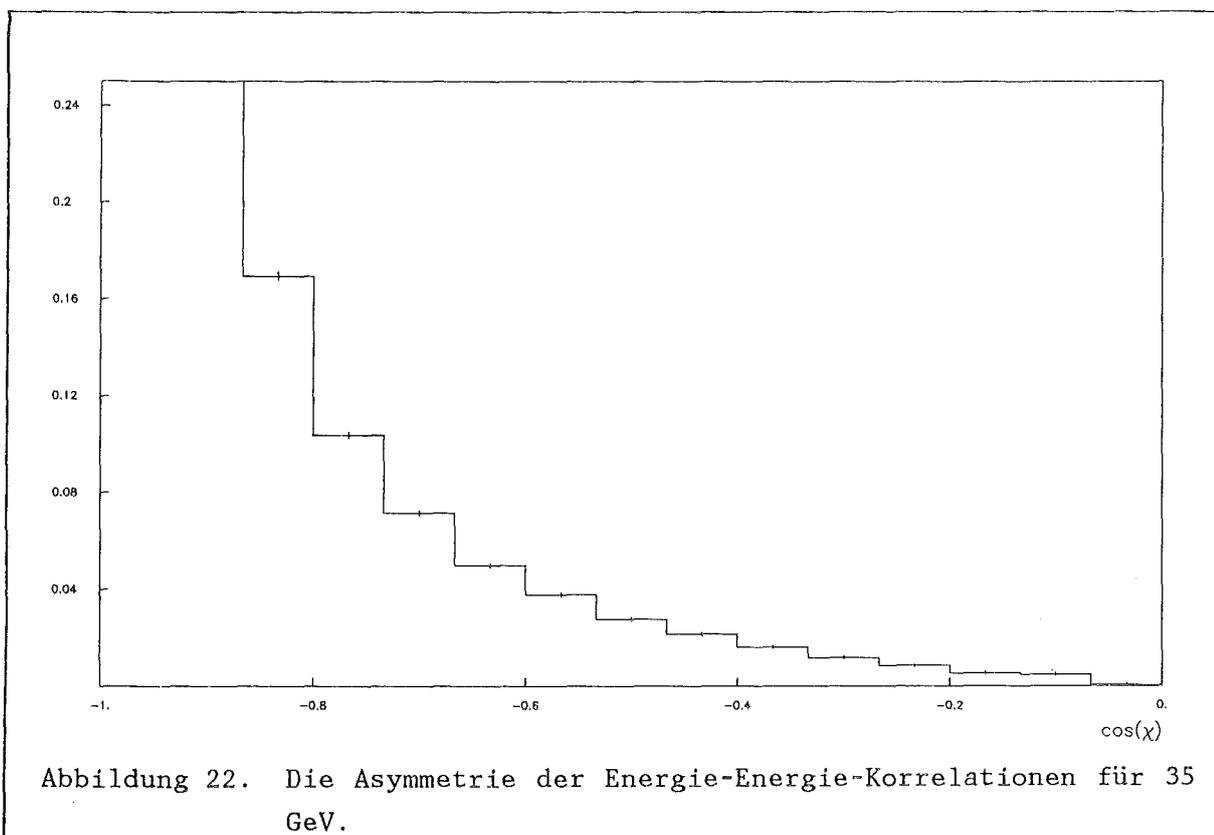


Abbildung 21. Verteilung der Energie-Energie-Korrelationen für 35 GeV.

Fragmentation mit begrenztem Transversalimpuls gebildeten Hadronen haben im Mittel kleine Winkel zu den Partonachsen und sind für die Flanken der Verteilung bei großen und kleinen Winkeln verantwortlich. Der Bereich um  $\chi = 90^\circ$  wird dagegen von Ereignissen mit harten Gluonen dominiert und ist für die Bestimmung von  $\alpha_s$  von Interesse. Die Energie-Energie-Korrelationen enthalten nicht zu vernachlässigende Anteile von höheren Ordnungen und Fragmentationseffekten. Es hat sich aber gezeigt, daß die Asymmetrie der Energie-Energie-Korrelationen

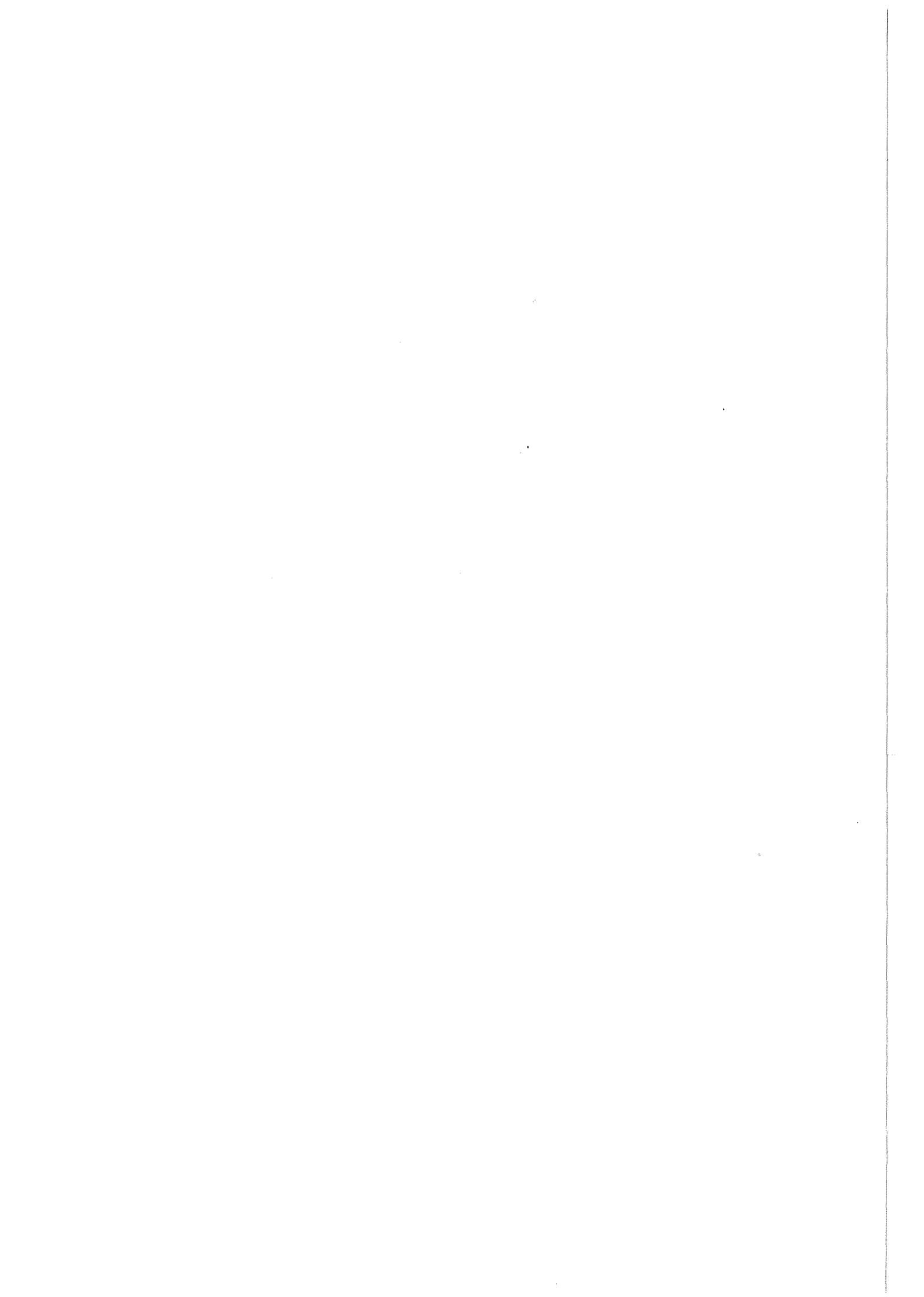
$$A_{EEC}(\cos\chi) = \frac{d\Sigma}{d\cos\chi}(180^\circ - \cos\chi) - \frac{d\Sigma}{d\cos\chi}(\cos\chi)$$

im Bereich kleiner Winkel sehr gut durch die QCD-Rechnungen 2. Ordnung [32] alleine beschrieben werden. Wie unten gezeigt wird, sagen alle Fragmentationsmodelle kleine, negative Fragmentationseffekte für das Integral über die Asymmetrie der Energie-Energie-Korrelationen voraus. Das Integral über die Asymmetrie der Energie-Energie-Korrelationen im Winkelbereich bis  $\cos(\vartheta) = 0.86$  ergibt sich aus den QCD-Rechnungen zu:



$$A_{\text{EEC}} = 0.77 \alpha_{\text{s}/2\pi} + 2.53 (\alpha_{\text{s}/2\pi})^2$$

Abbildung 22 zeigt die Asymmetrie der Energie-Energie-Korrelationen als Funktion von  $\cos\chi$ . Da die Energieabhängigkeit von  $A_{\text{EEC}}$  klein ist, wird nur die Verteilung bei 35 GeV dargestellt.

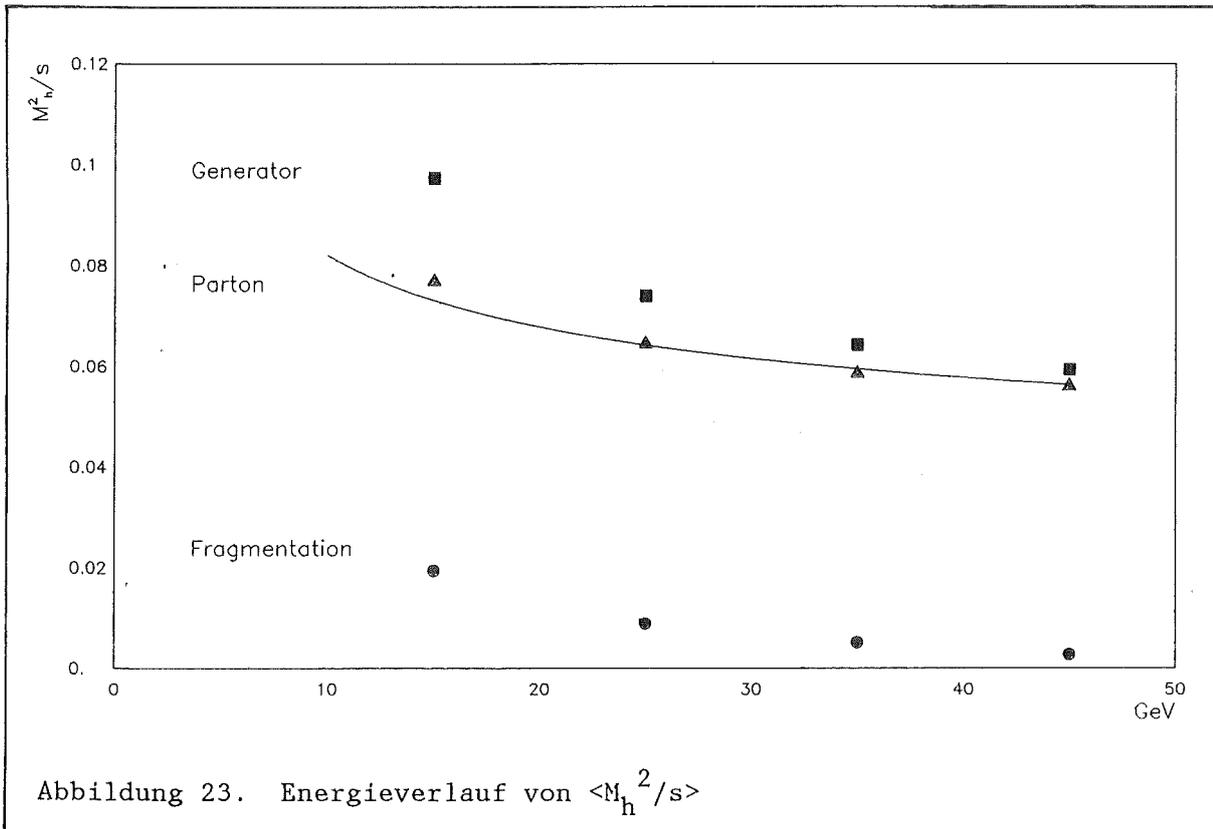


## 7. MONTE-CARLO STUDIEN

Der in dieser Arbeit verfolgte Weg zu einer von Fragmentationsmodellen unabhängigen Bestimmung der Kopplungskonstanten  $\alpha_s$  ist durch Veröffentlichungen der PLUTO-Kollaboration [19] und von R.D.Field [20] angeregt worden. Die Grundidee dieser Veröffentlichungen und auch dieser Arbeit ist es, nur die Eigenschaften der Fragmentation für die Analyse zu benutzen, die von allen Fragmentationsmodellen übereinstimmend vorhergesagt werden. Es sind dies Eigenschaften, die ihre Ursache vorwiegend in der Kinematik des Übergangs von wenigen Partonen in den Endzustand von vielen Hadronen mit begrenztem Transversalimpuls haben und nur wenig von der nicht berechenbaren Dynamik des Fragmentationsprozesses abhängen. Es zeigt sich, daß im wesentlichen zwei qualitative Eigenschaften der Fragmentationseffekte geeignet sind, um modellunabhängige Werte für  $\alpha_s$  zu bestimmen:

- Das Vorzeichen des Fragmentationsanteils der Mittelwerte der untersuchten Meßgrößen wird in allen Modellen gleich vorhergesagt. Dies ermöglicht die Bestimmung einer unteren Grenze für  $\alpha_s$  aus Meßgrößen mit negativem Fragmentationsanteil und einer oberen Grenzen aus Meßgrößen mit positivem Fragmentationsanteil.
- Die Fragmentationsanteile werden in allen Modellen mit steigender Energie kleiner. Die Energieabhängigkeit ist umgekehrt proportional zu der Schwerpunktenergie. Es ist somit möglich, Meßgrößen über einen größeren Energiebereich zu analysieren und QCD-Anteil und Fragmentationsanteil anhand ihrer unterschiedlichen Energieabhängigkeiten zu trennen.

Die zweite Methode erfordert eine möglichst einfache Parametrisierung der Energieabhängigkeit der Fragmentationseffekt, da es nicht möglich ist, aus den wenigen, mit statistischen Fehlern behafteten Datenpunkten beliebig viele Parameter zu bestimmen. Ziel der im folgenden beschriebenen Untersuchung war es, solche einfachen Parametrisierungen zu finden, die mit wenigen freien Parametern die Fragmentationsanteile einer Meßgröße über einen weiten Energiebereich für alle Modelle befriedigend beschreiben.



### 7.1.1 Die Modelle und ihre Parameter

In "3. Fragmentationsmodelle" sind die vier wichtigsten Fragmentationsmodelle, nämlich die Modelle von Hoyer und Ali mit unabhängig fragmentierenden Quarks, das LUND-String-Modell und das Partonschauer-Modell von Marchesini-Webber beschrieben worden. Alle diese Modelle sind in dem hier verwendeten Monte-Carlo-Programm LUND-6.3 als Optionen verfügbar. Da die quantitativen Vorhersagen der Modelle in dieser Arbeit nicht benutzt werden, wurde darauf verzichtet, die Parametersätze der einzelnen Modelle an die Daten anzupassen. Untersucht wurde dagegen, wie sich das Vorzeichen und der Energieverlauf der Fragmentationsanteile bei einer Variation der Parameter  $\Lambda$  und  $\sigma_q$  verhalten. Dazu wurden, ausgehend von den Standardparametern des LUND-6.3 Monte-Carlo-Programms, die Renormalisierungskonstante  $\Lambda$  in drei Schritten von 200 MeV, 400 MeV und 800 MeV variiert. Weiterhin wurde der Einfluß der Breite der Transversalimpulsverteilung der Hadronen untersucht.

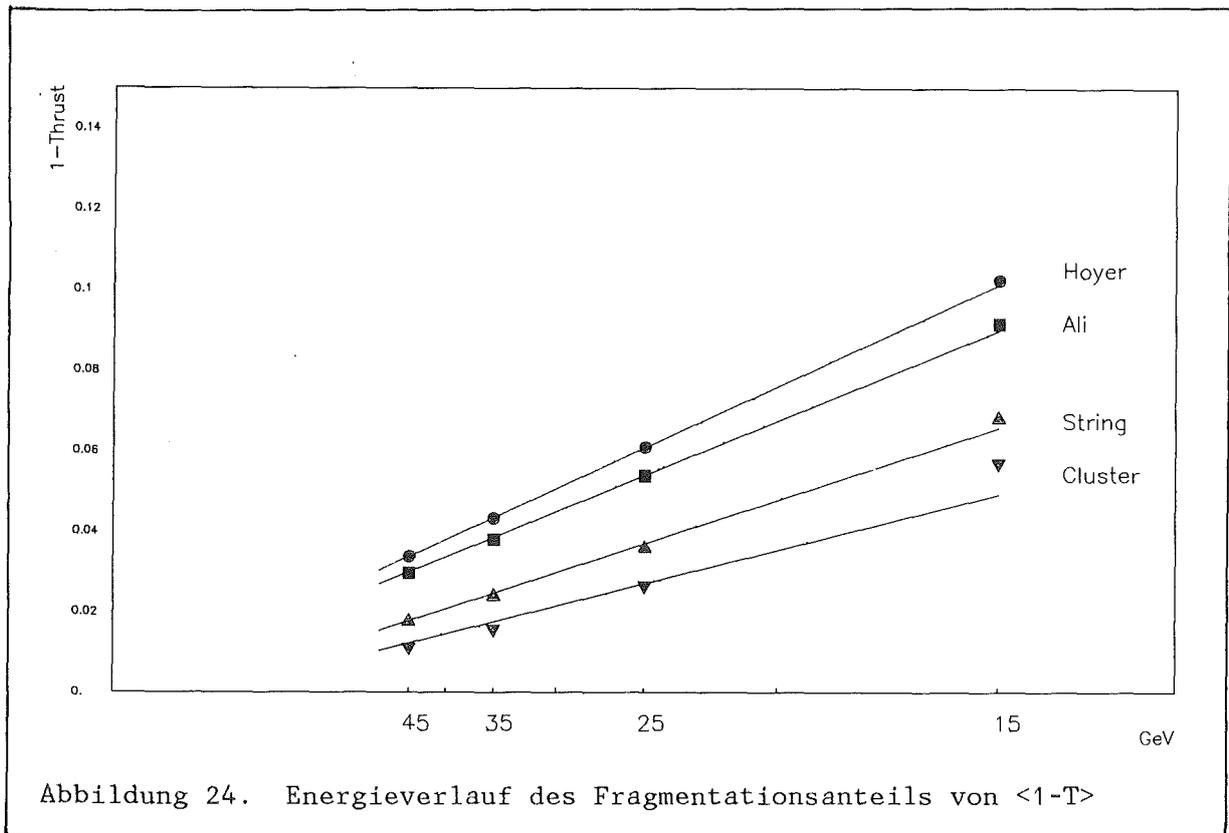


Abbildung 23 zeigt als ein Beispiel den Energieverlauf des Mittelwertes der schweren Jetmasse  $\langle M_h^2/s \rangle$  berechnet mit dem LUND-String-Modell. Der Mittelwert ist aufgespalten in einen QCD-Anteil und einen Fragmentationsanteil. Der QCD-Anteil zeigt deutlich den logarithmischen Abfall der Kopplungskonstanten  $\alpha_s$ .

### 7.1.2 Der Energieverlauf der Fragmentationsanteile

Die in den oben zitierten Analysen benutzte Energieabhängigkeit der Fragmentationsanteile (umgekehrt proportional zur Schwerpunktenenergie) ist exakt gültig für folgenden Grenzfall:

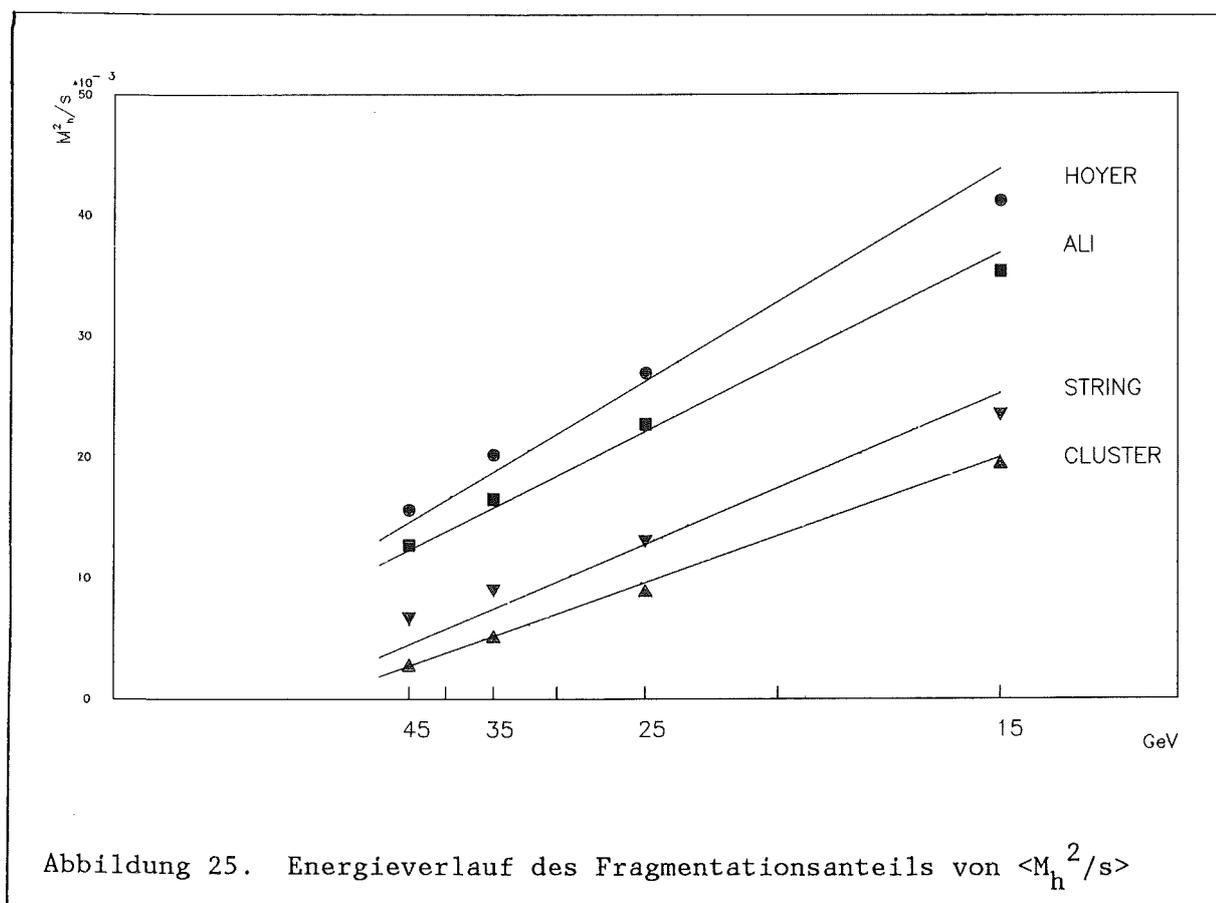
1. Die Meßgröße muß linear von den Teilchenimpulsen abhängen
2. Die Drei-Jet-Rate muß klein sein
3. Die Quarkmassen müssen vernachlässigt werden können

4. Die Transversalimpulsverteilung muß unabhängig von der Energie sein

Da diese Voraussetzungen immer nur näherungsweise erfüllt sind, wurde für die einzelnen Modelle der Grad der Übereinstimmung mit dieser Annahme überprüft.

