

Untersuchung der Struktur von Quark- und Gluonjets in Z-Zerfällen

Diplomarbeit
zur Erlangung des akademischen Grades
Diplom-Physiker

vorgelegt von
Volker Büscher

Universität-Gesamthochschule-Siegen
Fachbereich Physik

November 1995

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Theoretische Grundlagen	6
2.1	Standardmodell	6
2.2	Quantenchromodynamik	7
2.2.1	QCD in Z-Zerfällen	8
2.2.2	Perturbative QCD	9
2.2.3	Hadronisierung	12
2.2.4	Implementation in Ereignisgeneratoren	13
2.2.5	Skalenverletzungen in Fragmentationsfunktionen	14
3	Auswahl der Observablen	16
3.1	Definitionen	16
3.1.1	Jet	17
3.1.2	Quark- und Gluonjet	18
3.2	Die Observablen	20
3.2.1	Jet-Broadening	20
3.2.2	y_2 -Verteilung	20
3.2.3	y_3 -Verteilung	21
3.2.4	Subjet-Multiplizitäten	23
4	Das Experiment	24
4.1	Der Speicherring LEP	24
4.2	Der ALEPH-Detektor	24
4.3	Standardisierte Rekonstruktionsverfahren	27
4.3.1	Geladene Teilchen	27
4.3.2	Neutrale Teilchen	27
4.3.3	Energy-Flow-Algorithmus	28
4.4	Detektorsimulation	29

5 Die Messung	30
5.1 Ereignisselektion	30
5.2 Bestimmung der Jetenergie	31
5.3 Identifikation der Gluonjets	33
5.4 Detektorkorrekturen	38
5.5 Systematische Fehler	41
5.5.1 B-Fragmentation	41
5.5.2 Generatorabhängigkeit des Korrekturverfahrens	42
5.5.3 Detektorsimulation	43
6 Ergebnisse und Diskussion	46
6.1 Vergleich mit Monte-Carlo-Modellen	47
6.1.1 Fragmentationsfunktion	47
6.1.2 Jet-Broadening	49
6.1.3 y_2 - und y_3 -Verteilung	50
6.1.4 Subjet-Multiplizitäten	51
6.2 Vergleich mit perturbativen Rechnungen	54
6.3 Analyse der Skalenverletzungen in Fragmentationsfunktionen	56
7 Zusammenfassung	59
Danksagung	60
A Die Korrekturfaktoren	61
B Beiträge zum systematischen Fehler	64
C Tabellen	68
Abbildungsverzeichnis	73
Tabellenverzeichnis	75
Literaturverzeichnis	76

Kapitel 1

Einleitung

There's a long tradition in theoretical physics, which by no means affected everyone but certainly affected me, that said the strong interactions are too complicated for the human mind.

— S. Weinberg

Die moderne Elementarteilchenphysik stützt sich auf eine ereignisreiche und faszinierende Geschichte. Nach der Entdeckung des Elektrons und der Radioaktivität um die Jahrhundertwende bildeten die Rutherford'schen Streuversuche den Anfang einer konsequenten Untersuchung des Aufbaus der Materie bei immer kleineren Abständen. 1932 gelang der Nachweis des letzten noch fehlenden Bausteins des Atoms, des Neutrons. In der Untersuchung der kosmischen Strahlung und besonders nach Konstruktion der ersten Beschleuniger, in denen Teilchen bei immer höheren Energien zur Kollision gebracht wurden, tauchten jedoch bald weitere Teilchen auf, so daß das Interesse an der Entdeckung neuer Materiezustände durch den Wunsch nach einer größeren Vereinheitlichung in der Elementarteilchenphysik in den Hintergrund gedrängt wurde.

Nachdem es Maxwell im letzten Jahrhundert gelungen war, die Beschreibung der elektrischen und der magnetischen Kraft in einer Theorie zu vereinigen, versuchte man, dieses Konzept der Vereinheitlichung auf alle bekannten Kräfte zu übertragen. Neben der Gravitation und der elektromagnetischen Kraft hatte man zwei weitere Kräfte identifiziert, die schwache und die starke Wechselwirkung. Die Basis zum modernen Verständnis der Wechselwirkungen von Elementarteilchen bildet die Quantenfeldtheorie, zu deren Entwicklung Dirac 1927 und Feynman, Schwinger, Tomonaga Ende der vierziger Jahre wesentlich beitrugen. Erst sehr viel später gelang es Glashow,

Weinberg und Salam nach zahlreichen Verfeinerungen des ursprünglichen Konzeptes, eine Quantenfeldtheorie zu formulieren, die die Beschreibung der elektromagnetischen und schwachen Wechselwirkung in einem Modell ermöglichte.

Die Theorie der starken Wechselwirkung, die Quantenchromodynamik (QCD), hat ihren Ursprung in dem 1964 von Gell-Mann und Zweig vorgeschlagenen Quarkmodell, das alle damals bekannten Hadronen als Bindungszustände von drei fundamentalen Fermionen, den Quarks, klassifiziert. Zwingende theoretische Gründe führten in diesem Zusammenhang zu der Einführung eines neuen Freiheitsgrades für Quarks, der sogenannten Farbkantenzahl. Experimente zur Elektron-Nukleon-Streuung lieferten Ende der sechziger Jahre neben dem Nachweis der Quarks Hinweise auf weitere Konstituenten, die man als Austauscheteilchen der starken Kraft interpretierte und Gluonen nannte. 1979 wurde das Gluon durch Beobachtung dreijet-artiger Ereignisse in Elektron-Positron-Annihilationen nachgewiesen. Nach entscheidenden Fortschritten in der theoretischen Physik zu Anfang der siebziger Jahre konnte man erstmals die Kopplung von Quarks und Gluonen im Rahmen einer Yang-Mills-Theorie beschreiben, in der der Farbfreiheitsgrad die Ladung der starken Kraft darstellt. Aufgrund der äußerst komplizierten mathematischen Struktur der Quantenchromodynamik blieben viele Aspekte der Theorie bis heute unverstanden und bieten ein weites Feld für intensive Forschung. Auch die experimentelle Überprüfung der QCD stellt sich als sehr schwierig heraus, da die Quarks und Gluonen, die von der Theorie beschrieben werden, nicht als freie Teilchen beobachtet werden können.