### 7.1.2.1 $\langle 1-T \rangle$ und $\langle M_h^2/s \rangle$

Die Observablen  $\langle 1-T \rangle$  und  $\langle M_h^2/s \rangle$  sind ihrer Definition nach ähnlich und unterscheiden sich auf der Partonebene erst in 2. Ordnung. In der Energieabhängigkeit ihrer Fragmentationsanteile zeigen sie ebenfalls ähnliches Verhalten. In Abbildung 24 und Abbildung 25 ist der Verlauf der Fragmentationsanteile auf einer reziproken Energieskala dargestellt. Alle Modelle zeigen einen in dieser Auftragung linearen Abfall der Fragmentationsbeiträge zu hohen Energien. Die Abweichung von diesem linearen Verlauf bei kleinen



Energien ist bei  $\langle M_h^2/s \rangle$  auf Masseneffekte zurückzuführen, auf die diese Größe besonders empfindlich ist. Die Annahme, daß diese Energieabhängigkeit proportional zu  $1/\sqrt{s}$  verläuft, ist nur für die IF-Modelle gültig. Die Unterschiede zwischen diesen Modellen zeigen sich nur in einer unterschiedlichen Steigung des Energieverlaufs, so daß der Ansatz  $F = C/\sqrt{s}$  gerechtfertigt ist. Der String-Effekt der String- und Clustermodelle zeigt sich dagegen in einer vertikalen Verschiebung der Geraden. Der allgemeine Ansatz für die Energieabhängigkeit der Fragmentationsanteile von  $\langle 1-T \rangle$  und  $\langle M_h^2/s \rangle$  ist daher  $F = C_1/\sqrt{s} - C_2$ . Die Verwendung des rein proportionalen Ansatzes ohne den konstanten Term impliziert also die Verwendung eines IF-Modells und auf diese Weise bestimmte Werte für  $\alpha_s$  sind relativ klein und liegen im Bereich der Werte, die unter expliziter Verwendung solcher Modelle bestimmt wurden.

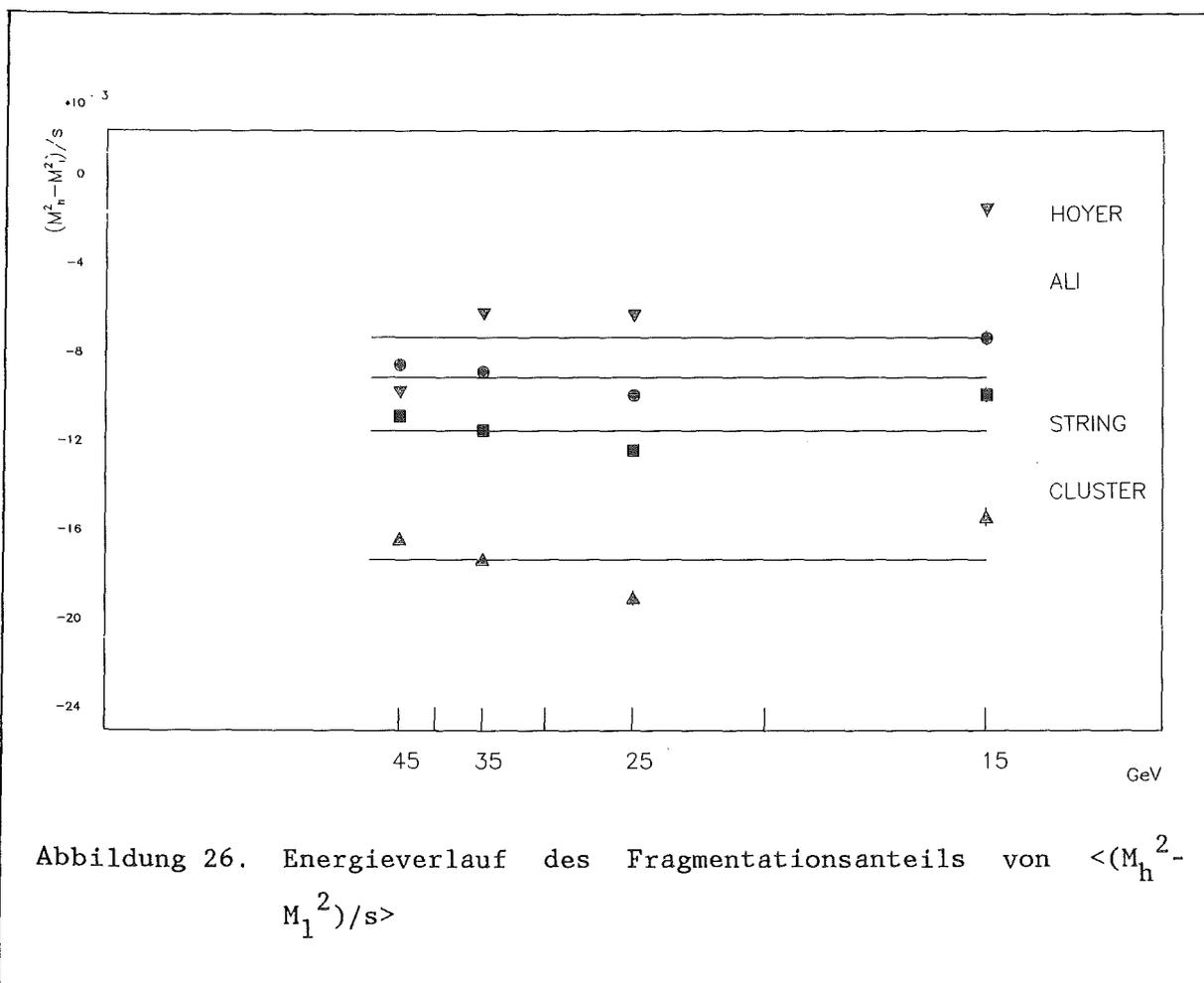


Abbildung 26. Energieverlauf des Fragmentationsanteils von  $\langle (M_h^2 - M_1^2)/s \rangle$

### 7.1.2.2 $\langle (M_h^2 - M_l^2)/s \rangle$ und $\int A_{EEC}(x) dx$

Abbildung 26 und Abbildung 27 zeigen den Energieverlauf der Fragmentationsanteile der Differenz der Jetmassen  $\langle (M_h^2 - M_l^2)/s \rangle$  und des Integrals über die Asymmetrie der Energie-Energie-Korrelationen auf einer reziproken Energieskala. Im Energiebereich über 20 GeV fällt der Betrag der Fragmentationsanteile in dieser Auftragung wie auch bei  $\langle 1-T \rangle$  und  $\langle M_h^2/s \rangle$  linear ab. Im Unterschied zu den oben betrachteten Größen nimmt der Betrag des Fragmentationsanteils jedoch auch zu kleinen Energien hin im Bereich unter 20 GeV ab. Dieser Energieverlauf ist das Resultat zweier konkurrierender Prozesse:

1. Bei hohen Energien entstehen durch Fragmentation mit begrenztem Transversalimpuls engere Jets.
2. Für kleine Energien werden die Ereignisse durch die Zwei-Jet-Konfiguration dominiert. Für reine Zwei-Jet-Ereignisse verschwindet aber der Fragmentationsbeitrag zu  $A_{EEC}$ . Der Fragmentationsbeitrag der Diffe-

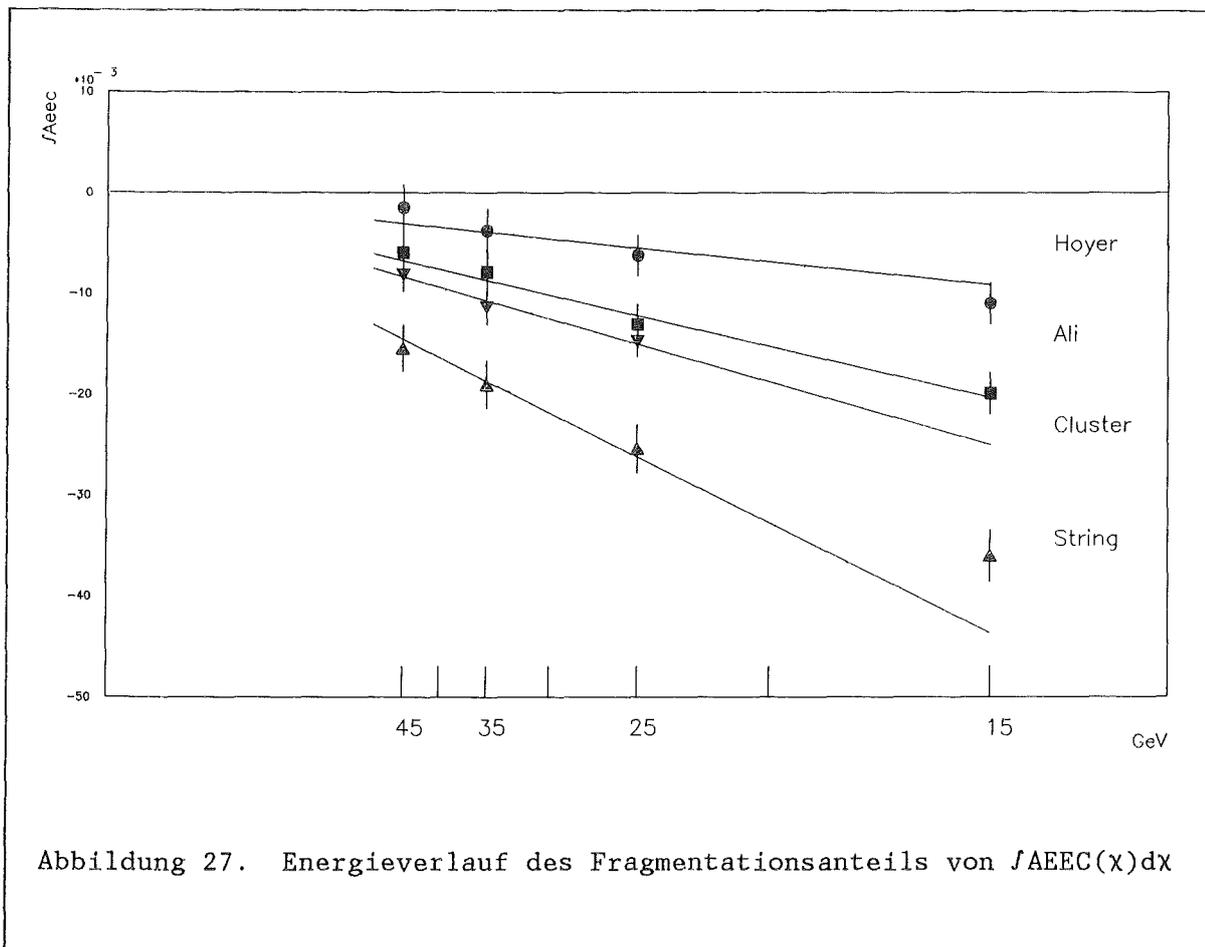
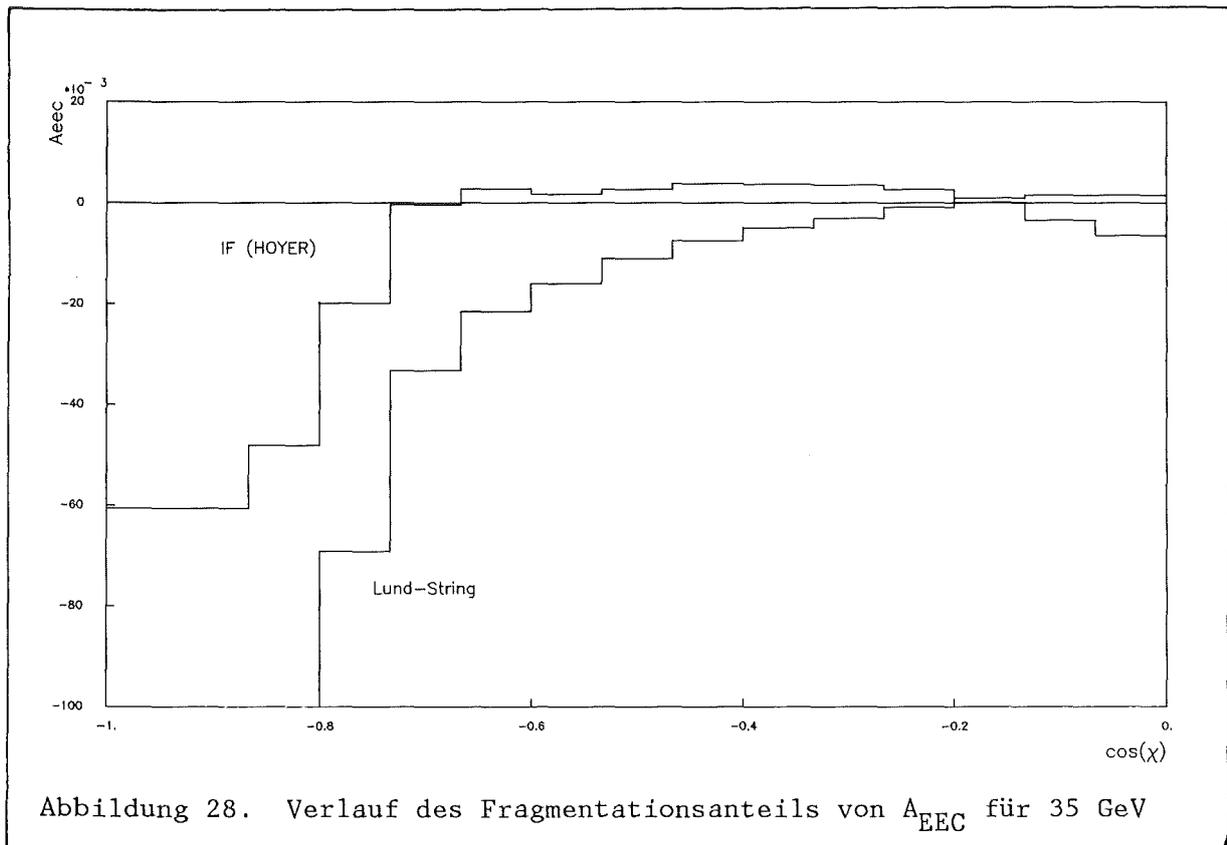


Abbildung 27. Energieverlauf des Fragmentationsanteils von  $\int A_{EEC}(x) dx$



renz der Jetmassen wird in diesem Fall durch statistische Fluktuationen positiv.

Eine einfache Parametrisierung des Energieverlaufs ist aus diesen Gründen nur im Energiebereich oberhalb von 20 GeV möglich. Hier wird  $\int A_{EEC}(\chi) d\chi$  gut durch einen Ansatz  $F = C/\sqrt{s}$  wiedergegeben. Der Energieverlauf von  $(M_h^2 - M_1^2)/s$  muß durch einen Ansatz mit einem linearen Term  $F = C_1/\sqrt{s} - C_2$  parametrisiert werden.

### 7.1.2.3 Die Asymmetrie der Energie-Energie-Korrelationen

Der differentielle Wirkungsquerschnitt der Asymmetrie der Energie-Energie-Korrelationen wird im Winkelbereich bis etwa  $30^\circ$  durch die QCD-Rechnung alleine sehr gut wiedergegeben. Wie oben gezeigt wurde, wird der

Beitrag der Fragmentation zu dem Integral über die Asymmetrie negativ, wenn der Integrationsbereich über  $\cos(\chi) = 0.85 \approx 32^\circ$  ausgedehnt wird. In Abbildung 28 ist gezeigt, wie der Fragmentationsanteil der differentiellen Verteilung der Asymmetrie verläuft. Die IF-Modelle einerseits und String-Modell und Cluster-Modell andererseits zeigen ein deutlich unterschiedliches Verhalten. Die IF-Modelle ergeben einen zunächst leicht positiven Fragmentationsanteil bei mittleren Winkeln, der erst bei etwa  $\cos(\chi) > 0.8$  negativ wird. Das LUND-String-Modell und das auch hier ähnliches Verhalten zeigende Cluster-Modell ergeben dagegen einen über den gesamten Bereich negativen Verlauf des Fragmentationsanteils.

Dieser charakteristische Unterschied zeigt sich auch, wenn man die Abhängigkeit des durch Anpassung der QCD-Formel an die Daten bestimmten Skalensparameters  $\Lambda_{\overline{mS}}$  von den Grenzen des Anpassungsbereiches betrachtet. In Abbildung 29 ist dies für das IF-Modell nach Ali und für das LUND-String-Modell aufgetragen. Es zeigt sich, wie auch schon in Abbildung 28, daß die IF-Modelle Fragmentationseffekte voraussagen, die für kleine Winkel sehr klein werden. Der Stringeffekt ist dagegen von dem Winkelbereich unabhängig. Der

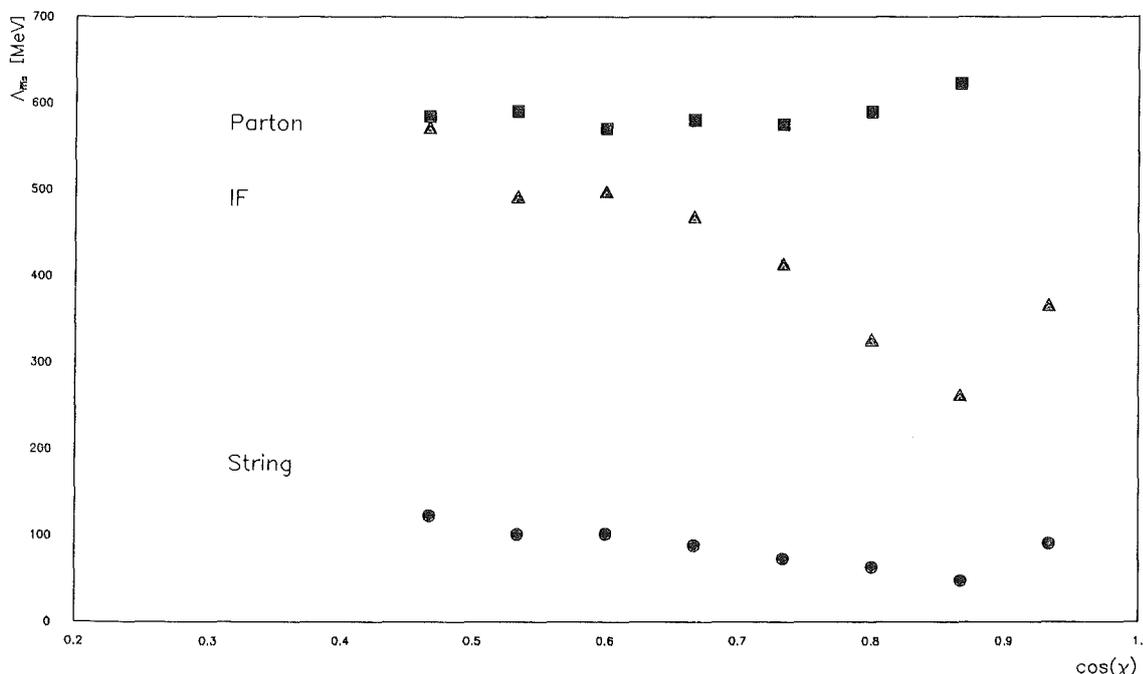


Abbildung 29. Abhängigkeit von  $\Lambda_{\overline{mS}}$  von dem Winkelbereich der Anpassung

relative Verlauf beider Kurven ist aber sehr ähnlich, so daß es auch hier nicht möglich ist, an Hand der Daten zwischen den Modellen zu entscheiden.

## 7.2 MASSENEFFEKTE

Die Erwartungswerte der Größen  $1-T$ ,  $M_h^2/s$  und  $(M_h^2-M_l^2)/s$  sind für den Grenzfall masseloser Quarks berechnet. Die gemessenen Verteilungen enthalten aber Beiträge der Quarkmassen, besonders die Meßpunkte bei 14 GeV. In den Rechnungen zur  $A_{EEC}$  sind diese berücksichtigt und führen zu Korrekturen von etwa 10 % bei 35 GeV. Die Masseneffekte lassen sich in einen dynamischen und einen kinematischen Teil aufspalten:

- Die Masse der Quarks wirkt sich auf ihre Virtualität und damit auf das Spektrum der Gluonbremsstrahlung aus.
- Größen, die nur von Impulsen abhängen, werden durch die Massen der beteiligten Teilchen nicht verändert. Größen wie die Jetmassen dagegen, die Funktionen der Impulse und Energien der Teilchen sind, zeigen wie erwartet eine starke Abhängigkeit von den Massen der Partonen.

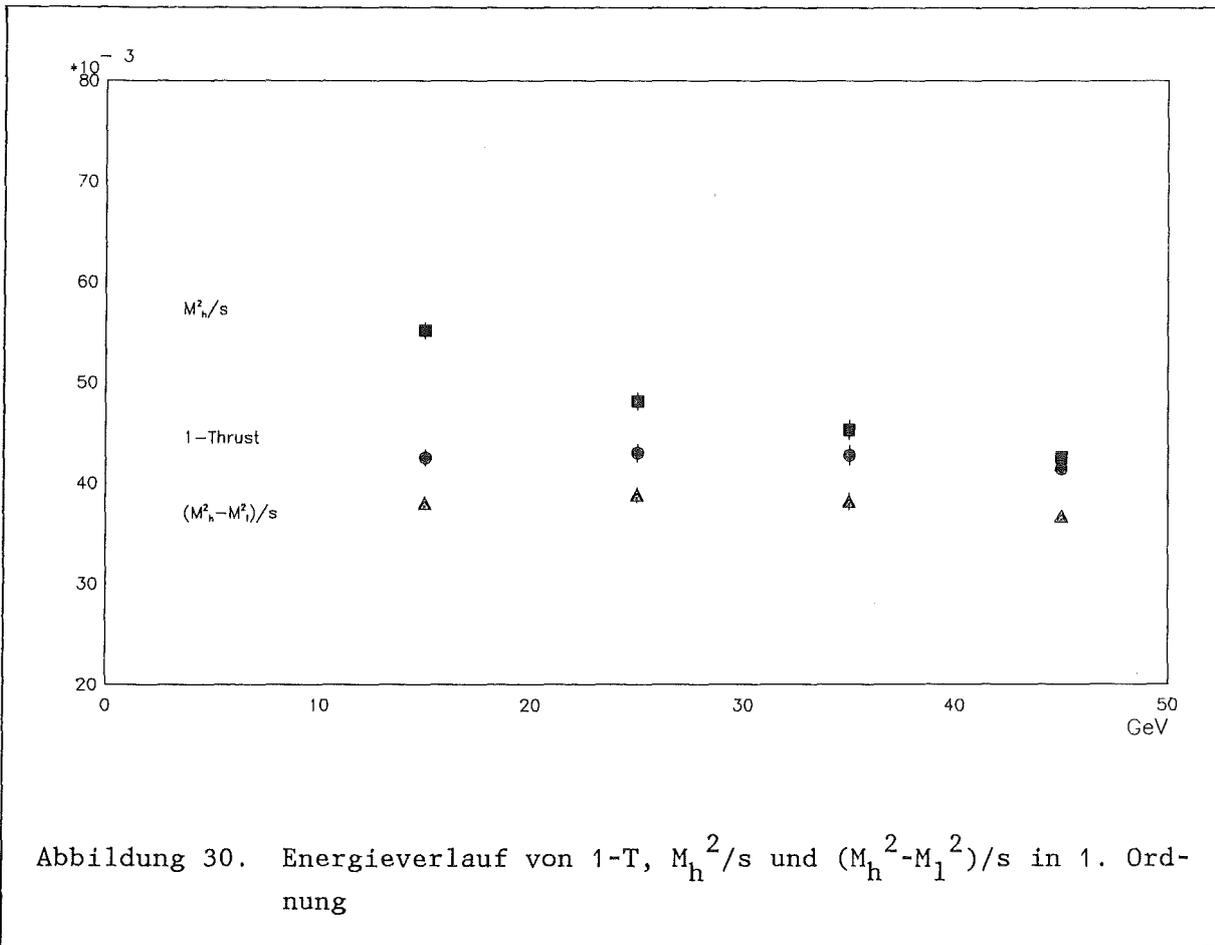
Die Größe dieser Masseneffekte läßt sich durch eine Analyse von Ereignissen auf der Partonebene abschätzen. Für Konfigurationen mit zwei oder drei masselosen Partonen sind die drei Observablen  $1-T$ ,  $M_h^2/s$  und  $(M_h^2-M_l^2)/s$  aus kinematischen Gründen gleich. Sämtliche Unterschiede müssen daher durch Masseneffekte verursacht sein. Abbildung 30 zeigt den Energieverlauf der Erwartungswerte dieser drei Observablen, berechnet aus qq- und qqg-Ereignissen.  $1-T$  ist eine Funktion der Impulse alleine und dient als Vergleich.

Die schwere Jetmasse  $\langle M_h^2/s \rangle$  zeigt wie erwartet einen positiven Massenanteil, der wie  $1/\sqrt{s}$  mit der Energie abfällt. Der Massenanteil an der Differenz der Jetmassen  $\langle (M_h^2-M_l^2)/s \rangle$  ist konstant und negativ. Die Masseneffekte zeigen also einen ähnlichen Energieverlauf wie die Fragmentationseffekte. Insbesondere haben sie das gleiche Vorzeichen, so daß die Voraussetzungen für die Bestimmung von Grenzen für  $\alpha_s$  auch mit Berücksichtigung der Masseneffekte erfüllt sind.

### 7.3 SCHLUßFOLGERUNGEN

Die Aussagen der vier Fragmentationsmodelle wurden über den gesamten Energiebereich dieser Analyse miteinander verglichen und auf Gemeinsamkeiten hin überprüft. Es zeigten sich wieder die schon lange bekannten Unterschiede zwischen den beiden Gruppen der IF-Modelle einerseits und dem String-Modell und dem Cluster-Modell andererseits. Der String-Effekt, der diese Unterschiede zu einem großen Teil verursacht, zeigt sich besonders in der Winkelabhängigkeit des Fragmentationsanteils der Asymmetrie der Energie-Energie-Korrelationen und in einem Verlauf der Fragmentationsanteile von 1-T und  $M_h^2/s$ , der nicht einfach proportional zu  $1/\sqrt{s}$  ist, sondern zusätzlich einen negativen, von der Energie unabhängigen Term enthält.

Die zur Bestimmung modellunabhängiger Grenzen für  $\alpha_s$  notwendige Übereinstimmung aller Modelle in den Vorzeichen der Fragmentationsanteile konnte



für den betrachteten Energiebereich bestätigt werden. Es wurden möglichst einfache Parametrisierungen des Energieverlaufs der Fragmentationsbeiträge gesucht, um die Beiträge der QCD 2. Ordnung zu den Erwartungswerten der betrachteten Größen von der Fragmentation an Hand der unterschiedlichen Energieabhängigkeiten abtrennen zu können. Dabei stellte sich heraus, daß die häufig benutzte Parametrisierung des Energieverlaufs umgekehrt proportional zu der Schwerpunktsenergie nur für die IF-Modelle gültig ist. Als Resultat dieser Monte-Carlo-Untersuchungen wurden folgende Methoden zur Bestimmung von  $\alpha_s$  ausgewählt:

- Modellunabhängige Grenzen können aus den gemessenen Erwartungswerten berechnet werden, indem die Fragmentationsanteile vernachlässigt werden.
- Eine einfache, rein phänomenologische Parametrisierung des Energieverlaufs der Fragmentationsanteile ermöglicht eine modellunabhängige Bestimmung von  $\alpha_s$ . Die systematischen Fehler durch die Unterschiede der Fragmentationsmodelle werden aber teilweise ersetzt durch systematische Fehler wegen der nur groben Parametrisierung des Energieverlaufs und durch statistische Fehler. Folgende Parametrisierung der Fragmentationsanteile als Funktion der Energie wurde als Kompromiß zwischen einer kleinen Zahl an freien Parametern und einer genauen Beschreibung des Energieverlaufs gewählt:

$1-T$	$F = C_1/\sqrt{s}$
$M_h^2/s$	$F = C_2/\sqrt{s}$
$(M_h^2 - M_l^2)/s$	$F = C_3$
$A_{EEC}$	$F = C_4/\sqrt{s}$

Dabei ist die Wahl einer Konstante zur Beschreibung des Energieverlaufs von  $(M_h^2 - M_l^2)/s$  nicht alleine durch den Verlauf des Fragmentationsanteils in Abbildung 26, sondern auch durch den in Abbildung 30 gezeigten konstanten, negativen Massenterm motiviert.

- Die differentielle Verteilung der Asymmetrie der Energie-Energie-Korrelationen wird über einen großen Winkelbereich und den gesamten Energiebereich von der QCD-Formel mit nur einem freien Parameter beschrieben. Da die beiden Modellgruppen aber unterschiedliche Aussagen über das Vorzeichen und den Verlauf der Fragmentationsanteile bei kleinen Winkeln machen, ist nicht klar ob, der so bestimmte Wert als untere oder obere Grenze zu betrachten ist. Möglicherweise läßt sich aber aus

der Abhängigkeit des Wertes für  $\Lambda_{\overline{ms}}$  von dem für die Anpassung benutzten Winkelbereich eine Entscheidung zwischen den Modellgruppen treffen.

## 8. DIE ANALYSE DER DATEN

### 8.1 DIE SELEKTION DER HADRONISCHEN EREIGNISSE

In dieser Arbeit werden nahezu sämtliche, in den Jahren 1980 bis 1986 mit dem Detektor CELLO genommenen Daten ausgewertet. Der überdeckte Energiebereich erstreckt sich von 14 GeV bis über 46 GeV. Das Hauptgewicht der Datenmenge liegt bei einer Schwerpunktenenergie von 35 GeV. In Tabelle 14 sind die Experimente, die zugehörigen Schwerpunktsenergien und die Anzahl der ausgewählten multihadronischen Ereignisse zusammengestellt:

Experiment	Energie	Ereignisse
17	14.0	1.124
16	22.0	1.384
11,12,13	34.0	2.167
44	35.0	20.982
40	38.0	1.437
32,36	44.0	4.269
30,34	46.3	556
		<hr/>
		31.919

Tabelle 14. Zusammenstellung der ausgewählten Daten

Die Auswahl der multihadronischen Ereignisse wird in nächsten beiden Abschnitten genauer beschreiben.

### 8.1.1 Die Auswahl guter Spuren

Die Observablen  $1-T$ ,  $M_h^2/s$ ,  $(M_h^2 - M_1^2)/s$  und  $A_{EEC}$  sind alle durch Impulse und Energien der Teilchen vollständig bestimmt. Um diese Größen zuverlässig und mit kleinen systematischen Fehlern zu bestimmen, müssen von allen im Detektor nachgewiesenen und rekonstruierten Spuren und Schauern diejenigen ausgewählt werden, deren Energie- und Impulsmessungen hinreichend genau sind. Um kleine statistische Fehler zu erhalten, müssen jedoch genügend Teilchen die Auswahl passieren. Da in dieser Arbeit Daten analysiert werden, die zu verschiedenen Zeiten mit unterschiedlichen Bedingungen und Detektoreigenschaften gemessen worden sind, ist eine konsistente Behandlung aller Daten von größter Wichtigkeit, um nicht durch Detektoreffekte die Energieabhängigkeit der Observablen zu überlagern. Die Auswahlkriterien für geladene und neutrale Teilchen werden in den folgenden Abschnitten diskutiert.

#### 8.1.1.1 Geladene Teilchen

Geladene Teilchen werden in den Vieldrahtkammern des Spurdetektors (siehe "Der Spurdetektor") nachgewiesen. Aus der Krümmung der gemessenen Spur im Magnetfeld und dem Winkel zur Strahlachse läßt sich der Impuls des Teilchens bestimmen. Die Genauigkeit der Impulsmessung wird durch drei Effekte begrenzt:

1. Der absolute Fehler der Impulsmessung wird mit dem Quadrat des Impulses größer. Dies hat zur Folge, daß die Fehler des Impulses stark asymmetrisch sind und sich das Impulsspektrum bis hin zu sehr hohen, unphysikalischen Impulsen erstreckt.
2. Das Magnetfeld des CELLO-Detektors verläuft parallel zur Strahlachse. Daher steigt der Fehler der Impulsmessung proportional zum Tangens des Winkels zwischen Strahlachse und Spur. Weiterhin durchlaufen Teilchen mit kleinen Winkeln zur Strahlachse nicht alle Kammern des Spurdetektors, was die Genauigkeit der Impulsmessung zusätzlich herabsetzt.

3. Bei stark gekrümmten, niedrigenergetischen Spuren steigt die Wahrscheinlichkeit von zufälligen, durch Synchrotronstrahlung oder andere Untergrundereignisse verursachten Spuren.

Gute geladene Spuren werden durch Schnitte in dem radialen Abstand R der Spur zum Vertex, in dem axialen Abstand Z, dem Winkel  $\vartheta$  zwischen Spur und Strahlachse und dem Impuls P ausgewählt. Da Daten verschiedener Experimente mit unterschiedlichen Schwerpunktenenergien und unterschiedlichen Untergrundverhältnissen ausgewertet und verglichen werden sollen, ist eine objektive Prozedur zur Festlegung der Schnitte notwendig. Hierzu wurden folgende Größen betrachtet:

### Das Spektrum der skalierten Impulse

Das Spektrum der mit der Strahlenergie E skalierten Impulse  $x = P/E$  ist in Abbildung 31 für zwei verschiedene Energien (14 und 44 GeV) dargestellt. Die Verteilungen zeigen das erwartete Skalenverhalten. Aus den projizierten Endpunkten der Verteilungen bei  $x \approx 0.8$  wird der maximal zu erwartende physikalische Impuls be-

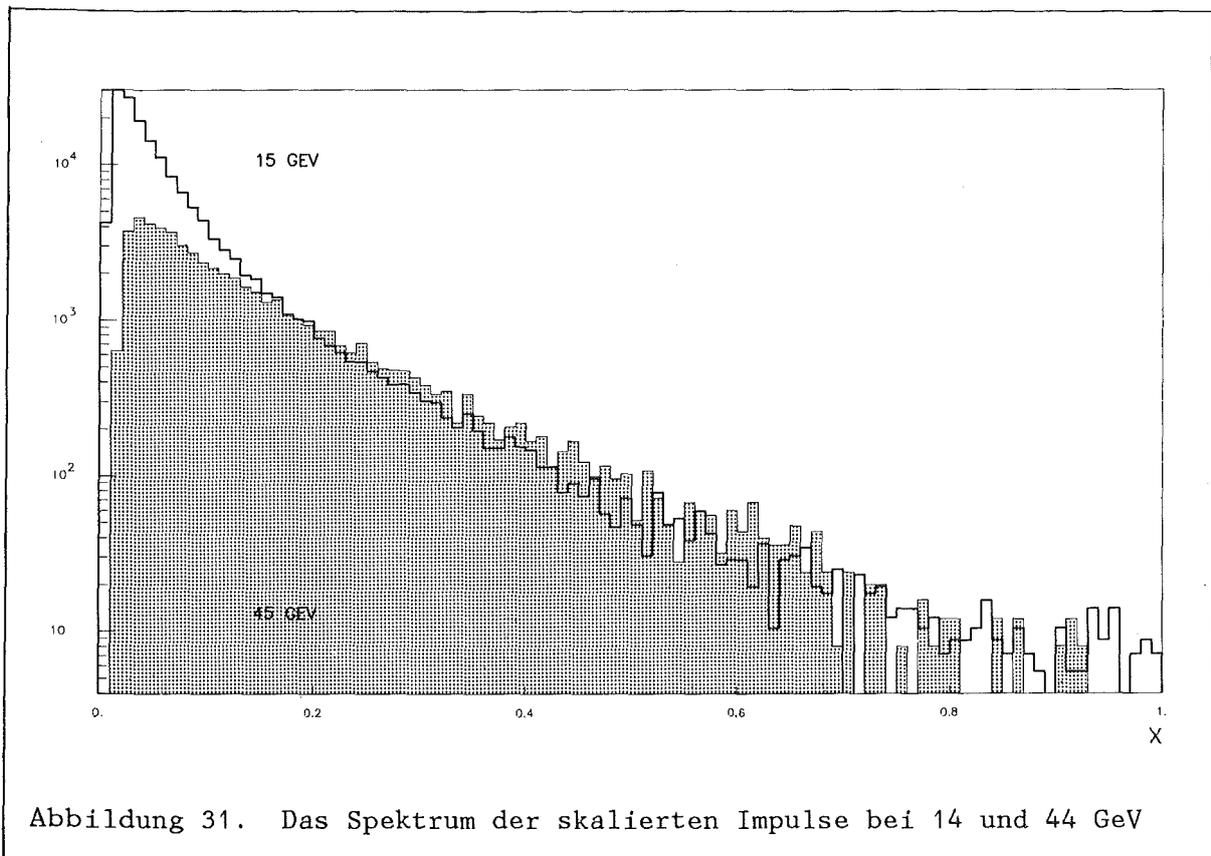


Abbildung 31. Das Spektrum der skalierten Impulse bei 14 und 44 GeV

stimmen. Alle gemessenen Impulse, die diesen Wert überschreiten, werden auf diesen Wert zurückgesetzt.

### Die neutral-geladenen Korrelationen

Nach der Rekonstruktion der geladenen Spuren im zentralen Spurdetektor und der Rekonstruktion der Schauer im Kalorimeter wird in einem weiteren Schritt (LNKJOB) nach Verbindungen von Schauern mit geladenen Teilchen gesucht. Spuren, in deren Verlängerung Schauer im Kalorimeter rekonstruiert wurden, werden mit diesen verbunden. Ist diese Korrelationswahrscheinlichkeit gering, so deutet dies auf unphysikalische geladene Spuren oder geringe Nachweiswahrscheinlichkeit des Kalorimeters hin. Abbildung 32 zeigt, wie diese Korrelationswahrscheinlichkeit mit dem Impuls der Teilchen ansteigt und für die ausgewählten Spuren um etwa 15 % höher liegt.

### Die Korrelationen von Vierervektoren mit simulierten Spuren

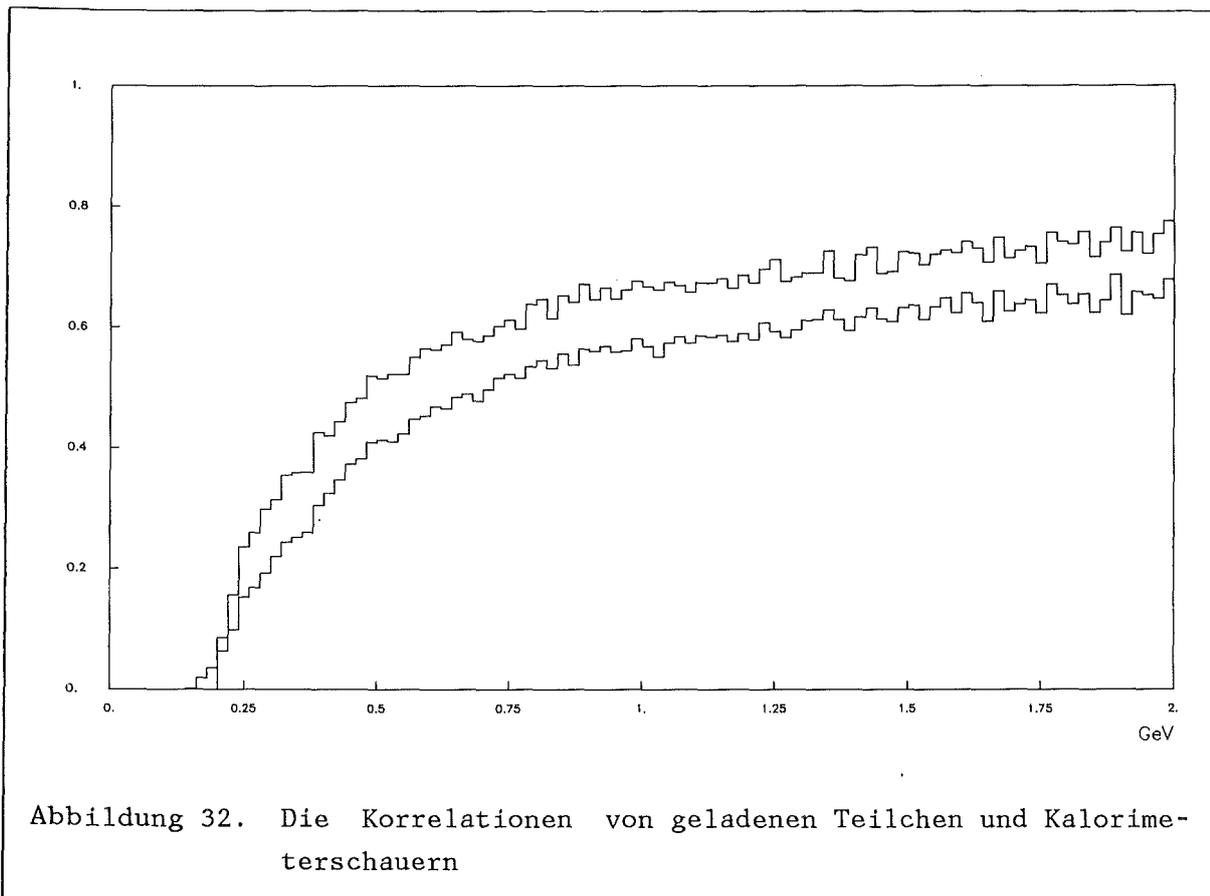
Die durch die CELLO-Detektorsimulationsprogramme generierten Ereignisse enthalten außer den simulierten gemessenen Spuren auch vollständige Informationen über die als Ausgangspunkt der Simulation verwendeten Generatorereignisse. Aus dem Vergleich der Vierervektoren der Generatorereignisse mit den simulierten Spuren und Schauern können die Wahrscheinlichkeiten dafür bestimmt werden, daß einer gemessenen Spur ein physikalisches Teilchen entspricht, und daß umgekehrt physikalische Teilchen tatsächlich im Detektor nachgewiesen werden. Die Verteilungen dieser Wahrscheinlichkeiten sind in Abbildung 33 als Funktion des Impulses dargestellt.