In Prozessen bei sehr hohen Energien, wie sie zum Beispiel in Elektron-Positron-Annihilationen im Speicherring LEP (Large Electron Positron storage ring) am CERN (Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire) zur Verfügung stehen, lassen sich jedoch eine Vielzahl von Aspekten der QCD testen. Quarks und Gluonen treten dabei in Form von Teilchenbündeln (Jets) in Erscheinung. Neben den Wirkungsquerschnitten für die Produktion solcher Jets macht die Quantenchromodynamik auch Vorhersagen über die Struktur der Jets. Da die Elektronen und Positronen am LEP bei einer Schwerpunktsenergie in der Nähe der Z-Resonanz kollidieren, konnten die vier Experimente (ALEPH, DELPHI, L3 und OPAL) eine große Anzahl an Reaktionen aufzeichnen, die es erstmalig erlaubt, die Struktur von identifizierten Gluonjets detailliert zu untersuchen.

In der vorliegenden Analyse der ALEPH-Daten sollen die Vorhersagen der Quantenchromodynamik bezüglich der Struktur von Quark- und Gluonjets getestet werden. Damit kann direkt untersucht werden, ob das im statischen Sektor erfolgreiche (SU(3)-)Farbkonzept auch uneingeschränkt im dynamischen Sektor der QCD gilt. Hierzu werden Testvariablen definiert, die eine

Überprüfung störungstheoretischer Berechnungen ermöglichen und gleichzeitig empfindlich auf die effektiven Farbladungen in Quark- und Gluonjets sind. In diesem Rahmen wird die transversale Struktur von Quark- und Gluonjets mit Hilfe der Jet-Broadening-Verteilung und der Verteilung der Transversalimpulse zwischen Subjets untersucht. Die Analyse wird ergänzt durch eine Messung der mittleren Subjetmultiplizität als Funktion des sogenannten Durham-Auflöseparameters (Details siehe Kapitel 3). Zusätzlich wird als wichtige Voraussetzung für eine präzise Bestimmung der starken Kopplungskonstanten die Gluonfragmentationsfunktion bestimmt.

Anschließend an eine weiterführende Diskussion der theoretischen Grundlagen in Kapitel 2 werden im darauf folgenden Kapitel die benutzten Testvariablen eingeführt. Nach einer Beschreibung des Experiments und des Meßverfahrens in den Kapiteln 4 und 5 werden abschließend die Ergebnisse diskutiert und mit den Vorhersagen der QCD verglichen.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

2.1 Standardmodell

Das Standardmodell der Elementarteilchenphysik beschreibt mit Ausnahme der Gravitation alle heute bekannten Wechselwirkungen und Materiezustände. Die fundamentalen Teilchen der Theorie, 12 Fermionen und ihre Antiteilchen, sind in Tabelle 2.1 aufgelistet.

Das Standardmodell ist eine renormierbare Quantenfeldtheorie. Die Forderung nach Invarianz der grundlegenden Lagrangedichte unter lokalen Eichtransformationen führt zu Termen, die die Wechselwirkungen der Fermionen über den Austausch von Bosonen beschreiben. Die Eichgruppe des Standardmodells ist das direkte Produkt $SU(3) \otimes SU(2) \otimes U(1)$. Die Theorie zerfällt in einen Teil zur Beschreibung der starken Wechselwirkung (Quantenchromodynamik QCD mit Eichgruppe $SU(3)$, siehe Abschnitt 2.2) und die Theorie der elektroschwachen Wechselwirkung, der Quantenflavourdynamik QFD [1] mit Eichgruppe $SU(2) \otimes U(1)$. Nach dem Eichprinzip erhält man im Falle der QCD acht Eichbosonen (Gluonen) und für die QFD das Photon sowie drei Vektorbosonen (W^+ , W^- und Z-Boson).

Die endlichen Massen der Fermionen und Vektorbosonen werden im Rahmen des Standardmodells durch den Higgs-Mechanismus [2] eingeführt. Mit Hilfe eines zusätzlichen Feldes, dessen Feldquant (das Higgs-Boson) bis heute unbeobachtet ist, wird die $SU(2)$ -Symmetrie der Lagrangedichte im Vakuumzustand gebrochen. Dies führt zu den Massentermen für die Vektorbosonen W^\pm und Z. Auch die Fermionen erhalten ihre in Tabelle 2.1 aufgeführten Massen über die Kopplung an das Higgsfeld.

	Teilchen, Masse (MeV/c ²)					
Leptonen	ν_e	$< 7.2 \times 10^{-6}$	ν_μ	< 0.16	ν_τ	< 24
	e	0.511	μ	105.7	τ	1777
Quarks	u	~ 5	s	~ 200	t	~ 174000
	d	~ 10	c	~ 1300	b	~ 4300
Eichbosonen	γ					$< 6 \times 10^{-22}$
	Gluon					0
	W					80320
	Z					91188
Higgsboson	H					nicht beobachtet

Tabelle 2.1: Die fundamentalen Fermionen und Bosonen des Standardmodells [3, 4].

2.2 Quantenchromodynamik

Die Quantenchromodynamik [5] ist die zur Zeit einzige bisher unwiderlegte Theorie zur Beschreibung der starken Wechselwirkung. Die QCD ist eine renormierbare Yang-Mills-Theorie [6], basierend auf SU(3) als Eichgruppe und der folgenden grundlegenden Lagrangedichte (angegeben bis auf Terme zur Fixierung der Eichung):

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{QCD} &= -\frac{1}{4}F_{\alpha\beta}^A F_A^{\alpha\beta} + \sum_{j=1}^{N_f} \bar{q}_a^j (i\gamma^\mu (\partial_\mu \delta_{ab} + ig(t^C G_\mu^C)_{ab}) - m_j \delta_{ab}) q_b^j \\
F_A^{\alpha\beta} &= \partial_\alpha G_\beta^A - \partial_\beta G_\alpha^A - gf^{ABC} G_\alpha^B G_\beta^C.
\end{aligned} \tag{2.1}$$

Hierbei sind f^{ABC} die SU(3)-Strukturkonstanten, t^A die Matrizen der fundamentalen Darstellung der SU(3) und γ^μ die Diracmatrizen. Die Lagrangedichte \mathcal{L}_{QCD} enthält die Quarkspinoren q_a^j (Flavourindex $j = 1, \dots, N_f$ mit der Anzahl der Quarkflavours N_f , Farbtriplettindex $a = 1, 2, 3$) und die entsprechenden Quarkmassen m_j sowie die Felder G_μ^A ($A = 1, \dots, 8$) der acht SU(3)-Eichbosonen, der Gluonen. Sie ist invariant unter lokalen SU(3)-Transformationen und besitzt wegen $m_u \approx m_d \approx m_s$ näherungsweise eine globale SU(3)-Flavoursymmetrie. Einziger freier Parameter der Theorie ist die Kopplungskonstante g (bzw. $\alpha_s = g^2/4\pi$), die aus dem Experiment bestimmt werden muß.

Als Basis von störungstheoretischen Berechnungen in der QCD lassen sich aus der Lagrangedichte \mathcal{L}_{QCD} nach Fixierung der Eichung die Feynmanregeln ableiten. In axialer Eichung erhält man dabei neben den Quark- und Gluonpropagatoren die in Abbildung 2.1 skizzierten fundamentalen Feynmangraphen. Aufgrund der nicht-abelschen Struktur (der Feldstärketensor enthält

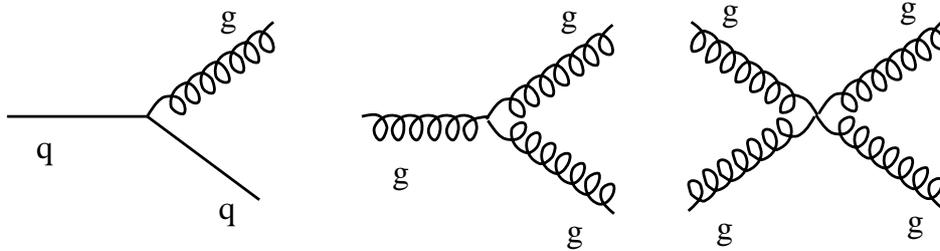


Abbildung 2.1: Fundamentale Feynmangraphen der QCD in axialer Eichung

einen Term $\sim f^{ABC} G_\alpha^B G_\beta^C$) existieren in der QCD auch Gluonselbstkoppelungsverices, der dreifache und vierfache Gluonvertex.

Bei der Berechnung von Matrixelementen entstehen durch Graphen, die interne Gluon- oder Quarkschleifen enthalten, divergente Terme, die mit Hilfe eines speziellen Verfahrens (Renormierung) behandelt werden müssen. Die Berücksichtigung dieser Terme führt zu einer effektiven Kopplung, die vom Impulsübertrag Q^2 abhängt. Wegen dieser Abhängigkeit spricht man auch von einer „laufenden“ Kopplungskonstanten. In führender Ordnung ergibt sich:

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{\alpha_s(\mu^2)}{1 + \alpha_s(\mu^2) b \ln(Q^2/\mu^2)}. \quad (2.2)$$

Dabei sind sowohl Q^2 als auch μ^2 Skalen, bei denen α_s klein genug für perturbative Rechnungen ist. Der Koeffizient b ergibt sich zu $(33 - 2N_f)/12\pi$. Im Grenzfall hoher Impulsüberträge wird die starke Kopplungskonstante also beliebig klein (asymptotische Freiheit), während sie für kleine Q^2 stark anwächst.

2.2.1 QCD in Z-Zerfällen

Am Speicherring LEP werden Elektronen und Positronen bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 91.2 \text{ GeV}$ zur Kollision gebracht. Sie vernichten sich vorwiegend zu einem Z-Boson, das dann in ein Quark-Antiquark-Paar zerfallen kann. Die Entwicklung dieses Systems aus zwei energiereichen farbgeladenen Objekten wird von der Quantenchromodynamik beschrieben.

In den Prozessen kurz nach der Erzeugung der beiden Quarks aus dem Z-Zerfall ist die laufende starke Kopplungskonstante wegen der hohen effektiven Impulsüberträge klein genug für eine störungstheoretische Behandlung. Diese perturbative Evolution findet bei Abständen bis etwa 1 fm statt und wird im folgenden Abschnitt etwas detaillierter beschrieben. Aus den farbgeladenen Partonen, die in dieser perturbativen Phase entstehen, bilden sich

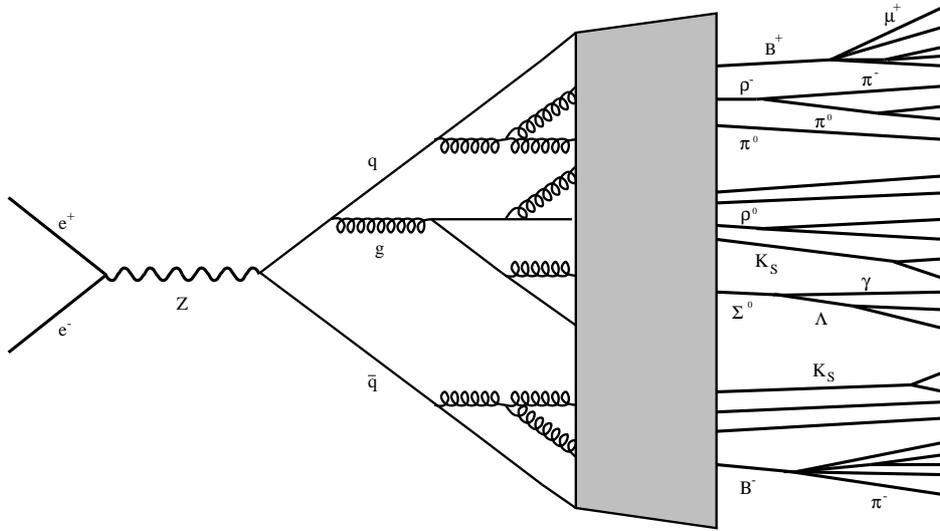


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung eines hadronischen Z-Zerfalls (siehe Text).

in der Hadronisierungsphase farbneutrale Hadronen, die dann bis zum Erreichen von meßbaren Abständen (in der Größenordnung von mm) existieren oder in stabilere Teilchen zerfallen. Auf die Phase der Hadronisierung wird in Abschnitt 2.2.3 näher eingegangen. Die oben beschriebene typische Entwicklung eines hadronischen Ereignisses aus dem Zerfall eines Z-Bosons ist noch einmal in Abbildung 2.2 graphisch veranschaulicht.

Im allgemeinen entstehen aus den beiden energiereichen, primären Quarks zahlreiche Hadronen, die um die Richtung der Quarks gebündelt sind (Quarkjets). Strahlt ein Quark in der Anfangsphase ein hartes Gluon ab, so führt auch das Gluon zu einem solchen Teilchenbündel (Gluonjet). Die Eigenschaften und insbesondere die perturbativ berechenbare Struktur dieser Jets sollen in dieser Analyse näher untersucht werden.