#### 8.1.1.2 Neutrale Teilchen

Das Kalorimeter des CELLO-Detektors (siehe "Das elektromagnetische Kalorimeter") dient zur Messung hochenergetischer, elektromagnetisch wechselwirkender Teilchen mit guter Energie- und Winkelauflösung. Multihadronische Ereignisse sind nahezu frei von Elektronen, die zudem auch durch den Spurdetektor nachgewiesen werden. Photonen, die überwiegend aus dem Zerfall neutraler Pionen stammen, haben dagegen einen Anteil von etwa 25 % an der Gesamtenergie eines Ereignisses und können nur im Kalorimeter nachgewiesen

werden. Die Meßgenauigkeit wird für neutrale Teilchen durch folgende Effekte beeinflusst:

1. Die Energieauflösung ist umgekehrt proportional zu der Wurzel der Energie, wird also sehr schlecht für niederenergetische Schauer. Solche Schauer können auch durch elektronisches Rauschen, elektronische Störungen oder Untergrund vorgetäuscht werden.
2. Photonen können im Material vor dem Kalorimeter aufschauern, wobei ein Teil ihrer Energie der Messung entgeht.
3. Stark wechselwirkende, neutrale Teilchen (überwiegend die langlebige Komponente des neutralen Kaons  $K_{0L}$ ) können im elektromagnetischen Kalorimeter hadronische Schauer bilden. Die Nachweiswahrscheinlichkeit ist hierbei aber geringer und die Energiemessung sehr ungenau, da hadronische Schauer nicht vollständig absorbiert werden (das Kalorimeter ist nur etwa eine Absorbtlängendick).



Zur Bestimmung geeigneter Schnitte wurden hier neben der in in Abbildung 32 dargestellten Wahrscheinlichkeit für die Korrelationen von geladenen Teilchen und Schauern folgende Verteilungen betrachtet:

### Die Korrelationen von Vierervektoren mit simulierten Schauern

Wie schon für geladene Teilchen beschrieben, werden aus einem Vergleich der Vierervektoren der Generatorereignisse mit den simulierten Schauern die Wahrscheinlichkeiten dafür bestimmt, daß einem gemessenen Schauer ein physikalisches Teilchen entspricht und daß umgekehrt physikalische Teilchen tatsächlich im Kalorimeter nachgewiesen werden. Die Verteilungen dieser Wahrscheinlichkeiten sind in Abbildung 34 als Funktion der Energie dargestellt.

Tabelle 15 auf Seite 95 enthält die Impuls- und Energieschnitte, die von Experiment zu Experiment variieren.

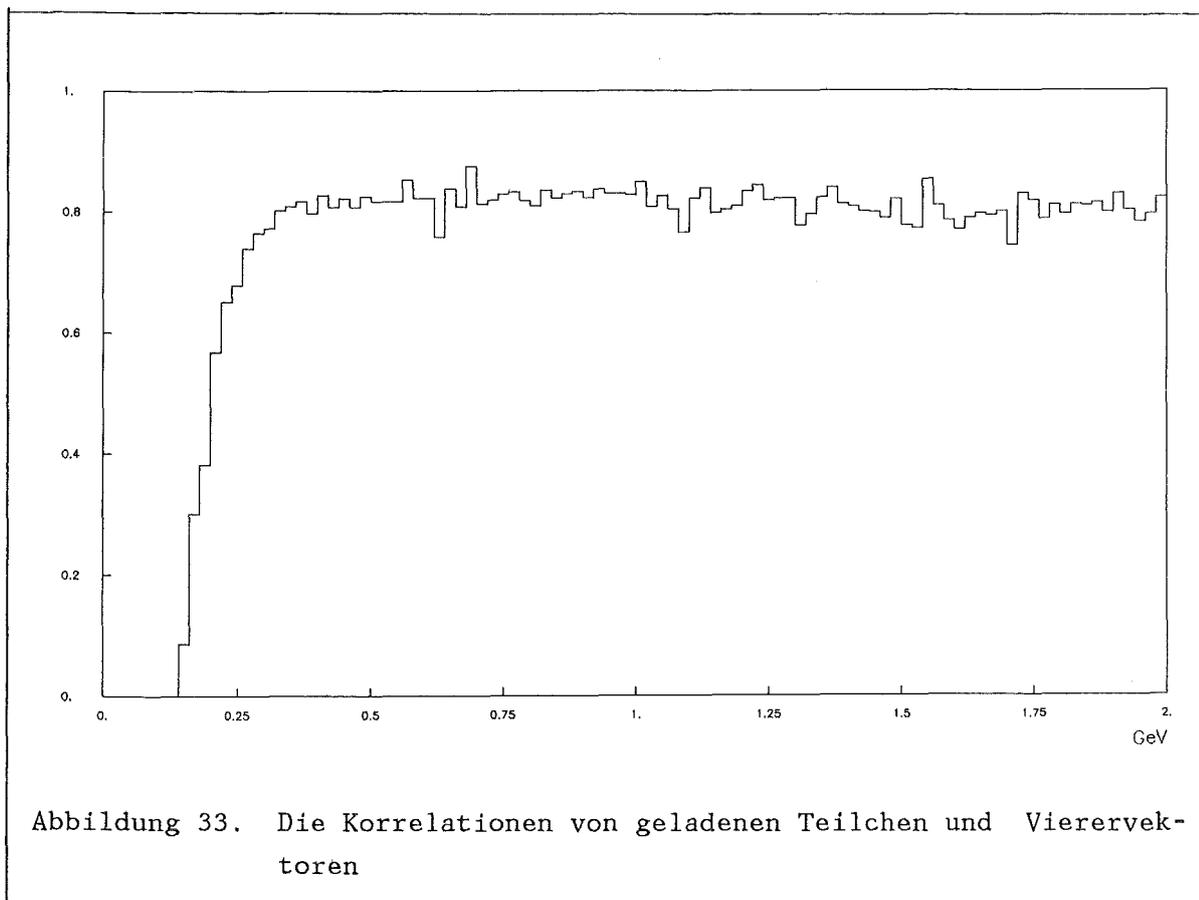
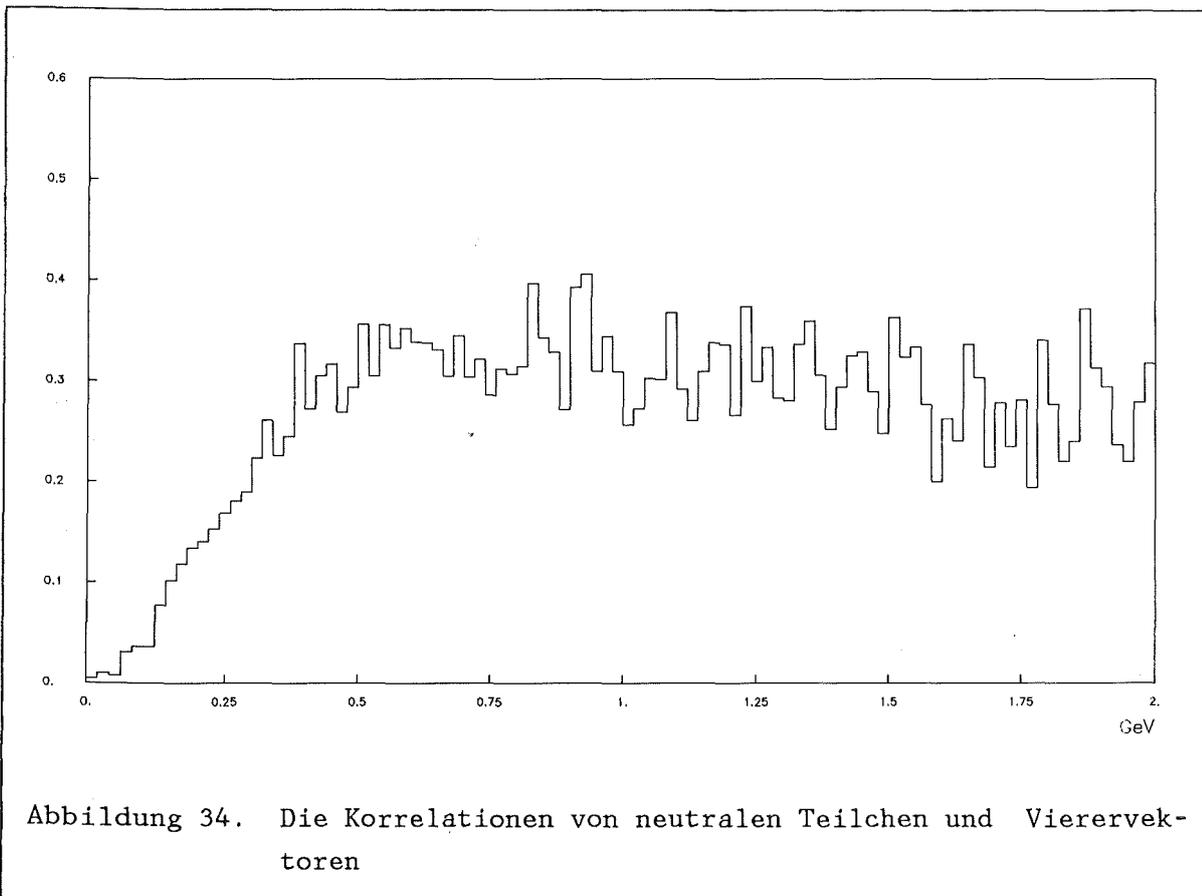


Abbildung 33. Die Korrelationen von geladenen Teilchen und Vierervektoren

Experiment	$P_{\min}$ [MeV/c]	$E_{\min}$ [MeV/c]
17	210	300
16	220	400
11,12,13	210	450
44	210	500
40	250	450
32	260	500
36	240	450
30,34	300	550

Tabelle 15. Energie- und Impulsschnitte



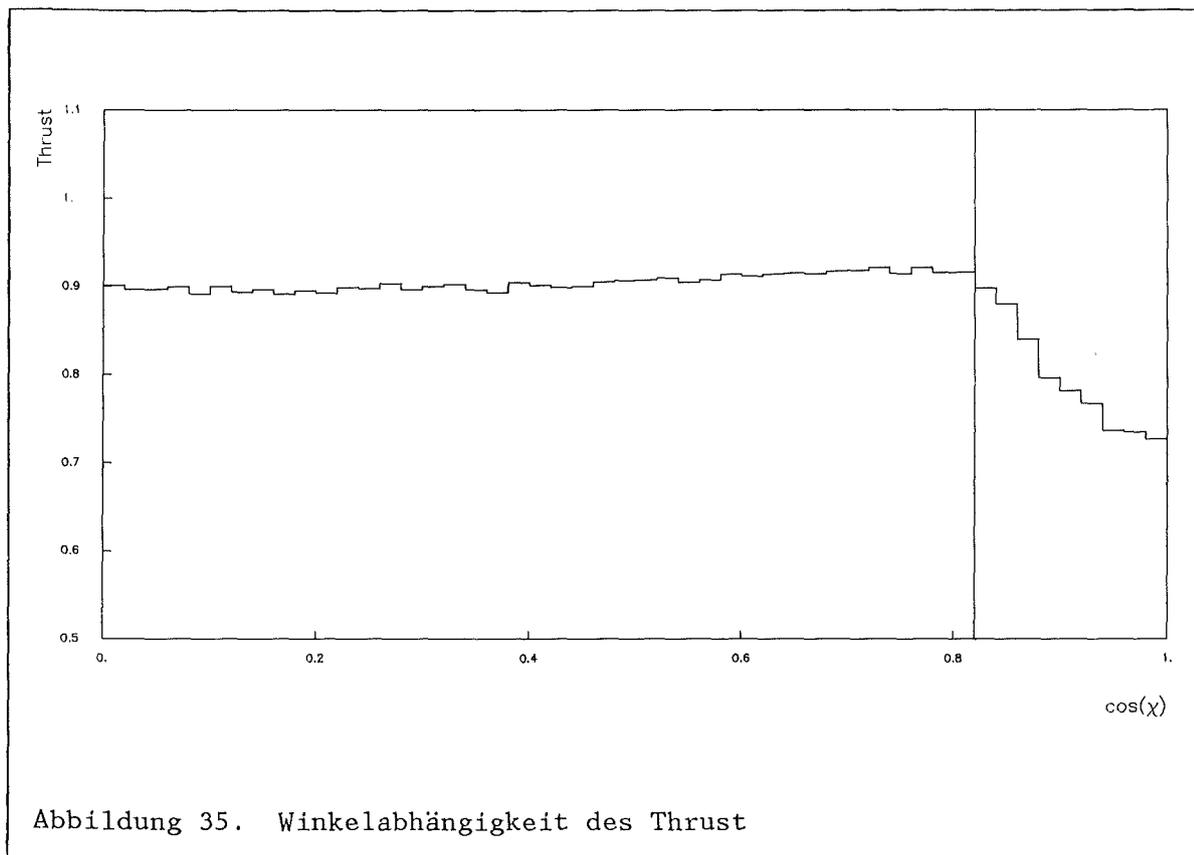
### 8.1.2 Die Auswahl guter hadronischer Ereignisse

Die so definierten 'guten' Teilchen bilden den Ausgangspunkt für die Selektion 'guter' multihadronischer Ereignisse. Diese müssen von einer großen Menge Untergrundereignissen aus anderen Kanälen der  $e^+e^-$ -Vernichtung, aus Wechselwirkungen des Strahls mit dem Restgas oder der Wand des Strahlrohres und aus kosmischen Ereignissen abgetrennt werden. Dazu werden folgende Bedingungen überprüft:

1. Anzahl der geladenen Teilchen  $n_{ch} > 4$
2. gesamte gemessene Energie  $E_{vtot} > 0.33 \cdot E_{cm}$
3. gesamte geladene Energie  $E_{vch} > 0.22 \cdot E_{cm}$
4. gesamte neutrale Energie  $E_{vneu} > 1.0 \text{ GeV}$
5. Nettoladung des Ereignisses  $N_{net} < 6$
6. mindestens ein geladenes Teilchen in jeder Detektorhälfte

Ereignisse werden akzeptiert, wenn sie die Bedingungen 1, 2, 4 und 5 oder 1, 3, 5 und 6 erfüllen. Strahl-Gas- oder Strahl-Wand-Wechselwirkungen werden durch die Bedingungen 2, 3, 4, 5 und 6 verworfen. Zweiphotonereignisse haben geringe sichtbare Energien und oft große fehlende Impulse und werden durch die Bedingungen 2, 3 und 6 reduziert.  $\tau$ -Paare, die teilweise in Hadronen zerfallen, bilden Ereignisse mit nur wenigen geladenen Teilchen und, wegen der Neutrinos, oft mit nur geringer sichtbarer Energie. Sie werden durch die Schritte 1, 2 und 3 unterdrückt.

Die auf diese Weise ausgewählten multihadronischen Ereignisse sind zum Teil nicht vollständig im Detektor nachgewiesen. Dies ist der Fall, wenn Jets am Rande des aktiven Raumwinkelbereichs liegen. Abbildung 35 zeigt den Verlauf des Thrust in Abhängigkeit von dem Winkel zwischen Thrustachse und Strahlachse. Ereignisse, deren Achse am Rande des Detektors liegt, werden offensichtlich verfälscht. Um dies zu vermeiden, werden sämtliche multihadronische Ereignisse, deren Thrust- oder Sphericity-Achsen einen Winkel von weniger als  $37^\circ \approx \cos(\vartheta) = 0.8$  zur Strahlachse bilden, verworfen. Detektoreffekte, die später mit Hilfe von Monte-Carlo-Programmen korrigiert werden müssen und die eine Quelle von systematischen Fehlern sind, werden so minimiert.



### 8.1.3 Untergrund

Die auf diese Weise gewonnene Datenmenge ist nahezu frei von Untergrundergebnissen. Um den Anteil des noch verbleibenden Untergrundes abzuschätzen, stehen zwei Verfahren zur Verfügung:

- Untergrundreaktionen, deren Wirkungsquerschnitte bekannt sind, können mit Hilfe von Monte-Carlo-Programmen simuliert werden. Aus der Wahrscheinlichkeit der simulierten Ereignisse die Hadronselektion zu passieren, läßt sich dann der Anteil dieser Reaktionen an den Daten bestimmen.
- Eine Auswahl von selektierten Ereignissen wird an einem graphischen Bildschirm gesichtet und überprüft und der Anteil von Untergrundergebnissen bestimmt.

Tabelle 16 (aus [22]) enthält den Anteil der Untergrundereignisse an den selektierten Daten, aufgeteilt nach Reaktionstypen und Schwerpunktsenergie.

Energie [GeV]	14	22	34	44
DIS	0.3%	0.3%	0.4%	0.5%
Zwei-Photon	0.1%	0.2%	0.2%	0.2%
Strahl-Gas	0.2%	0.2%	0.2%	< 0.1%
Bhabhas		< 0.1%		
$\tau\tau$		< 0.1%		
Höhenstrahlung		< 0.1%		

Tabelle 16. Anteile von Untergrundereignissen

## 9. DIE KORREKTUR DER DATEN

Die in " 7. Monte-Carlo Studien" beschriebenen Untersuchungen und alle Vergleiche mit theoretischen Rechnungen oder mit Daten anderer Experimente basieren auf idealen, von sämtlichen Einflüssen des Detektors freien Daten. Die gemessenen Daten sind dagegen immer durch das Experiment verändert und müssen korrigiert werden. Dabei können zwei Effekte unterschieden werden:

- Detektoreinflüsse
- Strahlungskorrekturen

Diese Effekte werden im folgenden näher untersucht und die Methode zu ihrer Korrektur beschrieben.

### 9.1 EINFLÜSSE DES DETEKTORS AUF DIE MEßGRÖßEN

Jeder Detektor hat nur ein begrenztes Auflösungsvermögen und eine begrenzte Nachweiswahrscheinlichkeit. Verteilungen, wie die in dieser Arbeit untersuchten, werden in komplizierter Weise durch die Eigenschaften der zur Messung benutzten Detektorkomponenten, also des Spurdetektors und des zentralen Kalorimeters, beeinflußt. Effekte, die dabei eine Rolle spielen, sind - der Bedeutung nach geordnet - beispielsweise:

- Die Rekonstruktionswahrscheinlichkeiten für geladene und neutrale Teilchen
- Untergrund oder falsch rekonstruierte Spuren oder Schauer
- Die Energieauflösung des Kalorimeters
- Die Impulsauflösung des Spurdetektors

Die einzelnen Effekte und vor allem ihre kombinierte Wirkung auf die gemessenen Verteilungen lassen sich nur schwer oder überhaupt nicht messen. Als eine geeignete Methode, diese Effekte und ihre kombinierte Wirkung zu bestimmen, hat sich die Simulation des gesamten Detektors und seiner Eigenschaften mit Hilfe von Monte-Carlo-Programmen bewährt. In "Die Detektorsim-

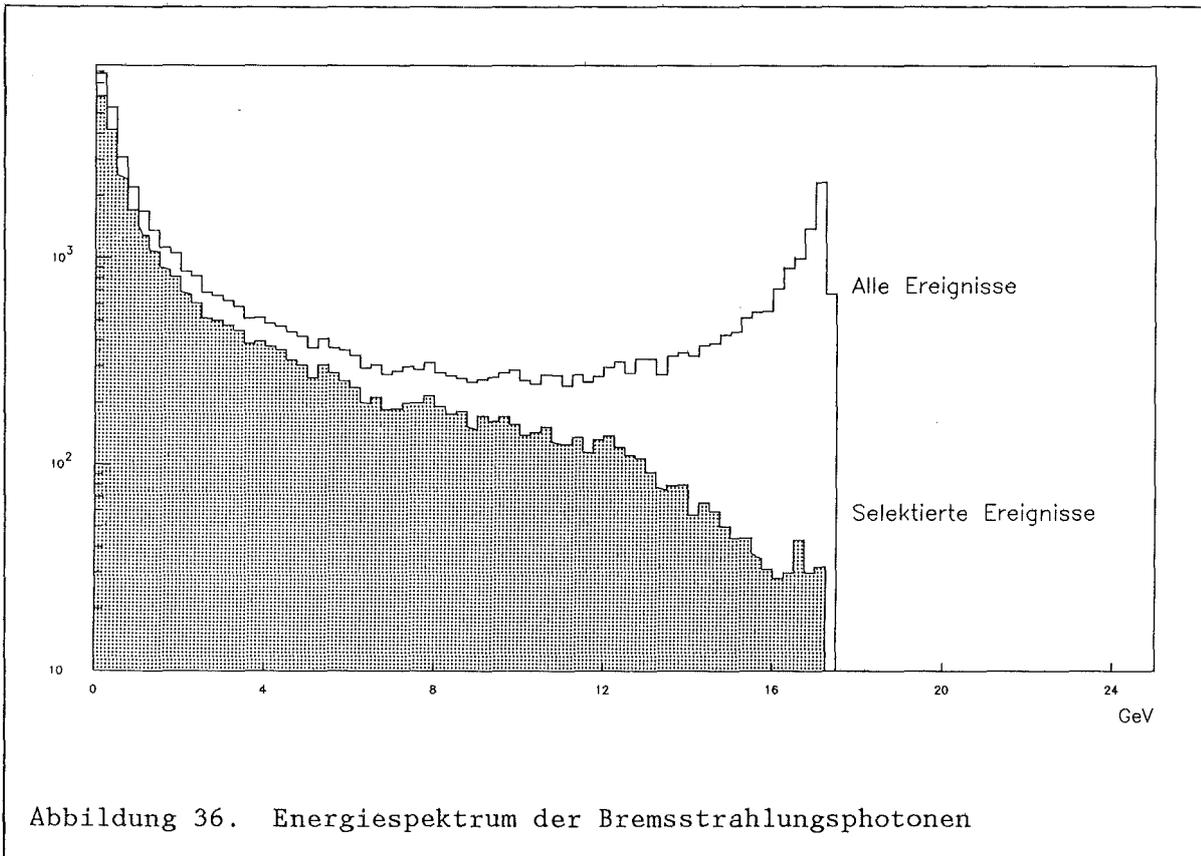


Abbildung 36. Energiespektrum der Bremsstrahlungsphotonen

mulation" wurden die bei CELLO hierzu verwendeten Programme kurz beschrieben. Durch den Vergleich der Ereignisse vor und nach der Detektorsimulation läßt sich der Einfluß des Detektors auf die gemessenen Größen bestimmen.