2.2.2 Perturbative QCD

In der Zeit zwischen Erzeugung der beiden Quarks aus dem Z-Zerfall und dem Beginn der Hadronisierung können die Quarks Gluonen abstrahlen. In erster Ordnung in α_s ergibt sich für den Prozeß $Z \rightarrow q\bar{q}g$ der differentielle Wirkungsquerschnitt

$$\frac{d^2\sigma}{dx_1 dx_2} = \sigma_0 \frac{C_F \alpha_s}{2\pi} \frac{x_1^2 + x_2^2}{(1-x_1)(1-x_2)}. \quad (2.3)$$

Dabei ist σ_0 der totale Wirkungsquerschnitt für $Z \rightarrow q\bar{q}$, auch Born-Wirkungsquerschnitt genannt, und x_i die auf die halbe Schwerpunktsenergie normierte Energie des Quarks i (zur Definition des Farbfaktors C_F siehe Gleichung 2.7). Mit

$$1 - x_1 = x_2 k (1 - \cos \theta_{2g}) / \sqrt{Q^2}$$

und

$$1 - x_2 = x_1 k (1 - \cos \theta_{1g}) / \sqrt{Q^2}$$

erkennt man sofort (Gluonenergie k , Winkel zwischen Quark i und Gluon θ_{ig}), daß der Wirkungsquerschnitt 2.3 für weiche oder kollineare Gluonen sehr groß wird, im Grenzfall sogar divergiert. Wie die folgende Betrachtung zeigen wird, kann dieser Bereich des Phasenraums nicht von Gleichung 2.3 allein beschrieben werden, da höhere Ordnungen nicht vernachlässigbare Terme liefern. Bricht man die Störungsreihe nach dem ersten Term ab — oder allgemein nach Termen einer bestimmten festen Ordnung —, so kann man lediglich bei hohen Transversalimpulsen zwischen den Partonen im Endzustand von kleinen Korrekturen durch höhere Ordnungen ausgehen.

Zur weiteren Diskussion wird im Folgenden der oben beschriebene kollineare Bereich betrachtet. Interpretiert man die Erzeugung des Gluons als Zerfall eines Quarks $q \rightarrow qg$ und beschränkt sich auf den Grenzfall $k_\perp^2 \ll Q^2$ (k_\perp ist der Gluontransversalimpuls in Bezug auf die Impulsrichtung des zerfallenden Quarks), so ergibt sich aus Gleichung 2.3 für einen solchen Gluonbremsstrahlungsprozeß die differentielle Zerfallswahrscheinlichkeit [7]:

$$d^2\omega^{q \rightarrow qg} = \sigma_0 C_F \frac{\alpha_s(k_\perp^2)}{2\pi} \left(1 + \left(1 - \frac{k}{E} \right)^2 \right) \frac{dk}{k} \frac{dk_\perp^2}{k_\perp^2}. \quad (2.4)$$

Hierbei ist E die Energie des zerfallenden Quarks und k die Gluonenergie. Aufgrund von Korrekturen höherer Ordnung läuft die Kopplungskonstante hier mit dem Gluontransversalimpuls k_\perp .

Hieraus lassen sich sofort die drei dominierenden kinematischen Konfigurationen ablesen:

1. $k_\perp \ll k \sim \sqrt{Q^2}$: kollineare, harte Abstrahlung
2. $k_\perp \sim k \ll \sqrt{Q^2}$: weiche Abstrahlung unter großen Winkeln
3. $k_\perp \ll k \ll \sqrt{Q^2}$: weiche und kollineare Abstrahlung

In allen drei Fällen liefert die Integration über dk und dk_\perp^2 mindestens einen großen logarithmischen Term.

In höherer Ordnung können die so emittierten Gluonen ihrerseits wieder Gluonen abstrahlen oder in ein Quark-Antiquark-Paar zerfallen. Beschränkt

man sich auf die oben aufgeführten Grenzfälle, so läßt sich zeigen [8], daß in axialer Eichung die differentielle Zerfallswahrscheinlichkeit für eine solche Multipartonkaskade in Beiträge von elementaren Partonaufspaltungsprozessen faktorisiert. Diese Beiträge sind alle von der gleichen Form

$$d^2\omega^{a\rightarrow bc} = \frac{\alpha_s(k_\perp^2)}{2\pi} \frac{dk_\perp^2}{k_\perp^2} P_{bc}^a(z) dz \quad (2.5)$$

und unterscheiden sich lediglich durch die Splitting-Kerne $P_{bc}^a(z)$:

$$\begin{aligned} P_{gg}^q(z) &= C_F \frac{1 + (1-z)^2}{z} \\ P_{qq}^g(z) &= T_R (z^2 + (1-z)^2) \\ P_{gg}^g(z) &= C_A \left(z(1-z) + \frac{1-z}{z} + \frac{z}{1-z} \right) \end{aligned} \quad (2.6)$$

mit $z = k/E$. Die Farbfaktoren C_A und C_F ergeben sich aus der Struktur der Eichgruppe

$$\begin{aligned} \sum_{A,B} f^{ABC} f^{ABD} &= C_A \delta^{CD} \\ \sum_A t_{ab}^A t_{bc}^A &= C_F \delta_{ac} \end{aligned} \quad (2.7)$$

zu $C_A = N = 3$ und $C_F = (N^2 - 1)/2N = 4/3$ für SU(3), während $T_R = N_f/2$.

Diese Multipartonkaskaden führen selbst in hoher Ordnung von α_s zu nicht vernachlässigbaren Termen in der Störungsreihe, da die Unterdrückung durch α_s^n durch entsprechende Potenzen großer logarithmischer Faktoren ausgeglichen wird. Bei geeigneter Definition der Meßgrößen lassen sich jedoch die führenden logarithmischen Terme in allen Ordnungen aufsummieren.

Die oben diskutierten Multipartonkaskaden können sowohl von einem Quark als auch von einem mit großem Transversalimpuls abgestrahlten Gluon stammen. Sie bestimmen wesentlich die Multiplizität und die transversale Struktur eines Jets. Einziger Unterschied zwischen Quark- und Gluonjets in führender logarithmischer Ordnung sind die unterschiedlichen Splitting-Kerne (P_{qq}^q im Falle des Quarkjets, P_{gg}^g im Falle des Gluonjets) mit den Farbfaktoren C_A bzw. C_F . Da C_A um einen Faktor 9/4 größer ist als C_F , sind Gluonabstrahlungen im Gluonjet viel wahrscheinlicher als im Quarkjet. Die perturbative QCD sagt also in dieser Näherung eine deutlich höhere Partonmultiplizität in Gluonjets voraus[9]. Entsprechend haben Teilchen im Gluonjet ein weicheres Spektrum und einen höheren mittleren Transversalimpuls zur Jetachse.

2.2.3 Hadronisierung

Für die Prozesse, die sich bei der Umformung von farbgeladenen Partonen zu farbneutralen Hadronen abspielen, existieren bis heute keine Vorhersagen, die sich direkt aus der Lagrangedichte der QCD ableiten lassen. Daher beschreibt man diese Phase mit QCD-motivierten, phänomenologischen Modellen, von denen im Folgenden die zwei anerkanntesten, das Stringmodell und das Clustermodell, kurz vorgestellt werden sollen.

Stringmodell

Numerische Rechnungen mit Hilfe von Gittereichtheorien unterstützen die dem Stringmodell [10] zugrundeliegende Annahme, daß sich zwischen zwei voneinander entfernenden Farbladungen $q\bar{q}$ aufgrund der Gluonselbstwechselwirkung ein Farbfeld aufbaut, dessen Energie linear mit dem Abstand der beiden Partonen ansteigt. Im Stringmodell verteilt sich diese Energie auf einen eindimensionalen, die beiden Quarks verbindenden „String“ mit konstanter Energiedichte κ (Energie pro Einheitslänge). Die gespeicherte Energie wächst mit größer werdendem Abstand der Partonen mindestens solange an, bis die Energiedichte für die Erzeugung eines weiteren Paares $q'\bar{q}'$ ausreicht. An dem Produktionsort bricht der String in zwei Farbsingulets auf, aus denen sich nach eventuellen weiteren Aufspaltungen die Hadronen bilden.

Zur qualitativen Berechnung der Wahrscheinlichkeit für die Erzeugung von massiven Quarks im String genügt ein einfaches Potentialmodell. Für die Produktion zweier Quarks mit Masse m wird die Energie benötigt, die in einem Stringstück der Länge $2m/\kappa$ gespeichert ist (siehe Abbildung 2.3). Die beiden in einem Punkt aus dem Vakuum erzeugten Quarks müssen also jeweils eine Strecke m/κ durch eine linear abfallende Potentialbarriere tunneln, bevor sie klassisch existieren dürfen. Als Wahrscheinlichkeit $P_{q\bar{q}}$ für diesen Tunnelprozeß ergibt sich

$$P_{q\bar{q}} \sim \exp(-\pi m^2/\kappa). \quad (2.8)$$

Sie bestimmt das Verhältnis der Produktionswahrscheinlichkeiten von Quarks mit unterschiedlichem Flavour:

$$u : d : s : c : b = 1 : 1 : \frac{1}{3} : 10^{-11} : 10^{-40}. \quad (2.9)$$

Insbesondere ist also die Produktion von Charm und Beauty im String stark unterdrückt.

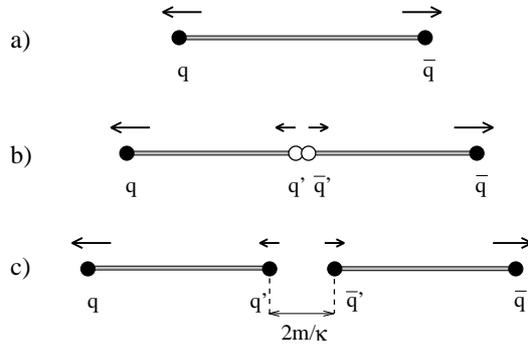


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung der $q\bar{q}$ -Erzeugung im String. Das in b) erzeugte virtuelle Quarkpaar muß eine Strecke $2m/\kappa$ durchtunneln, bevor es klassisch existieren darf (c).

Clustermodell

Ausgangspunkt für die Konstruktion des Clustermodells [11] ist die „preconfinement“-Eigenschaft der QCD: Wie in perturbativen Rechnungen gezeigt werden kann, erfolgt die Umwandlung von Partonen zu Hadronen lokal und unabhängig von der ursprünglichen, „harten“ Skala Q^2 . Um ein Hadronisierungsmodell aufbauend auf dieser Eigenschaft zu definieren, werden zunächst alle Gluonen aus dem perturbativen Partonschauer in Quark-Antiquark-Paare aufgespalten. Zusammen mit den übrigen Quarks werden die so entstandenen Quarks paarweise in Farbsingulets gruppiert. Ein solches Farbsingulett oder Cluster zerfällt in Hadronen unter Berücksichtigung des zugänglichen Phasenraums sowie gewisser Vorschriften wie Flavouererhaltung etc.

2.2.4 Implementation in Ereignisgeneratoren

Um aus störungstheoretischen Rechnungen in Verbindung mit Hadronisierungsmodellen Vorhersagen für beliebige Observable zu gewinnen, wurden Programme entwickelt, mit denen man nach dem Monte-Carlo-Prinzip Vielteilchen-Endzustände generieren und auswerten kann. Die in der vorliegenden Analyse benutzten Ereignisgeneratoren unterscheiden sich hauptsächlich in der Implementation des perturbativen Teils sowie den für die Hadronisierung benutzten Modellen.

Der perturbative Teil eines hadronischen Z-Zerfalls im JETSET-Generator [12] basiert auf den in allen Ordnungen aufsummierten, führenden logarithmischen Termen der Störungsreihe. Nächstführende logarithmische Terme

werden durch Berücksichtigung von Kohärenzeffekten (Angular Ordering) und der Forderung nach Energie- und Impulserhaltung an jeder Aufspaltung angenähert. Für harte Gluonabstrahlung wird dieser Partonschauer an das Matrixelement in erster Ordnung in α_s angepaßt. Aus den Partonen werden nach dem Stringmodell Hadronen gebildet, die man dann mit Hilfe der bekannten Lebensdauern und Verzweigungsverhältnisse der auftretenden Zwischenzustände in stabile bzw. langlebige Teilchen zerfallen läßt.

Alternativ zu JETSET ist die perturbative QCD im ARIADNE-Generator [13] im Rahmen des Farbdipolmodells implementiert. Hier wird die Gluonemission eines $q\bar{q}$ -Paares als Dipolstrahlung eines Farbdipols aufgefaßt. Die zwei dabei entstandenen Farbdipole können unabhängig voneinander weitere Gluonen abstrahlen beziehungsweise in zwei Quarks aufspalten, so daß nach diesem Muster eine Multipartonkaskade entstehen kann. Die mit diesem Modell berechneten Wirkungsquerschnitte stimmen im kollinearen Grenzfall mit den perturbativen QCD-Rechnungen überein. Zur Umwandlung der Partonen in Hadronen benutzt ARIADNE ebenfalls die JETSET-Stringfragmentation.