In den folgenden Abschnitten wird die als Ausgangspunkt der Detektorsimulation verwendete Verteilung - berechnet mit dem LUND 5.3 Monte-Carlo-Programm - wie üblich als Generatorverteilung bezeichnet. Diese Verteilung nach der Detektorsimulation wird als simulierte Verteilung, im Gegensatz zu der aus den Daten gemessenen Verteilung bezeichnet.

## 9.2 STRAHLUNGSKORREKTUREN

Die Abstrahlung von Photonen im  $e^+e^-$ -Anfangszustand ist ein weiterer Effekt, der korrigiert werden muß. Das Spektrum der im Feld der kollidierenden Reaktionspartner abgestrahlten Photonen ist in Abbildung 36 dargestellt. Bei der Berechnung dieses Spektrums im Rahmen des LUND-Monte-Carlo-Programms wurden Terme bis zur Ordnung  $\alpha^3$  berücksichtigt. Die Abstrahlung von Photonen im Endzustand wird vernachlässigt. In der gleichen Abbildung ist das Energiespektrum der Bremsstrahlungsphotonen aus Ereignissen nach der Hadronselektion aufgetragen. Das in den multihadronischen Ereignissen gemessene Spektrum hängt also von den Kriterien der Hadronselektion ab und damit auch von den Eigenschaften des Detektors. Die Bremsstrahlung im Anfangszustand beeinflußt das Ereignis auf dreierlei Weise:

1. Die von dem Photon weggetragene, sowie die in der Schwerpunktbewegung des hadronischen Systems enthaltene Energie steht diesem nicht als Schwerpunktsenergie zur Verfügung. Es ergibt sich eine effektive Schwerpunktsenergie, die über alle Ereignisse gemittelt wird. Tabelle 17 enthält eine Gegenüberstellung der nominellen und der effektiven Schwerpunktsenergien der Datenpunkte.

$e^+e^-$ Energie [GeV]	effektive Schwerpunktsenergie [GeV]
14.0	13.4
22.0	21.1
34.0	32.1
35.0	33.2
38.0	36.6
44.0	41.7
46.0	42.8

Tabelle 17. Effektive Schwerpunktsenergie nach Bremsstrahlung

2. Impulse und Energien der Teilchen werden nicht mehr im Schwerpunktsystem des Ereignisses gemessen. Dies verändert alle Winkel, Energien und Impulse und damit auch die hier ausgewerteten Meßgrößen.
3. Wenn das Bremsstrahlungsphoton im aktiven Teil des Detektors nachgewiesen wird und die Schnitte zur Definition guter Teilchen passiert, kann es als energiereiches einzelnes Teilchen die Ereigniskonfiguration stark verändern.

### 9.3 KORREKTURMETHODEN

Formal gesehen kann das Problem der Korrektur einer gemessenen Verteilung folgendermaßen formuliert werden [24]:

Gemessen wird die Verteilungsfunktion  $g(y)$  - meist in Form eines Histogramms - in Abhängigkeit von einer physikalischen Variablen  $y$ , beispielsweise  $y = M_h^2 / E_{vis}^2$  mit:

$$\begin{aligned} M_h^2 &= \text{Quadrat der invarianten Masse des schweren Jets (gemessen)} \\ E_{vis}^2 &= \text{Quadrat der gesamten sichtbaren Energie} \end{aligned}$$

Zum Vergleich mit theoretischen Rechnungen muß aber eine korrigierte Verteilung  $f(x)$ , in diesem Beispiel  $x = M_h^2/s$  verwendet werden mit :

$$\begin{aligned} M_h^2 &= \text{Quadrat der invarianten Masse des schweren Jets (theoretisch)} \\ s &= \text{Quadrat der Energie in Schwerpunktsystem} \end{aligned}$$

Die Verbindung zwischen gemessener Verteilung und korrigierter Verteilung ist durch ein Faltungsintegral gegeben:

$$(1) \quad g(y) = \int A(y,x) f(x) dx$$

Der Integralkern oder die Auflösungsfunktion  $A(y,x)$  in dieser Fredholmschen Integralgleichung beschreibt den Einfluß des Detektors auf die betrachtete Verteilung. Da in der Praxis Histogramme anstelle von kontinuierlichen

Funktionen verwendet werden, geht die Integralgleichung über in eine Matrixgleichung:

$$(2) g_i = \sum_j A_{ij} f_j$$

Integralgleichungen dieses Typs und damit auch die diskrete Approximation sind instabil in dem Sinne, daß kleine Störungen der gemessenen Verteilung  $g(y)$  - beispielsweise statistische Schwankungen - zu großen Störungen der Lösungsfunktion  $f(x)$  führen. Dies ist auf den Verlust im Detektor an Information über die ursprüngliche Ereigniskonfiguration zurückzuführen. Praktikable Methoden, die Daten zu korrigieren, beruhen deshalb immer auf Näherungslösungen, die versuchen:

- eine Näherung für die Auflösungsfunktion  $A(y,x)$  zu finden, die zu einer stabilen, lösbaren Gleichung führt.
- die verlorengegangene Information durch sogenannte Regularisierungsbedingungen an den Verlauf der korrigierten Verteilung zu ersetzen.

Der ersten Näherung ist die häufig benutzte Methode von Korrekturfaktoren für jeden einzelnen Kanal des gemessenen Histogramms zuzuordnen. Diese Faktorenmethode ersetzt die Auflösungsmatrix  $A_{ij}$  durch eine Diagonalmatrix. Die in dieser Arbeit verwendete Korrekturmethode entspricht der zweiten Näherung. Zur Begründung, warum diese aufwendige und selten verwendete Methode zur Korrektur der Daten verwendet wurde, ist es zweckmäßig, drei zu korrigierende Detektoreffekte zu unterscheiden:

### Akzeptanz

Akzeptanzverluste, hier für die betrachtete Verteilung verallgemeinert, werden durch eine von der betrachteten Meßgröße abhängigen Nachweiswahrscheinlichkeit für multihadronische Ereignisse verursacht. Die in dieser Arbeit verwendeten globalen Größen zeigen ein solches Verhalten aber nur in geringem Maße. Akzeptanzverluste alleine können durch die oben erwähnte Faktorenmethode korrigiert werden. Die Korrekturfaktoren, berechnet aus den simulierten Verteilungen vor und nach der Detektorsimulation, hängen dabei nicht von der Form der zugrundeliegenden Generatorverteilungen ab.

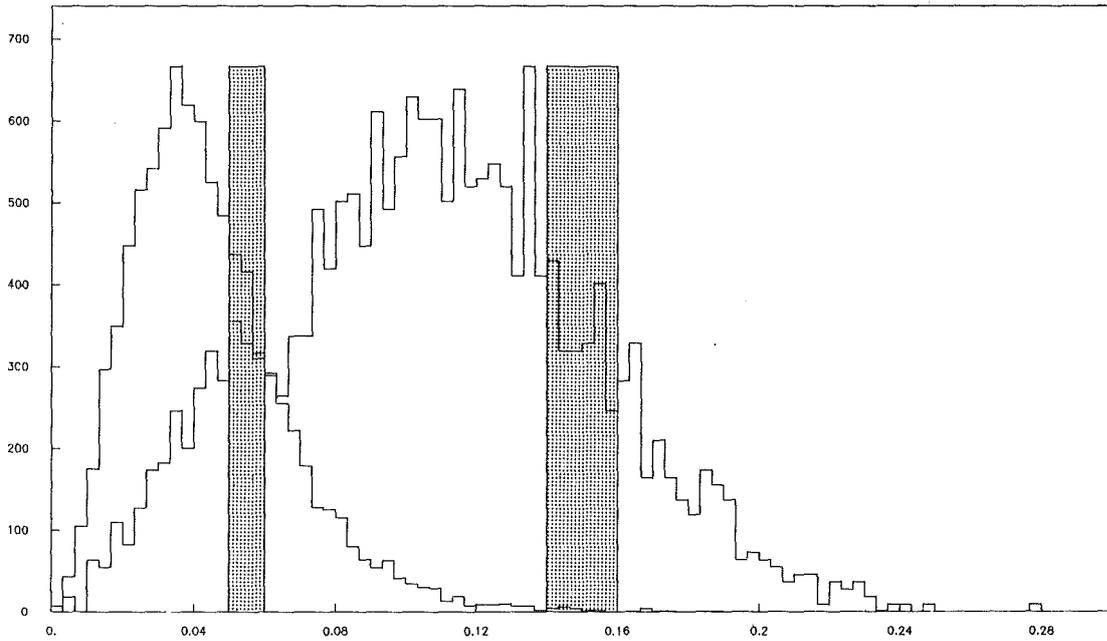


Abbildung 37. Auflösung des Detektors für  $M_h^2/s$

### Auflösung

Die Auflösung des Detektors wird hier nicht als Impuls- oder Energieauflösung für einzelne Teilchen sondern als Auflösung für komplexe Größen wie  $M_h^2/s$  betrachtet. Abbildung 37 zeigt die Verteilung von  $M_h^2/s$  nach der Detektorsimulation von Ereignissen mit  $M_h^2/s = 0.05$  und  $0.1$ , zusammen mit den entsprechenden Ausgangsverteilungen vor der Detektorsimulation. Es zeigt sich, daß der Detektor für diese komplexe Meßgröße nur eine Auflösung von etwa 40 % hat und außerdem die Mittelwerte verschiebt.

Häufig wird auch für Korrekturen dieses Typs die Faktorenmethode verwendet. Da aber die Voraussetzungen nicht erfüllt sind, ergibt sich eine Abhängigkeit der Korrekturen von der in der Simulation verwendeten Ausgangsverteilung. Abweichungen dieser Ausgangsverteilungen, die mit Hilfe eines der Fragmentationsmodelle erzeugt werden, von den wahren, in der Natur realisierten Verteilungen, führen zu systematischen Veränderungen der korrigierten Daten. Auf diese Weise wird schon auf der Ebene der Korrektur der Detek-

toreffekte eine, wenn auch kleine, Abhängigkeit von Fragmentationsmodellen [23] erzeugt.

### Transformation

Wie in Abbildung 37 zu sehen ist, werden die Ausgangsverteilungen in Form einer  $\delta$ -Funktion nicht nur verbreitert, sondern zusätzlich zu kleineren Werten hin verschoben. Dieser Effekt ist in dem hier aufgeführten Beispiel schon durch die Verwendung der Größe  $y = M_h^2 / E_{vis}^2$  anstelle von  $M_h^2/s$  minimiert worden. Transformationen der gemessenen Variablen - meist nicht linear - sind mit der Faktormethode überhaupt nicht korrigierbar.

Um zuverlässige, nicht schon auf der Ebene der Detektorkorrekturen von Details der Fragmentationsmodelle abhängende Ergebnisse zu erhalten, sollte daher wenn möglich ein Entfaltungsverfahren zur Korrektur der Verteilungen gewählt werden.

#### 9.3.1 Korrektur von $1-T$ , $M_h^2/s$ und $(M_h^2 - M_l^2)/s$

Zur Korrektur dieser Verteilungen kann ein Entfaltungsverfahren angewendet werden, bei dem die verlorengegangene Information durch geeignete Regularisierungsbedingungen ersetzt wird. Das Verfahren besteht aus folgenden zwei Schritten und korrigiert sowohl die Detektoreffekte als auch gleichzeitig die Bremsstrahlung im Anfangszustand.

#### Berechnung der Auflösungsfunktion $A_{ij}$

Die Auflösungsfunktion enthält für jeden Wert aus dem Wertebereich der 'wahren' Verteilung die Verteilung der Werte dieser Größe nach der Detektorsimulation. Dazu werden von jedem Ereignis in den simulierten Daten die zu korrigierenden Größen vor und nach der Detektorsimulation berechnet. Zur Korrektur der Strahlung im Anfangszustand werden die Generatorereignisse zunächst in das Schwerpunktsystem des hadronischen Systems lorentztransformiert. Die in diesem System reduzierte Schwerpunktsenergie wird über alle Ereignisse gemittelt. Die beiden Werte vor und nach der Detektorsimulation werden in ein zweidimensionales Histogramm eingetragen, wenn das Ereignis die Schnitte der Hadronselektion erfüllt. Um dieses Histogramm später zu normieren, wird

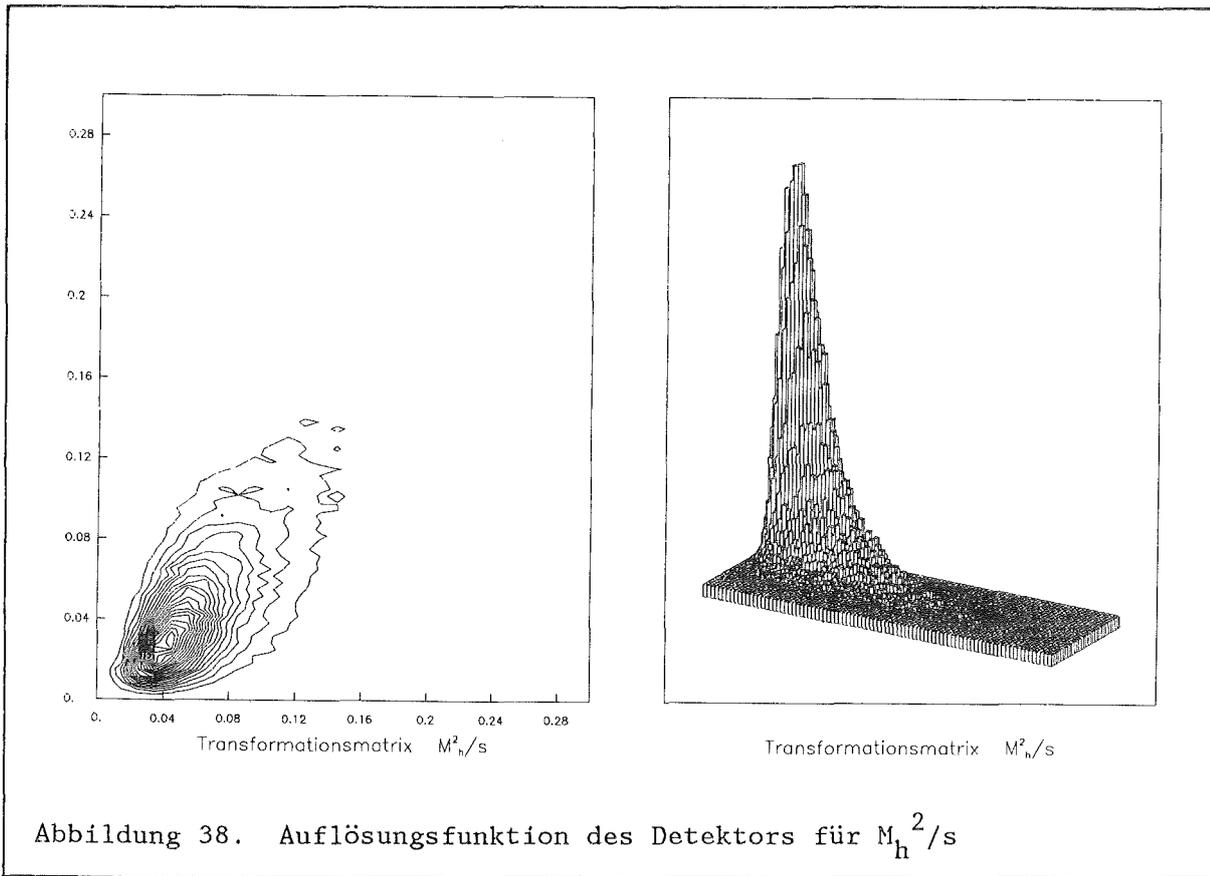


Abbildung 38. Auflösungsfunktion des Detektors für  $M_h^2/s$

gleichzeitig ein Histogramm mit allen Generatorereignissen gefüllt. Die in Abbildung 37 gezeigten Verteilungen sind Schnitte durch die in Abbildung 38 dreidimensional aufgetragene, nicht normierte Auflösungs-funktion für  $M_h^2/s$ . Die Projektionen dieser Auflösungsfunktion auf die X- bzw. Y-Achse entsprechen der Generatorverteilung und der simulierten Verteilung.

### Berechnung der korrigierten Verteilung

Zur Entfaltung wird die Auflösungsfunktion zunächst normiert. Sie enthält dann keinerlei Informationen über die zugrundeliegende Generatorverteilung mehr und ist damit prinzipiell unabhängig von dem benutzten Fragmentationsmodell. Während die Faktorenmethode nur bei einer exakten Generatorverteilung korrekte Resultate liefern würde und deshalb auf Fragmentationsmodelle angewiesen ist, um diese möglichst genau zu approximieren, werden hier diese Modelle nur aus Gründen der Effektivität verwendet.