Im HERWIG-Generator [14] wird das in Abschnitt 2.2.3 vorgestellte Clustermodell zur Hadronisierung benutzt. Der Partonschaueralgorithmus berücksichtigt die führenden logarithmischen Terme der Störungsreihe ebenso wie Kohärenzeffekte und Gluonpolarisation. Harte Gluonabstrahlungen mit hohem Transversalimpuls werden in erster Ordnung generiert.

2.2.5 Skalenverletzungen in Fragmentationsfunktionen

Analog zu den bekannten Skalenverletzungen in den Strukturfunktionen in tiefinelastischer Lepton-Nukleon-Streuung sagt die Quantenchromodynamik Skalenverletzungen in den Fragmentationsfunktionen von Quarks und Gluonen voraus. Der Ursprung dieser Abhängigkeit der Fragmentationsfunktionen von der harten Skala Q^2 liegt in der mit Q^2 variierenden Größe des zugänglichen Phasenraums für harte, kollineare Gluonemissionen (Typ 1, siehe Abschnitt 2.2.2). Je mehr Phasenraum bei größerem Q^2 zur Verfügung steht, desto mehr Gluonen werden abgestrahlt und desto weicher ist das resultierende Spektrum. Da die starke Kopplungskonstante in die Wahrscheinlichkeit für Gluonabstrahlungen eingeht, erlaubt die Bestimmung der Fragmentationsfunktionen bei unterschiedlichem Q^2 eine Messung von α_s .

Die Fragmentationsfunktionen D_i ($i = u, d, s, c, b, g$) gehen in den (meßbaren) inklusiven Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dx$ für $Z \rightarrow h + X$ (geladenes

Hadron h mit $x = 2E_h/\sqrt{s}$) nach folgender Gleichung ein:

$$\frac{d\sigma}{dx} = 2\sigma_0 \sum_{i=u,d,s,c,b,g} \int_x^1 \frac{dz}{z} C_i \left(z, \alpha_s(\mu_F), \frac{\mu_F^2}{s} \right) D_i \left(\frac{x}{z}, \mu_F \right). \quad (2.10)$$

Dabei ist σ_0 der Born-Wirkungsquerschnitt, \sqrt{s} die Schwerpunktsenergie und μ_F eine willkürliche Skala, bei der die Fragmentationsfunktionen ausgewertet werden. Die Koeffizienten lassen sich in perturbativer QCD berechnen und sind bis in nächstführender Ordnung bekannt [15].

Mit Hilfe von perturbativer QCD läßt sich die Q^2 -Abhängigkeit der Fragmentationsfunktionen D_i vorhersagen. Die Rechnung führt auf ein System aus gekoppelten Integro-Differentialgleichungen, den DGLAP-Evolutionsgleichungen [16]:

$$\frac{\partial D_i(x, Q^2)}{\partial \ln Q^2} = \sum_{j=u,d,s,c,b,g} \int_x^1 \frac{dz}{z} P_{ij}(z, \alpha_s(\mu_R), \mu^2/Q^2) D_j \left(\frac{x}{z}, Q^2 \right) \quad (2.11)$$

mit der Renormierungsskala μ_R und den Splitting-Kernen P_{ij} . Nachdem man die Fragmentationsfunktionen durch eine Messung bei einem bestimmten Q^2 festgelegt hat, kann man durch weitere Messungen bei unterschiedlichen Schwerpunktsenergien aus diesen Gleichungen den einzigen freien Parameter α_s bestimmen.

Kapitel 3

Auswahl der Observablen

Zum Studium von Gluonjets in e^+e^- -Annihilationen benötigt man notwendigerweise Ereignisse, die mindestens drei Jets enthalten. In Abschnitt 3.1 wird festgelegt, was im Rahmen dieser Untersuchung unter den Begriffen Jet, Quarkjet und Gluonjet verstanden wird. Voraussetzung für einen Test der perturbativen Substruktur von Quark- und Gluonjets ist eine geeignete Wahl der Meßgrößen. Aus den Ausführungen in Abschnitt 2.2.2 ergeben sich folgende Forderungen an die Observablen:

- Sensitivität auf die Farbfaktoren C_A und C_F ,
- kleine Hadronisierungseffekte,
- Berechenbarkeit in perturbativer QCD, d.h. infrarot- und kollinearsichere Größen.

Zusätzlich sollten die Größen natürlich so gewählt werden, daß eine Messung mit dem ALEPH-Detektor möglich ist. Um den Einfluß der Hadronisierung abzuschätzen, wurden die unter 2.2.3 aufgeführten Modelle herangezogen. Diese Untersuchung sowie die Observablen, die sich dabei im obigen Sinne als sinnvoll herausgestellt haben, werden in Abschnitt 3.2 beschrieben.

Über solche speziell auf die Messung perturbativer Effekte ausgerichteten Observablen hinaus soll in dieser Analyse die Gluonfragmentationsfunktion gemessen werden, um zusammen mit Ergebnissen aus anderen Messungen eine Bestimmung von α_s im Sinne von Abschnitt 2.2.5 durchführen zu können.

3.1 Definitionen

Eine eindeutige Zuordnung von Hadronen im Endzustand zu den Partonen aus dem Zerfall des Z-Bosons ist prinzipiell nicht möglich, da der beobacht-

bare Endzustand nicht genügend Information über die Entwicklung des Partonschauers und der Fragmentation enthält. Daher bleibt es eine Frage der Definition, welche Hadronen man den Jets zuordnet und welche der Jets man als Quark- oder Gluonjets bezeichnet.

3.1.1 Jet

Als Grundlage für eine Zuordnungsvorschrift von Hadronen zu Jets benutzt man die Viererimpulse p_i der Hadronen. Um die Impulse in verschiedene Klassen einteilen zu können, benötigt man ein Abstandsmaß. Für Untersuchungen am LEP hat sich dafür die Durham-Metrik [17] als besonders sinnvoll herausgestellt:

$$k_{\perp ij}^2 = 2 \min(E_i^2, E_j^2)(1 - \cos \theta_{ij}). \quad (3.1)$$

Hierbei ist E_i die Energie des Teilchens i und θ_{ij} der Winkel zwischen Teilchen i und Teilchen j . Diese Metrik geht im kollinearen Grenzfall ($\theta_{ij} \rightarrow 0$) in den relativen Transversalimpuls der zwei Teilchen über. Damit läßt sich ein Jet nach folgender Vorschrift (Durham-Algorithmus) definieren:

- Berechne die Abstände $k_{\perp ij}^2$ zwischen allen Teilchenpaaren.
- Bestimme das Teilchenpaar k, l mit kleinstem Abstand $k_{\perp min}^2$.
- Falls der skalierte Abstand $y_{min} = k_{\perp min}^2/s$ kleiner als eine Schranke y_{cut} ist, fasse die Teilchen k und l zu einem Pseudoteilchen zusammen und beginne die Prozedur von Neuem. Der Viererimpuls des Pseudoteilchens ist dabei die Summe der Viererimpulse p_k und p_l .
Im Falle $y_{min} > y_{cut}$ wird die Prozedur abgebrochen.
- Alle verbleibenden (Pseudo-)Teilchen bezeichnet man als Jets.

Diese Vorschrift garantiert zusammen mit der Wahl der Metrik Unempfindlichkeit gegen die infraroten und kollinearen Divergenzen, da sehr weiche und kollineare Teilchen immer zusammengefaßt werden.

Im Folgenden wird als Schranke y_{cut} der vergleichsweise hohe Wert 0.1 benutzt, weshalb die Jets einen relativen Transversalimpuls k_{\perp} von mindestens 28 GeV besitzen. Damit läßt man zu, daß ein Jet sowohl mehrfache Gluonemissionen als auch Gluonen aus Abstrahlungen mit hohem Transversalimpuls enthalten kann. Dies ist wichtig für die Suche nach einer perturbativ berechenbaren Substruktur der Jets, da bei harten Abstrahlungen α_s klein genug für störungstheoretische Rechnungen ist. Weiterhin wird durch diese Wahl von y_{cut} der zugängliche Phasenraum für Jets in Drei-Jet-Ereignissen so

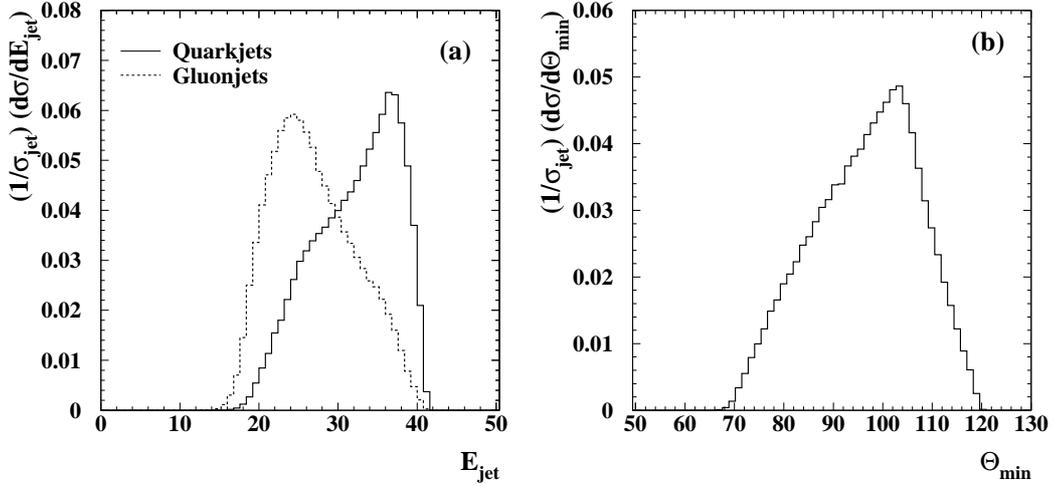


Abbildung 3.1: Die Verteilung (a) der Jetenergien von Quark- und Gluonjets und (b) der minimalen Winkel zwischen zwei Jets in Drei-Jet-Ereignissen, berechnet mit dem JETSET 7.4-Generator.

eingeschränkt, daß nur annähernd symmetrische Konfigurationen, d.h. etwa gleiche Jetenergien und Zwischenjetwinkel, möglich sind. Die Verteilung sowohl der Jetenergie für Quark- und Gluonjets als auch der minimalen Winkel zwischen zwei Jets in Drei-Jet-Ereignissen sind in Abbildung 3.1 zu sehen. Die Drei-Jet-Rate bei einer Durham-Schranke $y_{cut} = 0.1$ liegt bei etwa 5%.

3.1.2 Quark- und Gluonjet

Um zu entscheiden, welche der Jets im Zerfall $Z \rightarrow 3 \text{ Jets}$ Quark- bzw. Gluonjets sind, wird für diese Analyse folgendes Verfahren benutzt:

Zugreifend auf die Information aus dem Ereignisgenerator werden die Partonen des Drei-Jet-Ereignisses mit dem Durham-Algorithmus zu genau drei Jets zusammengefaßt. Diese drei Jets auf Parton-Niveau werden den Jets auf Hadron-Niveau zugeordnet, indem schrittweise die Jets mit kleinstem Winkel zwischen den Jetachsen¹ einander zugeordnet werden. Auf Parton-Niveau lassen sich die Jets identifizieren, die die primären Quarks aus dem Z-Zerfall enthalten. Falls zwei der drei Jets auf Parton-Niveau ein primäres Quark enthalten, werden die entsprechenden Jets auf Hadron-Niveau als Quarkjets, der verbleibende dritte Jet als Gluonjet bezeichnet. In Extremfällen (circa 1.9 % der Drei-Jet-Ereignisse) kann es vorkommen, daß beide primären

¹Mit Jetachse wird die Richtung des Jetimpulses bezeichnet.

Quarks in einem Jet zusammengefaßt wurden oder daß aufgrund von Hadronisierungseffekten die Winkel zwischen Jets auf Parton-Niveau und Jets auf Hadron-Niveau so groß sind, daß eine Zuordnung nicht sinnvoll ist. In solchen Ereignissen werden per definitionem alle drei Jets als Quarkjets klassifiziert.

Streng genommen ist eine solche Definition unphysikalisch, da sie auf Informationen aus dem Partonschauer gestützt ist, die im Endzustand nicht zugänglich sind. Der Vergleich mit physikalisch sinnvollen, aber unhandlichen Methoden wie zum Beispiel einer impulsgewichteten Baryonzahl zeigt aber, daß Unterschiede vernachlässigbar sind. Aus Gründen der Einfachheit wurde die oben beschriebene Methode gewählt.