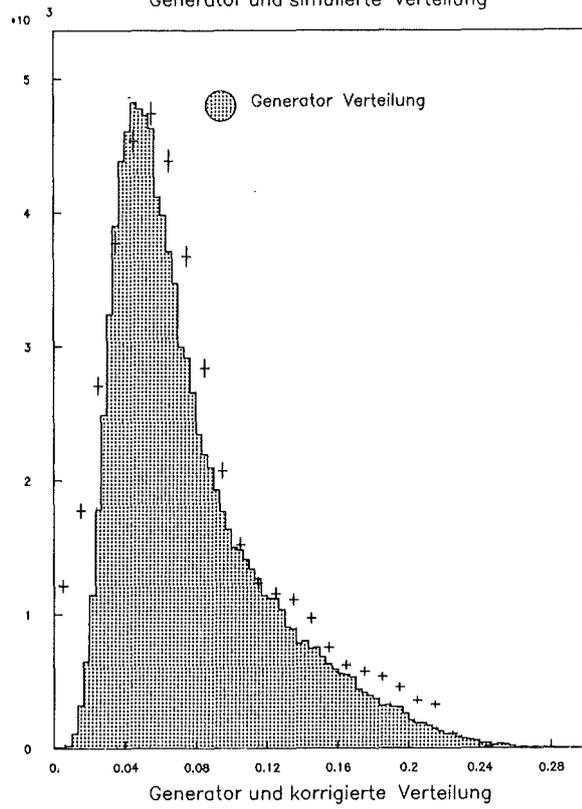
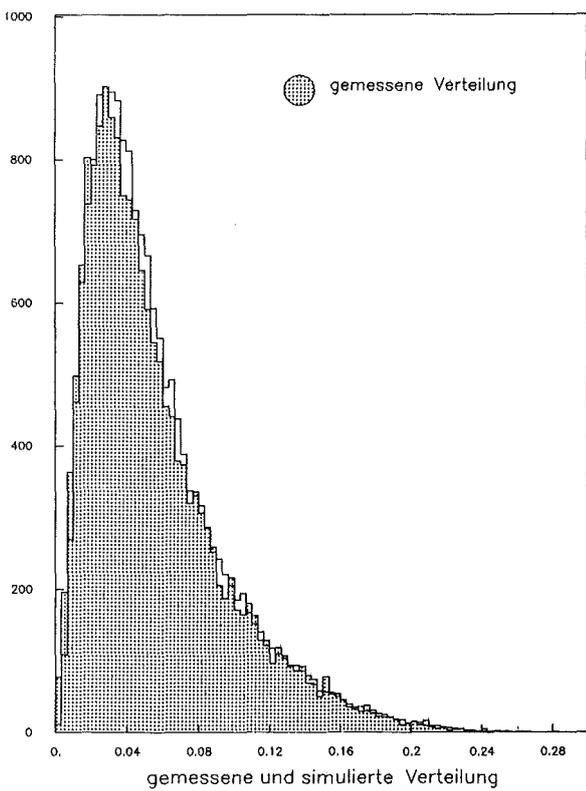
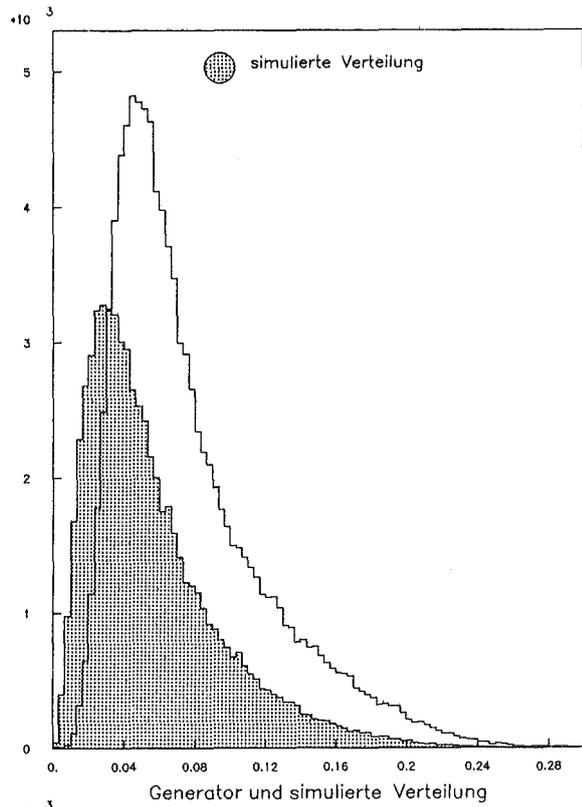
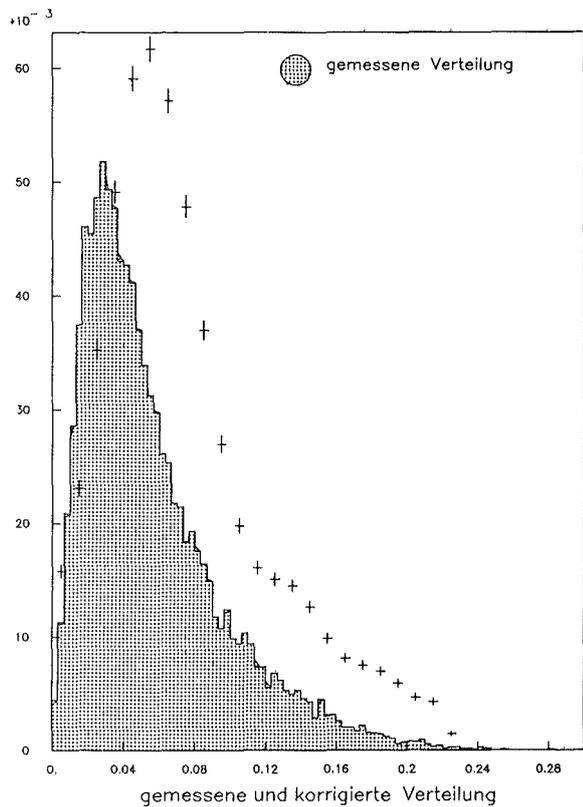


Abbildung 39. Gemessene und korrigierte Verteilungen von  $M_h^2/s$

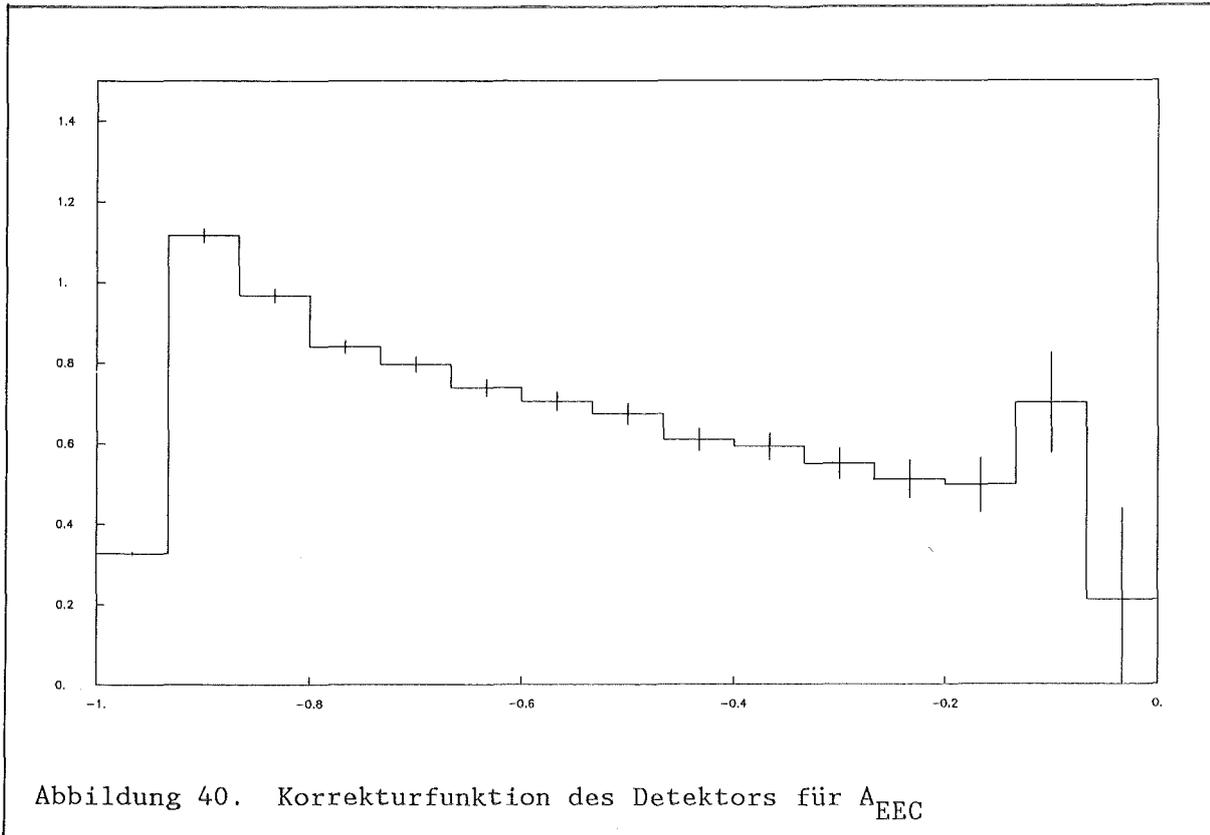
$$(6) \quad \chi^2 = \sum_j \frac{(\sum_i A_{ji} f_i - g_j)^2}{\Delta g_j^2} \cdot \tau \cdot c(f)$$

Der Parameter  $\tau$  des Krümmungsterms wird so gewählt, daß die Gesamtkrümmung der resultierenden korrigierten Verteilung etwa der Gesamtkrümmung der zu korrigierenden Verteilung entspricht. Die in dieser Analyse verwendeten Mittelwerte der korrigierten Verteilungen sind aber gegen eine willkürliche Veränderung dieses Parameters über mehrere Größenordnungen unempfindlich.

Abbildung 39 zeigt als ein Beispiel die Verteilung von  $M_h^2/s$  vor und nach der Korrektur zusammen mit Vergleichen der entsprechenden Generatorverteilung und der simulierten Verteilung.

### 9.3.2 Korrektur der Asymmetrie der Energie-Energie-Korrelationen

Die im Falle der anderen Observablen mögliche Zuordnung von Werten vor der Detektorsimulation zu Werten nach der Simulation ist für die Asymmetrie der Energie-Energie-Korrelationen nicht praktikabel. Der Grund hierfür liegt in der Struktur der Detektorsimulationsprogramme, die keine Verbindung von Teilchen vor der Simulation zu den Spuren oder Schauern nach der Simulation enthalten. Da bei der Messung der Energie-Energie-Korrelationen aber je zwei Teilchen ein elementares Ereignis bilden, ist diese Information zur Berechnung der Korrekturmatrix notwendig. Die Verwendung der Faktormethode ist aber dadurch gerechtfertigt, daß die Auflösung im wesentlichen durch die Winkelauflösung des Detektors gegeben wird. Diese ist aber besser als die Auflösung der Histogramme und kann aus diesem Grunde vernachlässigt werden. Akzeptanzverluste, hier verursacht durch die begrenzte Nachweiswahrscheinlichkeit für geladene oder neutrale Teilchen, lassen sich aber mit dieser Methode zuverlässig korrigieren. Ein Nachteil ist, daß diese Korrekturen bei kleinen  $\cos(\chi)$  relativ groß sind. Abbildung 40 zeigt als ein Beispiel die Korrekturfunktion für die Daten bei einer Energie von 35 GeV.



#### 9.4 STATISTISCHE FEHLER

Das Entfaltungsverfahren zur Korrektur der Verteilungen liefert direkt keine statistischen Fehler. Diese müssen daher auf andere Weise bestimmt werden. Die statistischen Fehler der Mittelwerte  $\langle x \rangle_c$  der korrigierten Histogramme wurden mit folgender Näherungsformel aus den statistischen Fehlern der Mittelwerte der gemessenen Verteilung  $\langle x \rangle_d$ , der simulierten Verteilung  $\langle x \rangle_s$  und der Generatorverteilung  $\langle x \rangle_g$  bestimmt:

$$\Delta \langle x \rangle_c = \sigma \langle x \rangle \cdot \sqrt{\frac{1}{N_d} + \frac{1}{N_g} + \frac{1}{N_s}}$$

Dabei wird angenommen, daß das Entfaltungsverfahren die gleichen statistischen Fehler erzeugt, wie die Korrektur von  $\langle x \rangle_c$  durch:

$$\langle x \rangle_c = \langle x \rangle_g \cdot \frac{\langle x \rangle_g}{\langle x \rangle_s}$$

und daß alle drei Verteilungen gleich breit sind.

Die statistischen Fehler der Verteilung der Asymmetrie der Energie-Energie-Korrelationen werden üblicherweise aus der Summe der Quadrate der Gewichte in jedem Kanal der Verteilung berechnet:

$$\sigma(f_i) = \sqrt{\sum w_i^2}$$

Jedes Ereignis mit zwei bis vier Partonen wird aber durch die Fragmentation in der Weise verändert, daß etwa 20 geladene und ungeladene Teilchen entstehen, die zu einigen hundert Einträgen in das Histogramm der Energie-Energie-Korrelationen führen. Diese sind um die Partonrichtungen gebündelt und erzeugen daher starke statistische Korrelationen zwischen benachbarten Histogrammkanälen. Den gemessenen Histogrammen wurden daher die gleichen Fehler zugeordnet, wie sie in simulierten Partonverteilungen mit der gleichen Anzahl von Ereignissen berechnet worden sind.

## 9.5 SYSTEMATISCHE FEHLER

Eine ideale Detektorsimulation in Verbindung mit einem idealen Korrekturverfahren würde sämtliche systematische Fehler korrigieren. Naturgemäß lassen sich die systematischen Fehler nicht exakt bestimmen, sondern müssen geschätzt werden. Die Größe der Korrektur, also die Differenz zwischen gemessenen und korrigierten Werten, gibt einen Anhaltspunkt für die Größenordnung der systematischen Fehler. Die wesentlichen Schwachpunkte der Detektorsimulation sind die Nachweiswahrscheinlichkeit für geladene Teilchen und die Simulation niederenergetischer Schauer. Letzteres spielt kaum eine Rolle, da wegen der harten Schnitte für neutrale Teilchen nur die besser beschriebenen, hochenergetischen Schauer berücksichtigt werden. Es wird an-

genommen, daß die Rekonstruktion geladener Teilchen für die Experimente mit niedrigen Energien unter 35 GeV bis auf einen Fehler von etwa 5% wiedergegeben wird. Die Experimente bei den höheren Energien sind durch Untergrund aus der Synchrotronstrahlung beeinträchtigt. Es besteht der Verdacht, daß dies in der Detektorsimulation nicht hinreichend genau wiedergegeben wird. Daher wird für diese Experimente ein Fehler von etwa 10% angenommen.

Die systematischen Fehler der Datenpunkte werden aus diesen Gründen zu 5% bzw. 10% der Größe der Korrektur abgeschätzt.

## 9.6 ERGEBNISSE

Die Ergebnisse der Korrektur der Daten sind auf den folgenden Seite in Tabellen zusammengefaßt. Die Tabellen enthalten die unkorrigierten und die korrigierten Mittelwerte der Verteilungen mit den statistischen und systematischen Fehler der korrigierten Werte. Die Auswertung der korrigierten Mittelwerte  $\langle 1-T \rangle$ ,  $\langle M_h^2/s \rangle$ ,  $\langle (M_h^2 - M_l^2)/s \rangle$  und der Verteilungen der  $A_{EEC}$  wird im nächsten Kapitel beschrieben.

Exp.	Energie	Daten		Fehler	
		unkorrigiert	korrigiert	statistisch	systematisch
17	13.4	0.0879	0.1038	0.0015	0.0008
16	21.1	0.0669	0.0852	0.0013	0.0009
11	32.1	0.0563	0.0724	0.0013	0.0009
44	33.2	0.0558	0.0725	0.0004	0.0009
40	36.6	0.0526	0.0745	0.0013	0.0011
32	41.7	0.0529	0.0703	0.0013	0.0009
36	41.7	0.0515	0.0702	0.0011	0.0010
30	42.9	0.0554	0.0711	0.0020	0.0008

Tabelle 18. Ergebnisse für  $\langle M_h^2/s \rangle$

Exp.	Energie	Daten		Fehler	
		unkorrigiert	korrigiert	statistisch	systematisch
17	13.4	0.0472	0.0480	0.0015	0.0001
16	21.1	0.0361	0.0382	0.0011	0.0002
11	32.1	0.0330	0.0367	0.0011	0.0002
44	33.2	0.0334	0.0373	0.0003	0.0001
40	36.6	0.0323	0.0358	0.0011	0.0002
32	41.7	0.0326	0.0344	0.0011	0.0001
36	41.7	0.0326	0.0347	0.0009	0.0001
30	42.9	0.0342	0.0350	0.0016	0.0001

Tabelle 19. Ergebnisse für  $\langle (M_h^2 - M_1^2)/s \rangle$

Exp.	Energie	Daten		Fehler	
		unkorrigiert	korrigiert	statistisch	systematisch
17	13.4	0.1402	0.1544	0.0028	0.0007
16	21.1	0.1087	0.1239	0.0024	0.0008
11	32.1	0.0912	0.1035	0.0022	0.0007
44	33.2	0.0902	0.1028	0.0007	0.0007
40	36.6	0.0828	0.1028	0.0021	0.0010
32	41.7	0.0861	0.0964	0.0022	0.0005
36	41.7	0.0806	0.0943	0.0017	0.0007
30	42.9	0.0875	0.0983	0.0031	0.0007

Tabelle 20. Ergebnisse für  $\langle 1-T \rangle$

Exp.	Energie	Daten		Fehler	
		unkorrigiert	korrigiert	statistisch	systematisch
17	13.4	0.0421	0.0387	0.0046	0.0004
16	21.1	0.0389	0.0322	0.0041	0.0007
11	32.1	0.0459	0.0414	0.0031	0.0005
44	33.2	0.0404	0.0316	0.0007	0.0009
40	36.6	0.0484	0.0380	0.0041	0.0010
32	41.7	0.0443	0.0377	0.0039	0.0007
36	41.7	0.0459	0.0380	0.0031	0.0008
30	42.9	0.0357	0.0357	0.0064	0.0001

Tabelle 21. Ergebnisse für  $\langle A_{EEC} \rangle$

## 10. AUSWERTUNG DER KORRIGIERTEN DATEN

### 10.1 GRENZWERTE FÜR $\alpha_S$

In "Der Energieverlauf der Fragmentationsanteile" wurde gezeigt, daß die Fragmentationsbeiträge zu den Observablen  $M_h^2/s$  und  $1-T$  positiv sind, während  $(M_h^2 - M_1^2)/s$  und  $\int AEEC(x)dx$  durch Fragmentationseffekte verkleinert werden. Wird der Ansatz,

$$\langle x \rangle = C_1 \cdot \alpha_S + C_2 \cdot \alpha_S^2 + F$$

der den gemessenen Mittelwert einer Observablen in einen QCD-Anteil und einen Fragmentationsanteil aufspaltet, nach  $\alpha_S$  aufgelöst, so erhält man:

$$\alpha_S = -\frac{p}{2} + \sqrt{\frac{p^2}{4} - q}$$

mit

$$p = C_1 / C_2$$

$$F = \langle x \rangle$$

$$q = \frac{C_2 F^2}{C_1^2}$$

Wegen der monotonen fallenden Abhängigkeit dieses Ausdrucks von  $F$  erhält man für  $F = 0$  einen größeren  $\alpha_S$  und damit eine obere Grenze, wenn  $F$  positiv ist. Die Observablen, deren Fragmentationsanteil negativ ist, ergeben folglich eine untere Grenze. In Abbildung 41 sind die auf diese Weise unter Vernachlässigung der Fragmentationsanteile bestimmten Werte für die Observablen  $M_h^2/s$ ,  $(M_h^2 - M_1^2)/s$  und  $\int AEEC(x)dx$  aufgetragen. Die eingetragenen Fehler entsprechen einer Standardabweichung. Die eingezeichneten Grenzen mit einem Konfidenzniveau von 95 % sind auf zweierlei Weise berechnet worden. Zum einen wurde der Datenpunkt mit der besten Grenze gewählt, zum anderen wurde  $\Lambda_{\overline{MS}}$  an alle Datenpunkte angepaßt. Die Ergebnisse sind im Rahmen der statistischen Fehler identisch, es werden aber hier die Ergebnisse der Anpassung an die Datenpunkte angegeben, die unempfindlicher gegen statistische Fluktuationen sind.

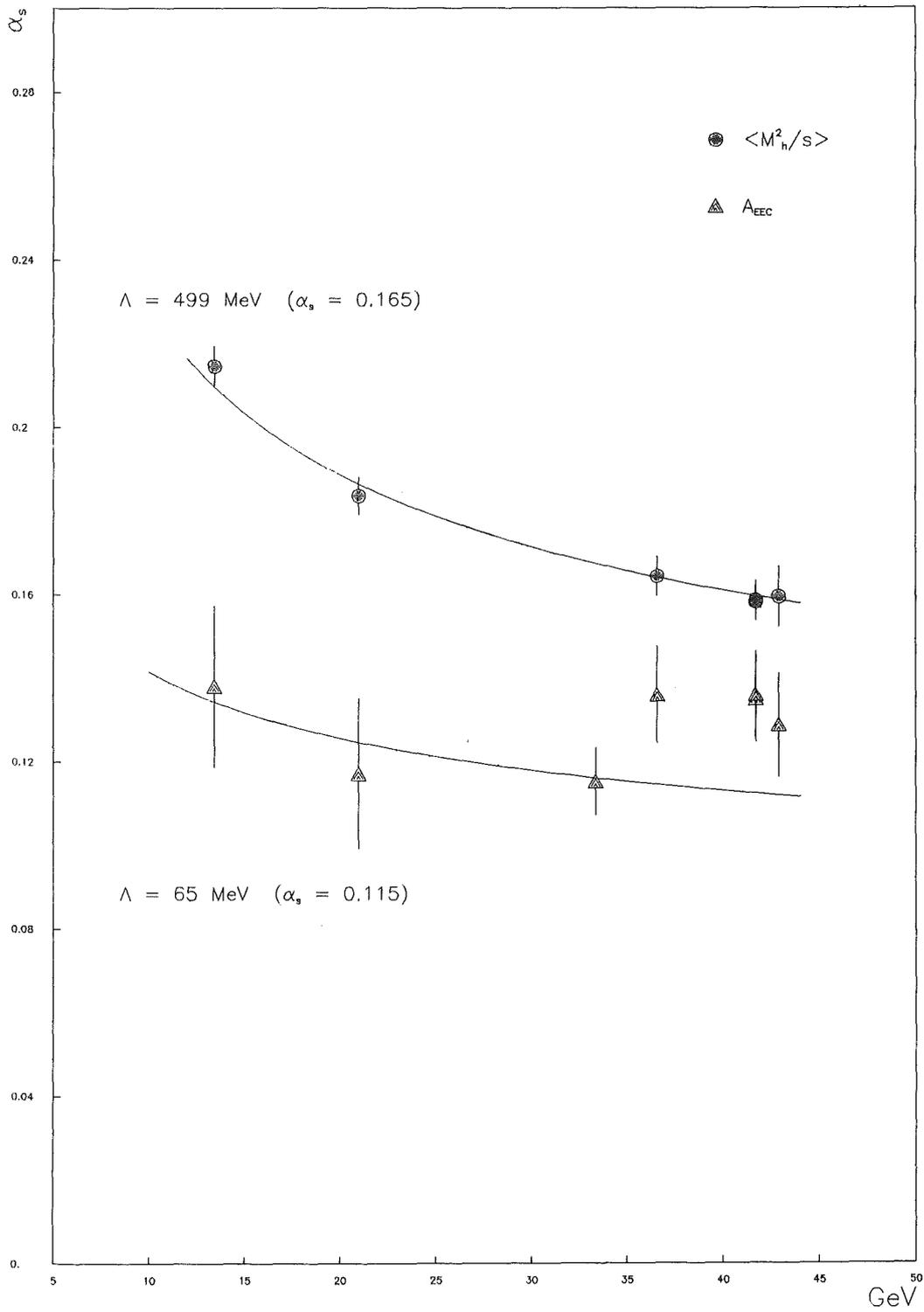


Abbildung 41. Modellunabhängige Grenzen

Folgende Grenzen ergeben sich aus den Observablen  $M_h^2/s$  und  $\int A_{EEC}(x)dx$ :

$$\begin{aligned} \Lambda_{\overline{MS}} < 499 \text{ MeV} &\text{ entsprechend } \alpha_s(35 \text{ GeV}) < 0.165 \\ \Lambda_{\overline{MS}} > 65 \text{ MeV} &\text{ entsprechend } \alpha_s(35 \text{ GeV}) > 0.115 \end{aligned}$$

## 10.2 BESTIMMUNG VON $\alpha_s$ DURCH DIE PARAMETRISIERUNG DER FRAGMENTATIONSANTEILE

Die Bestimmung von  $\alpha_s$  durch die Trennung der QCD-Anteile der gemessenen Mittelwerten von den Fragmentationsanteilen an Hand der unterschiedlichen Energieabhängigkeiten erfordert eine Parametrisierung des Energieverlaufs der Fragmentationsbeiträge. Diese Parametrisierung ist aber auch wieder ein Fragmentationsmodell. Obwohl versucht wurde, die Eigenschaften aller gängigen Modelle möglichst gut zu parametrisieren, so hat sich doch in "Der Energieverlauf der Fragmentationsanteile" gezeigt, daß es mit der begrenzten Anzahl an Parametern, die aus den Daten bestimmbar ist, nicht gelingt, alle Modelle gleich gut wiederzugeben. Als Resultat der Monte-Carlo-Untersuchungen wurde folgende Parametrisierung der Fragmentationsanteile gewählt:

$$\begin{aligned} 1-T & F = C_1/\sqrt{s} \\ M_h^2/s & F = C_2/\sqrt{s} \\ (M_h^2 - M_l^2)/s & F = C_3 \\ A_{EEC} & F = C_4/\sqrt{s} \end{aligned}$$

Besonders die Parametrisierung des Fragmentationsverlaufs von  $1-T$  und  $M_h^2/s$  in der Form  $F \propto C/\sqrt{s}$  ist eher den IF-Modellen angemessen und kann den Stringeffekt nicht gut wiedergeben. Die Resultate dieser Methode können daher nur als eine grobe Näherung an  $\alpha_s$  betrachtet werden, was sich in den großen systematischen Fehlern zeigt. Zur Bestimmung der systematischen Fehler wurde hier geschätzt, daß die Parametrisierungen die Fragmentationsanteile auf im Mittel 20 % genau wiedergeben.

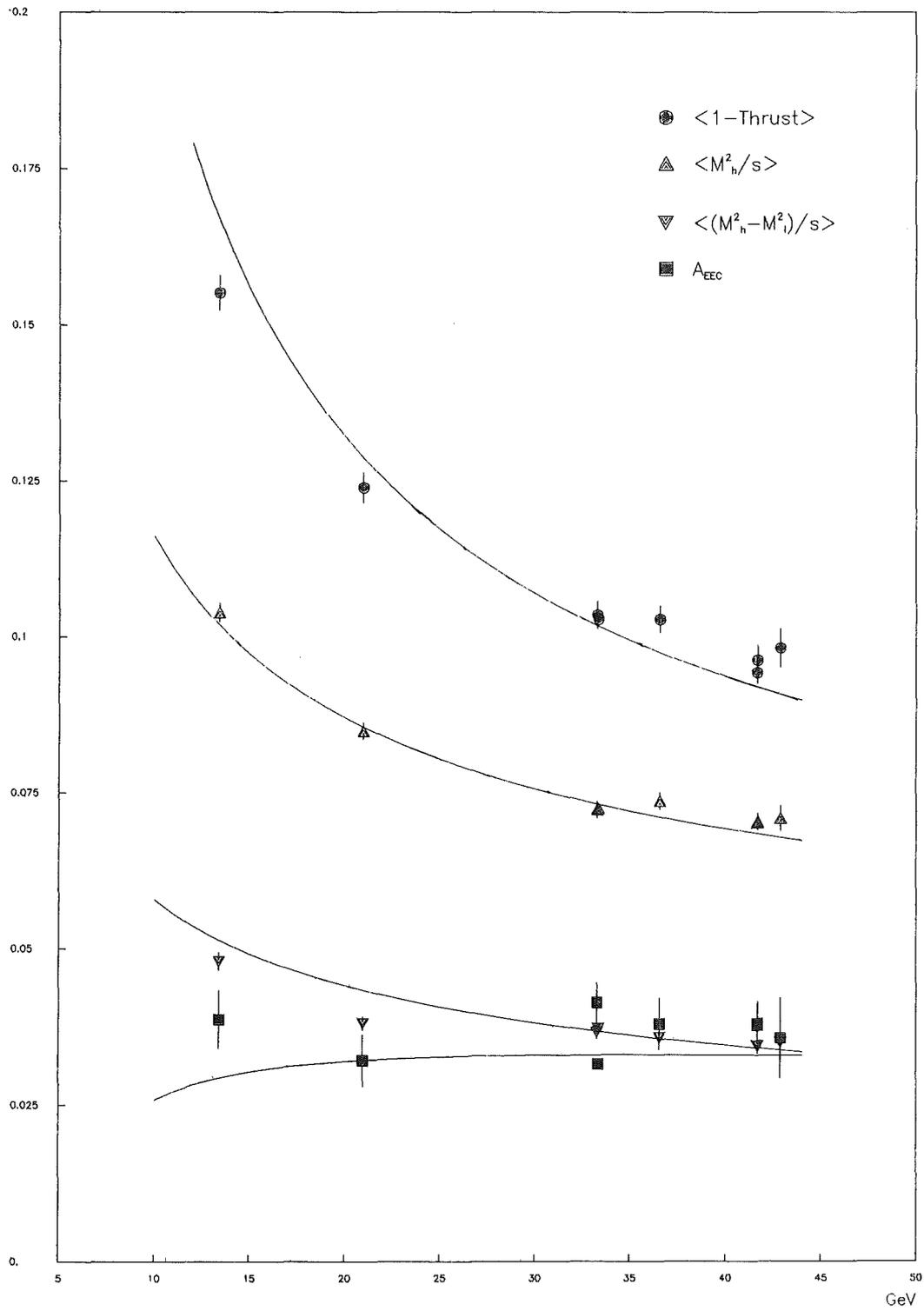


Abbildung 42. Ergebnisse mit Parametrisierung der Fragmentation

Die gleichzeitige Anpassung der QCD-Formeln (freier Parameter  $\Lambda_{\overline{m\overline{s}}}$ ) und der Fragmentationsterme (vier freie Parameter) an alle Datenpunkte ergibt:

$$\Lambda_{\overline{m\overline{s}}} = 310 \pm 20 \text{ stat.} \quad \begin{array}{l} + 90 \\ \text{syst. [MeV]} \\ - 60 \end{array}$$

dies entspricht bei einer Schwerpunktsenergie von 35 GeV:

$$\alpha_s = 0.15 \pm 0.002 \text{ stat.} \quad \begin{array}{l} + 0.008 \\ \text{syst.} \\ - 0.006 \end{array}$$

Die Meßpunkte sind in Abbildung 42 zusammen mit den Resultaten der Anpassungsrechnung dargestellt.

### 10.3 BESTIMMUNG VON $\alpha_s$ AUS DER ASYMMETRIE DER ENERGIE-ENERGIE-KORRELATIONEN

Die Asymmetrie der Energie-Energie-Korrelationen besitzt die einmalige Eigenschaft, daß der differentielle Verlauf in einem weiten Winkelbereich durch die QCD-Rechnungen 2. Ordnung [32], nach Anpassung von  $\alpha_s$  als einzigem freien Parameter, sehr gut beschrieben wird. In "Die Asymmetrie der Energie-Energie-Korrelationen" hat sich jedoch gezeigt, daß dadurch nicht sichergestellt wird, daß die Observable in diesem Bereich frei von Fragmentationseffekten ist. Dies wird zwar von den IF-Modellen vorausgesagt, das LUND-String-Modell und das Cluster-Modell erzeugen jedoch Fragmentationseffekte, die den gleichen Verlauf wie die Asymmetrie, aber das entgegengesetzte Vorzeichen aufweisen (Abbildung 28 auf Seite 83). Als Folge solcher Fragmentationseffekte kann der Verlauf durch die QCD-Formeln gut wiedergegeben werden, obwohl der dabei verwendete Wert für  $\alpha_s$  viel zu klein ist. Ungeachtet dieser Schwierigkeiten bei der Interpretation, ist der durch Anpassen eines einzigen freien Parameters ( $\Lambda_{\overline{m\overline{s}}}$ ) an die Verteilungen der  $A_{\text{EEC}}$  im gesamten Energiebereich von 14 bis 46 GeV bestimmte, statistisch sehr genaue Wert von Interesse. Alle in Abbildung 43 neben den Datenpunkten dargestellte, theoretische Kurven wurden mit dem gleichen Wert

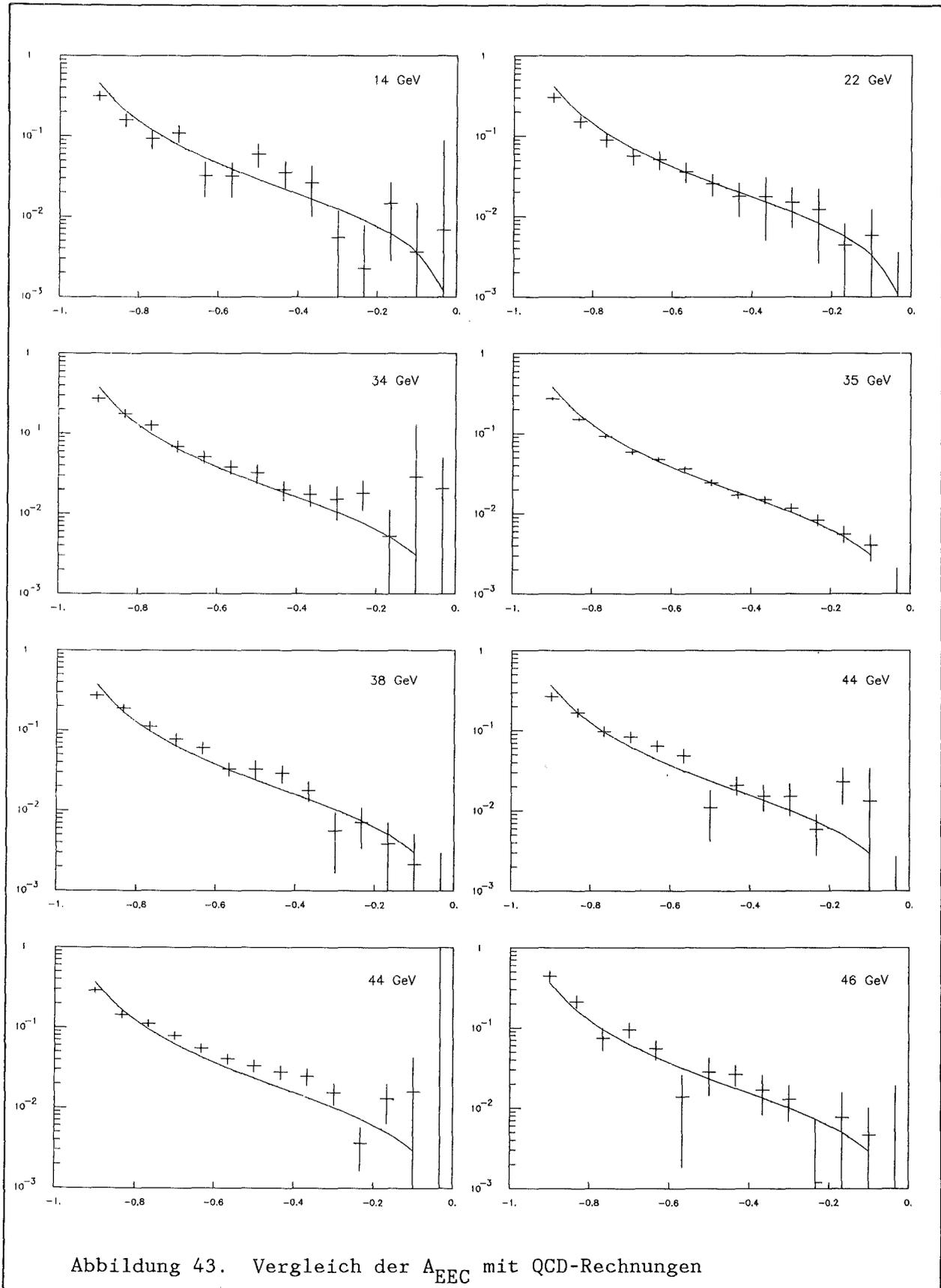


Abbildung 43. Vergleich der  $A_{EEC}$  mit QCD-Rechnungen

$$\Lambda_{\overline{mS}} = 128 \pm 15 \text{ stat. [MeV]}$$

$$\text{entsprechend } \alpha_s(35 \text{ GeV}) = 0.128 \pm 0.003 \text{ stat.}$$

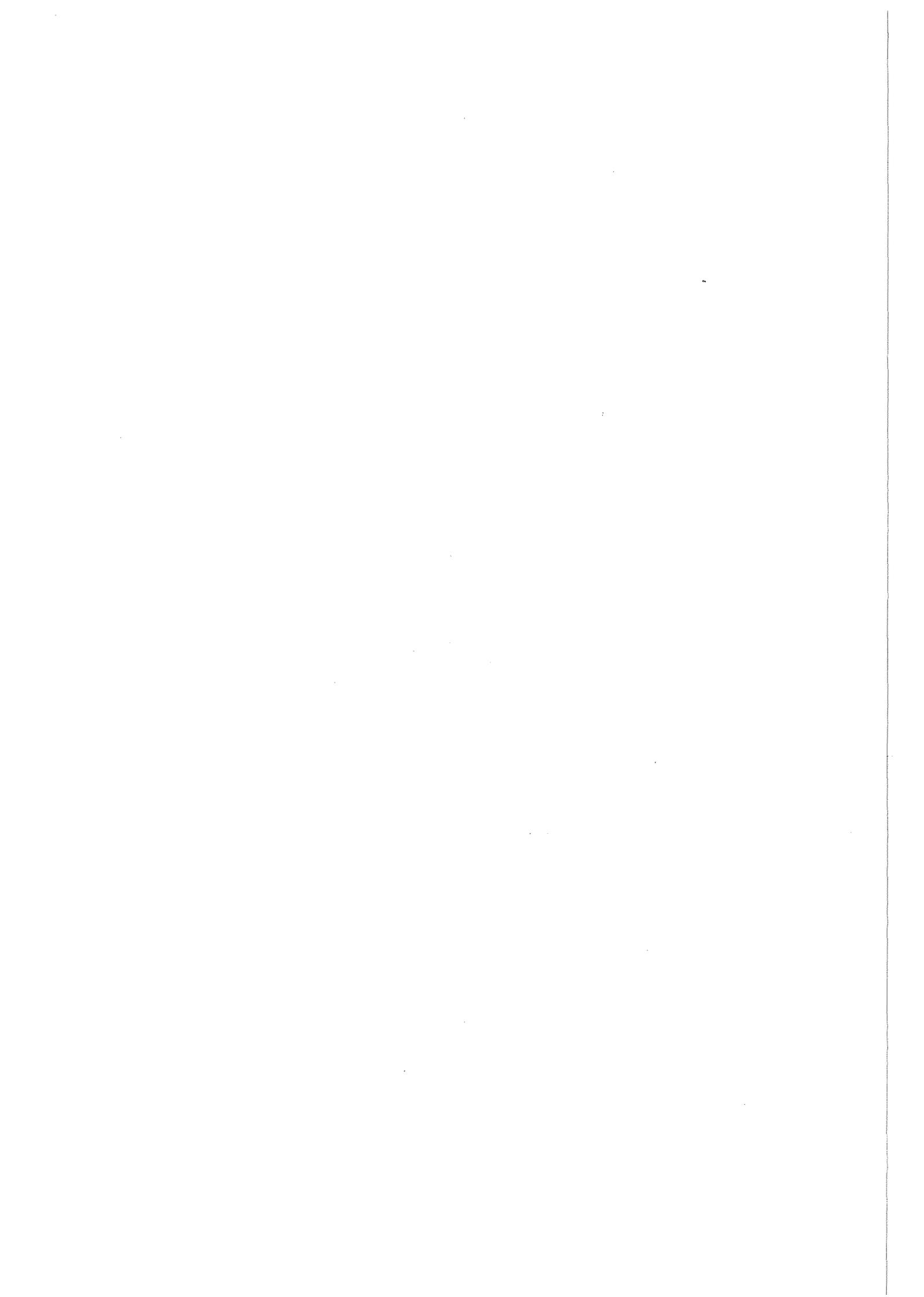
berechnet.

Dabei wurde die Verteilung der  $A_{EEC}$  für Winkel bis  $\cos(\chi) = 0.73$  benutzt.

#### 10.4 DISKUSSION DER ERGEBNISSE

In dieser Arbeit wurde versucht, aus den in mehr als 6 Jahren Meßzeit am Speicherring PETRA mit dem Detektor CELLO gemessenen Daten die Kopplungskonstante  $\alpha_s$  der starken Wechselwirkung oder äquivalent den fundamentalen Skalenparameter  $\Lambda_{\overline{mS}}$  zu bestimmen. Seit langem ist bekannt, daß die Verwendung von Fragmentationsmodellen zur Interpretation der Daten problematisch ist und abhängig von den verwendeten Modellen stark unterschiedliche Ergebnisse liefert. Daher wurde in dieser Arbeit die explizite Benutzung dieser Modelle vermieden. Anstelle der detaillierten Fragmentationsmodelle wurde eine globale Parametrisierung der Energieabhängigkeit der Fragmentationseffekte verwendet. Zur Bestimmung von modellunabhängigen Grenzen für den Skalenparameter  $\Lambda_{\overline{mS}}$  wurde ausgenutzt, daß alle Modelle das Vorzeichen der Fragmentationseffekte gleich voraussagen. Die Grenzen von  $65 \text{ MeV} < \Lambda_{\overline{mS}} < 500 \text{ MeV}$  und der aus der Parametrisierung der Fragmentationseffekte bestimmte Wert von  $300 \text{ MeV}$  sind in sich konsistent. Bestimmungen von  $\alpha_s$  mit dem LUND-Stringmodell, die Werte für  $\alpha_s$  um 0.19 angeben, können ausgeschlossen werden. Das ebenfalls modellunabhängige Resultat einer Analyse des totalen Wirkungsquerschnitts (CELLO [26]) mit  $\alpha_s = 0.17 \pm 0.03$  ist dagegen mit diesen Grenzen noch verträglich.

Der Vergleich der Asymmetrie der Energie-Energie-Korrelationen mit QCD-Rechnungen 2. Ordnung zeigt, daß die inzwischen angesammelte Datenmenge für eine statistisch genaue Bestimmung von  $\alpha_s$  ausreicht. Die Probleme liegen im wesentlichen in der Interpretation der Ergebnisse. Dies wird sich vermutlich auch nicht ändern, wenn in einigen Jahren den LEP-Experimente ungleich größere Datenmengen bei höheren Energien zur Verfügung stehen.



ANHANG A. LITERATURVERZEICHNIS

- [1] C.N.Yang und R.Mills, Phys. Rev. **96**, 191 (1954).
- [2] M.Gell-Mann, Phys. Lett. **8**, 214 (1964).
- [3] G.t'Hooft, Nucl. Phys. **B35**, 167 (1971).

Literaturangaben zu PETRA und CELLO

- [4] DESY Wissenschaftlicher Jahresbericht (1979)  
DESY Wissenschaftlicher Jahresbericht (1980)  
DESY Wissenschaftlicher Jahresbericht (1984)
- [5] CELLO Collaboration, Phys. Scripta **23**, 610 (1981).
- [6] B.Sack, MPI-PAE / Exp. El., 133 (1984).
- [7] W.de Boer et al., NIM. **156**, 249 (1978).  
W.de Boer et al., NIM. **176**, 167 (1980).
- [8] M.Cohen, LAL-80/10 (1980).
- [9] R.Aleksan et al., NIM. **185**, 95 (1981).
- [10] H.J.Behrend, Computer Phys. Comm. **22**, 365 (1981).
- [11] J.Knapp, CELLO Note K-81, nicht publiziert.  
K.Gamerdinger et al., CELLO Note K-101, nicht publiziert.
- [12] G.Franke CELLO Note D-35, nicht publiziert.
- [13] R.L. Ford, W.R. Nelson, SLAC-210 (1978)
- [14] RISC Computer Code Collection, Oak Ridge Nat. Lab., CCC-178
- [15] H. Oberlack, CELLO Note M-40, nicht publiziert  
CELLO Note M-41, nicht publiziert  
H.J. Grossegeesse, CELLO Note M-42, nicht publiziert  
CELLO Note M-43, nicht publiziert  
C. von Gagern, CELLO Note M-48, nicht publiziert  
C. Kiesling, CELLO Note M-123, nicht publiziert  
CELLO Note M-136, nicht publiziert  
K.H. Ranitzsch, CELLO Note K-84, nicht publiziert  
CELLO Note K-112, nicht publiziert  
CELLO Note K-116, nicht publiziert
- [16] K.Kleinknecht, Phys. Rep. **84**, 85 (1982).

Literaturangaben zur Bestimmung von  $\alpha_s$ , experimentelle Resultate

- [17] D.W.Duke und R.G.Roberts, Phys. Rep. **120**, 275 (1985).
- [18] B.Naroska, DESY 86-113 (1986).
- [19] PLUTO-Kollaboration, Ch.Berger et al., Z. Phys. **C12**, 297 (1981).
- [20] R.D.Field, Proc. Int. Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies, Cornell, 593 (1983).
- [21] TASSO-Kollaboration, M.Althoff et al., DESY 84-057 (1984).
- [22] M.Krüger, Doktorarbeit, Universität Karlsruhe, KfK 4153 (1986).
- [23] A.Dieckmann, Doktorarbeit, Universität Heidelberg (1987).
- [24] V.Blobel, DESY 84-118 (1984).
- [25] K.Gamerdinger, private Mitteilung
- [26] CELLO Collab., Phys. Lett. **183B**, 400 (1987).

Literaturangaben zu QCD-Rechnungen

1. Energiekorrelationen

- [27] C.L.Basham et al., Phys. Rev. Lett. **41**, 1585 (1978).
- [28] C.L.Basham et al., Phys. Rev. **D19**, 2018 (1979).
- [29] L.S.Brown und S.D. Ellis, Phys. Rev. **D24**, 2383 (1981).
- [30] D.G.Richards et al., Phys. Lett. **119B**, 193 (1982).
- [31] D.G.Richards und W.J. Stirling, Nucl. Phys. **B229**, 317 (1983).
- [32] A.Ali und F.Barreiro, Nucl. Phys. **B236**, 269 (1984).

2. Jet-Massen

- [33] L.Clavelli, Phys. Lett. **85B**, 111 (1979).
- [34] L.Clavelli und D.Wyler, Phys. Lett. **103B**, 383 (1981).
- [35] T.Chandramohan und L.Clavelli, Nucl. Phys. **B184**, 365 (1981).

3. Thrust

- [36] K.Fabrizius et al., Z. Phys. **C6**, 315 (1981).
- [37] J.Vermaseren et al., Nucl. Phys. **B187**, 301 (1981).
- [38] T.Chandramohan und L.Clavelli, Phys. Lett. **94B**, 409 (1980).

## QCD allgemein

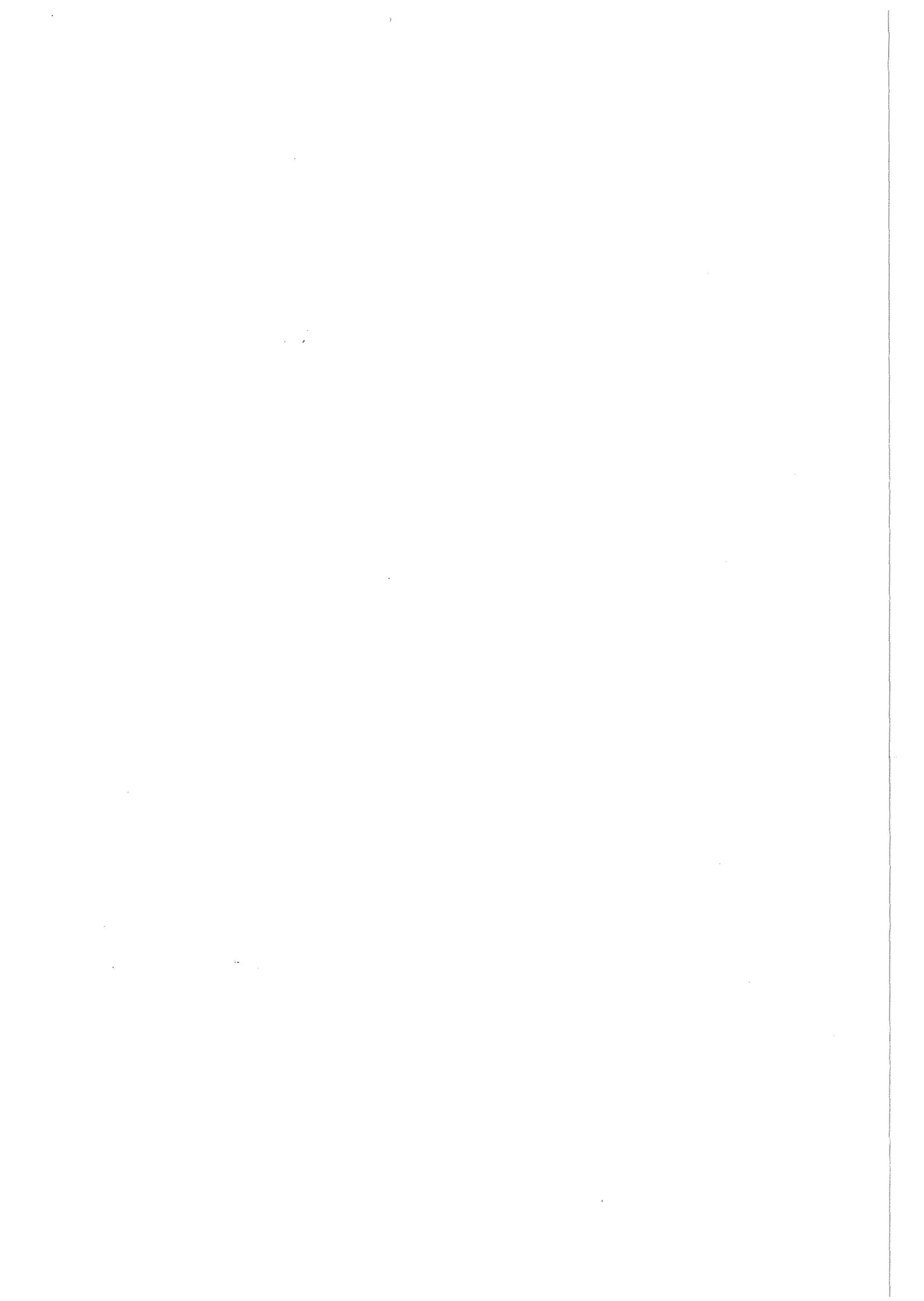
- [39] M.Creutz et al., Phys. Rep. **95**, 201 (1983).
- [40] G.Sterman und S.Weinberg, Phys. Rev. Lett **39**, 1436 (1977).
- [41] R.K.Ellis et al., Nucl. Phys. **B178**, 412 (1981).
- [42] K.Fabrizius et al., Z. Phys. **C11**, 315 (1982).
- [43] F.Gutbrod et al., Z. Phys. **C21**, 235 (1984).
- [44] G.Altarelli und G.Parisi, Nucl. Phys. **B126**, 298 (1977).
- [45] G.Kramer, Theory of Jets in Electron-Positron Annihilation,  
Springer Verlag, Berlin (1984).

## Literaturangaben zu den Fragmentationsmodellen.

- [46] R.D.Field and R.P.Feynman, Nucl. Phys. **B136**, 1 (1978).
- [47] P.Hoyer et al., Nucl. Phys. **B161**, 349 (1979).
- [48] A.Ali et al., Phys. Lett. **93B**, 349 (1979).
- [49] CELLO Collab., Nucl. Phys. **B218**, 269 (1983).
- [50] CELLO Collab., Phys. Lett. **138B**, 311 (1984).
- [51] B.Andersson et al., Phys. Rep. **97**, 31 (1983).
- [52] T.Sjöstrand, Z. Phys. **C27**, 31 (1984).
- [53] T.Sjöstrand, Computer Phys. Comm. **27**, 243 (1982).
- [54] T.Sjöstrand, Computer Phys. Comm. **28**, 229 (1983).
- [55] T.Sjöstrand, Computer Phys. Comm. **39**, 347 (1986).
- [56] T.Sjöstrand, Computer Phys. Comm. **43**, 367 (1987).
- [57] G.C.Fox und S.Wolfram, Nucl. Phys. **B168**, 285 (1980).
- [58] T.D.Gottschalk, Nucl. Phys. **B214**, 201 (1983).
- [59] G.Marchesini und B.R.Webber, Nucl. Phys. **B238**, 1 (1984).
- [60] B.R.Webber, Nucl. Phys. **B238**, 492 (1984).
- [61] D.H.Saxon, RAL-86-057

## Lehrbücher

- [62] P.Becher et al., Eichtheorien der starken und elektroschwachen Wechselwirkung, Teubner, Stuttgart (1981).
- [63] D.H.Perkins, Introduction to High Energy Physics, Addison-Wesley (1982).
- [64] O.Nachtmann, Pänomene und Konzepte der Elementarteilchenphysik,  
Vieweg, Braunschweig (1986).
- [65] K.Bethge und U.E.Schröder, Elementarteilchen und ihre Wechselwirkungen,  
Wissenschaftliche Buchgesellschaft, Darmstadt (1986).



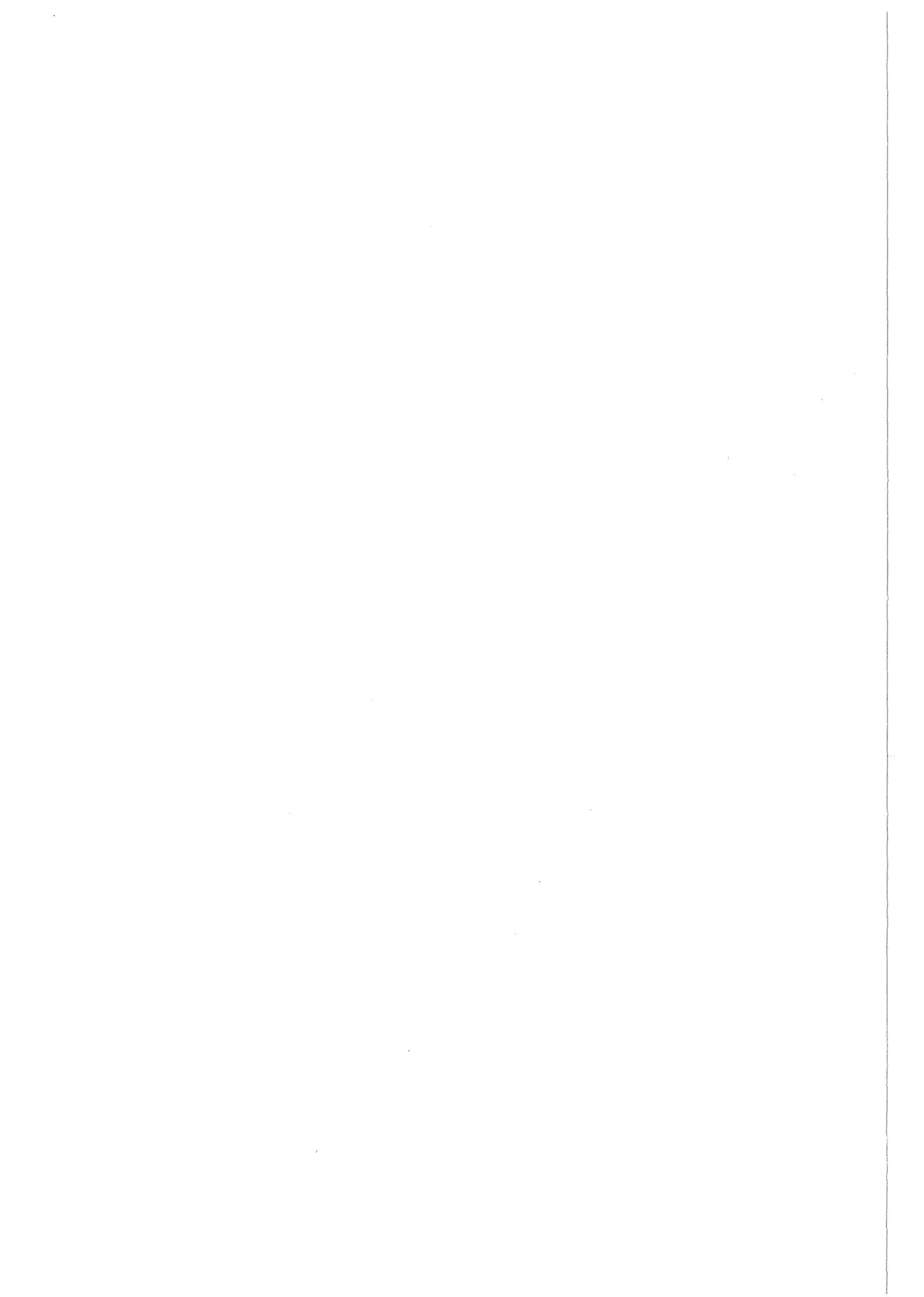
ANHANG B. ABBILDUNGSVERZEICHNIS

Abbildung 1.	Der Verlauf der Kopplungskonstante in Abhängigkeit von $\Lambda_{ms}$	14
Abbildung 2.	Die Feynmangraphen der QCD 1. Ordnung . . . . .	16
Abbildung 3.	Die Feynmangraphen der QCD 2. Ordnung . . . . .	17
Abbildung 4.	Das Schema von Field und Feynman zur Fragmentation eines Quarks . . . . .	21
Abbildung 5.	Die Fragmentation eines Quark-Antiquark-Paares im String-Modell . . . . .	26
Abbildung 6.	Die Fragmentation eines qqq-Ereignisses im String-Modell	27
Abbildung 7.	Die Entwicklung eines Partonschauers . . . . .	30
Abbildung 8.	Die Bildung farbneutraler Cluster in einem Partonschauer.	31
Abbildung 9.	Plan des Beschleunigerkomplexes . . . . .	36
Abbildung 10.	Der CELLO - Detektor bei PETRA . . . . .	40
Abbildung 11.	Der CELLO - Detektor im Schnitt . . . . .	41
Abbildung 12.	Eine Zelle der Driftkammern des CELLO-Detektors . . . . .	45
Abbildung 13.	Anordnung der Kalorimetermodule . . . . .	51
Abbildung 14.	Aufbau der Kalorimetermodule . . . . .	52
Abbildung 15.	Der Datenfluß der CELLO-Detektorauslese . . . . .	59
Abbildung 16.	1-T für 15, 25, und 45 GeV . . . . .	68
Abbildung 17.	1-T Parton und Fragmentationsverteilungen . . . . .	69
Abbildung 18.	$M_h^2/s$ für 15, 25, und 45 GeV . . . . .	70
Abbildung 19.	$(M_h^2 - M_1^2)/s$ für 15, 25, und 45 GeV . . . . .	71
Abbildung 20.	Parton- und Fragmentationsverteilungen für $M_h^2/s$ und $(M_h^2 - M_1^2)/s$ . . . . .	72
Abbildung 21.	Verteilung der Energie-Energie-Korrelationen für 35 GeV.	73
Abbildung 22.	Die Asymmetrie der Energie-Energie-Korrelationen für 35 GeV. . . . .	74
Abbildung 23.	Energieverlauf von $\langle M_h^2/s \rangle$ . . . . .	78
Abbildung 24.	Energieverlauf des Fragmentationsanteils von $\langle 1-T \rangle$ . . . . .	79
Abbildung 25.	Energieverlauf des Fragmentationsanteils von $\langle M_h^2/s \rangle$ . . . . .	80
Abbildung 26.	Energieverlauf des Fragmentationsanteils von $\langle (M_h^2 - M_1^2)/s \rangle$	81
Abbildung 27.	Energieverlauf des Fragmentationsanteils von $\int A_{EEC}(x) dx$	82
Abbildung 28.	Verlauf des Fragmentationsanteils von $A_{EEC}$ für 35 GeV	83
Abbildung 29.	Abhängigkeit von $\Lambda_{ms}$ von dem Winkelbereich der Anpassung	84
Abbildung 30.	Energieverlauf von 1-T, $M_h^2/s$ und $(M_h^2 - M_1^2)/s$ in 1. Ordnung . . . . .	86
Abbildung 31.	Das Spektrum der skalierten Impulse bei 14 und 44 GeV	91

Abbildung 32. Die Korrelationen von geladenen Teilchen und Kalorimeter- schauern . . . . .	93
Abbildung 33. Die Korrelationen von geladenen Teilchen und Vierervekto- ren . . . . .	94
Abbildung 34. Die Korrelationen von neutralen Teilchen und Vierervekto- ren . . . . .	95
Abbildung 35. Winkelabhängigkeit des Thrust . . . . .	97
Abbildung 36. Energiespektrum der Bremsstrahlungsphotonen . . . . .	100
Abbildung 37. Auflösung des Detektors für $M_h^2/s$ . . . . .	104
Abbildung 38. Auflösungsfunktion des Detektors für $M_h^2/s$ . . . . .	106
Abbildung 39. Gemessene und korrigierte Verteilungen von $M_h^2/s$ . . . . .	108
Abbildung 40. Korrekturfunktion des Detektors für $A_{EEC}$ . . . . .	110
Abbildung 41. Modellunabhängige Grenzen . . . . .	116
Abbildung 42. Ergebnisse mit Parametrisierung der Fragmentation . . . . .	118
Abbildung 43. Vergleich der $A_{EEC}$ mit QCD-Rechnungen . . . . .	120

ANHANG C. TABELLENVERZEICHNIS

Tabelle 1.	Die elementaren Fermionen als Bausteine der Materie . . . .	7
Tabelle 2.	Die Eichbosonen und ihre Eigenschaften . . . . .	8
Tabelle 3.	Technische Daten des PETRA - Speicherrings . . . . .	37
Tabelle 4.	Physikalische Daten des Spurdetektors . . . . .	42
Tabelle 5.	Aufbau des Spurdetektors . . . . .	43
Tabelle 6.	Technische Daten des Vertexdetektors . . . . .	44
Tabelle 7.	Technische Daten der Driftkammern . . . . .	46
Tabelle 8.	Technische Daten der Proportionalkammern . . . . .	47
Tabelle 9.	Technische Daten der CELLO - Magnetspule . . . . .	48
Tabelle 10.	Technische Daten der Endkappen-Proportionalkammern . . . .	48
Tabelle 11.	Technische Daten des zentralen Kalorimeters . . . . .	50
Tabelle 12.	Technische Daten der Endkappen-Kalorimeter . . . . .	53
Tabelle 13.	Technische Daten der Myonkammern . . . . .	54
Tabelle 14.	Zusammenstellung der ausgewählten Daten . . . . .	89
Tabelle 15.	Energie- und Impulsschnitte . . . . .	95
Tabelle 16.	Anteile von Untergrundereignissen . . . . .	98
Tabelle 17.	Effektive Schwerpunktsenergie nach Bremsstrahlung . . . .	102
Tabelle 18.	Ergebnisse für $\langle M_h^2/s \rangle$ . . . . .	113
Tabelle 19.	Ergebnisse für $\langle (M_h^2 - M_1^2)/s \rangle$ . . . . .	113
Tabelle 20.	Ergebnisse für $\langle 1-T \rangle$ . . . . .	114
Tabelle 21.	Ergebnisse für $\langle A_{EEC} \rangle$ . . . . .	114



ANHANG D. AUTORENLISTE DER CELLO - KOLLABORATION

H.-J. Behrend, J. Bürger, L. Criegee, J.B. Dainton<sup>1</sup>, H. Fenner, J.H. Field,  
G. Franke, J. Fuster<sup>2</sup>, Y. Holler, J. Meyer, V. Schröder, H. Sindt, U. Timm,  
G.G. Winter, W. Zimmermann

Deutsches Elektronen-Synchrotron, DESY, Hamburg, Deutschland

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

University of Glasgow, Großbritannien

J. Ahme, V. Blobel, M. Feindt, J. Harjes, M. Poppe, H. Spitzer

II. Institut für Experimentalphysik, Universität Hamburg, Deutschland

W.-D. Apel, A. Böhrer, J. Engler, G. Flügge<sup>3</sup>, D.C. Fries, W. Fues, K. Ga-  
merdinger, P. Grosse-Wiesmann<sup>4</sup>, J. Hansmeyer, G. Hopp, H. Jung, J. Knapp,  
M. Krüger, H. Küster, P. Mayer, H. Müller, K.H. Ranitzsch, H. Schneider,  
J. Wolf

Kernforschungszentrum und Universität Karlsruhe, Deutschland

W. de Boer, G. Buschhorn, G. Grindhammer, B. Gunderson, C. Kiesling,  
R. Kotthaus, H. Kroha, D. Lüers, H. Oberlack, B. Sack, P. Schacht,  
G. Shooshtari, W. Wiedenmann

Max - Planck - Institut für Physik und Astrophysik, München, Deutschland

A. Cordier, M. Davier, D. Fournier, M. Gaillard<sup>4</sup>, J.F. Grivaz, J. Haissins-  
ki, P. Janot, V. Journe, F. le Diberder, E. Ros<sup>5</sup>, A. Spadafora, J.-J. Veil-  
let

Laboratoire de l'Accelérateur Lineaire, Orsay, Frankreich

B. Fatah<sup>6</sup>, R. George, M. Goldberg, O. Hammon, F. Kapusta, F. Kovacs,  
L. Poggioli, M. Rivoal

Laboratoire de Physique Nucleaire et Hautes Energies, Universite de Paris,  
Frankreich

R. Aleksan, G. Cozzika, Y. Ducros, Y. Lavagne, F. Ould Saada, J. Pamela,  
F. Pierre, J. Zacek<sup>7</sup>

Centres d'Etudes Nucleaires, Saclay, Frankreich

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

G. Alexander, G. Bella, Y. Gnat, J. Grunhaus, A. Levy  
Tel Aviv University, Israel

---

<sup>1</sup> ständige Adresse : University of Liverpool, Großbritannien

<sup>2</sup> freigestellt vom Inst. de Fisica Corpuscular, Universidad de  
Valencia, Spanien

<sup>3</sup> jetzt am III. Physikalischen Institut der RWTH Aachen

<sup>4</sup> jetzt am Stanford Linear Accelerator Center, USA

<sup>5</sup> jetzt an der Universidad Autonoma de Madrid, Spanien

<sup>6</sup> jetzt an der Univerty of Sebha, Physics Departement, Libyen

<sup>7</sup> jetzt am Nuclear Center, Charles University, Prag, Tschechoslowakei