3.2 Die Observablen

Um Variablen zu identifizieren, die sensitiv auf die Farbfaktoren sind und zumindest in gewissen Bereichen nur wenig von der Hadronisierung beeinflußt werden, wurden Monte-Carlo Berechnungen mit JETSET 7.4 durchgeführt. Zur Abschätzung der Hadronisierungseffekte wurden die Ergebnisse auf Hadron- und Parton-Niveau miteinander verglichen. Der Einfluß der Farbfaktoren wurde untersucht, indem die Berechnungen mit einem leicht modifizierten Partonschauermodell wiederholt wurden. Die Veränderung betrifft lediglich die Drei-Gluon-Splittingfunktion, in der der Farbfaktor C_A auf den Wert von $C_F = 4/3$ gesetzt wurde, so daß im Vergleich mit der Standardrechnung die Abhängigkeit von der effektiven Kopplung am Triplegluonvertex beobachtet werden kann. Die Ergebnisse dieser Studie werden im Folgenden für die Observablen diskutiert, die sich im Sinne der oben aufgeführten Kriterien als geeignet herausgestellt haben.

3.2.1 Jet-Broadening

Ursprünglich als Ereignisformvariable vorgeschlagen [18], bietet sich das Studium des Jet-Broadening B_{Jet} auch für einzelne Jets an:

$$B_{Jet} = \frac{\sum_{i=1}^N |p_{\perp}^i|}{\sum_{i=1}^N |p^i|}, \quad (3.2)$$

wobei sich die Summe auf die N Teilchen in einem Jet bezieht und p_{\perp}^i der Transversalimpuls des Teilchens i zur Jetachse ist. Da B_{Jet} eine lineare Funktion der Impulse ist, bleibt diese Größe im infraroten oder kollinearen Grenzfall endlich und kann deswegen in perturbativer QCD berechnet werden.

Abbildung 3.2 zeigt, daß die Berechnungen mit JETSET deutliche Unterschiede für die Verteilung von B_{Jet} für Quark- und Gluonjets vorhersagen. Ein großer Teil dieser Unterschiede ist ein Effekt der unterschiedlichen Farbladungen, da die Gluonjetvorhersage des Modells mit $C_A = C_F = 4/3$ immer noch stark von der QCD-Gluonjetkurve abweicht. Der Vergleich der Rechnungen auf Hadron- und Parton-Niveau macht deutlich, daß im Bereich hoher B_{Jet} -Werte (etwa $B_{Jet} > 0.4$) der Einfluß der Hadronisierung relativ klein ist.

3.2.2 y_2 -Verteilung

Zum Studium der Struktur von Jets liegt es nahe, die Teilchen eines Jets mit Hilfe des Durham-Algorithmus zu Subjets zusammenzufassen, und den Durham-Abstand k_t^2 der so gebildeten Subjets zu betrachten. Erzwingt man

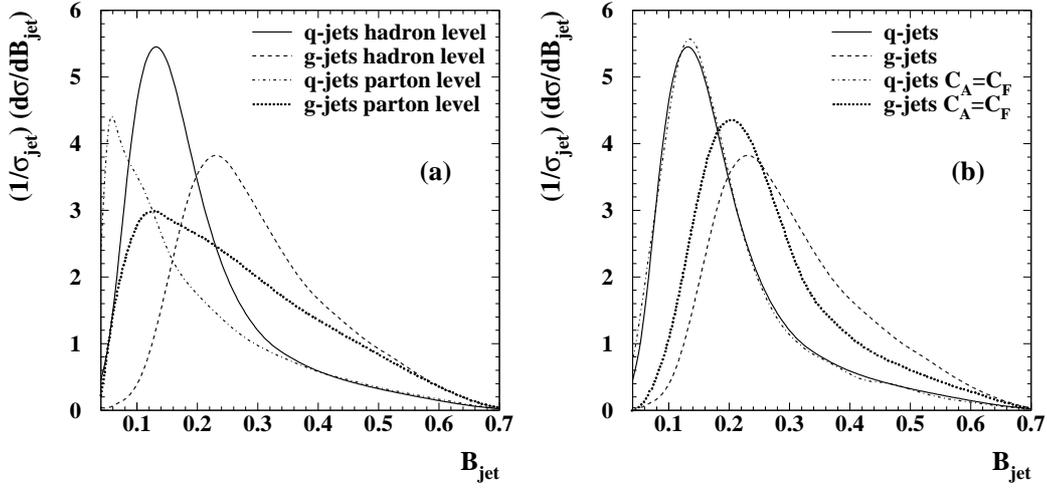


Abbildung 3.2: Die Jet-Broadening-Verteilung für Quark- und Gluonjets, berechnet mit dem JETSET 7.4-Generator. a) Vergleich von Hadron- und Parton-Niveau, b) Vergleich von QCD und $C_A = C_F = 4/3$ -Modell auf Hadron-Niveau.

genau zwei Subjets in einem Jet, so wird im Folgenden das mit der quadrierten Schwerpunktsenergie skalierte k_{\perp}^2 zwischen diesen beiden Subjets mit y_2 bezeichnet. In Abbildung 3.3 erkennt man deutlich, daß erwartungsgemäß y_2 in Gluonjets im Vergleich zu Quarkjets im Mittel höhere Werte annimmt. Wieder zeigt das veränderte JETSET-Modell, daß dies auch auf die unterschiedlichen Farbladungen zurückzuführen ist: eine Abstrahlung (unter hohem Transversalimpuls) im Gluonjet ist wahrscheinlicher als im Quarkjet. Auch bei dieser Observablen sind die Hadronisierungseffekte für hohe Werte von y_2 , entsprechend einer deutlichen Trennung der beiden Subjets, klein.

3.2.3 y_3 -Verteilung

Faßt man die Teilchen eines Jets zu genau drei Subjets zusammen, so kann man in Analogie zu y_2 den kleinsten skalierten Abstand y_3 zwischen zwei der drei Subjets betrachten. Die Vorhersage für diese Größe, die auf höhere Ordnungen der Störungsreihe sensitiv ist, wird in Abbildung 3.4 dargestellt. Ähnlich zu y_2 zeigen sich auch bei y_3 aufgrund der höheren Farbladung markante Unterschiede zwischen Quark- und Gluonjets bis hinein in den Bereich kleiner Hadronisierungseffekte bei großen y_3 .

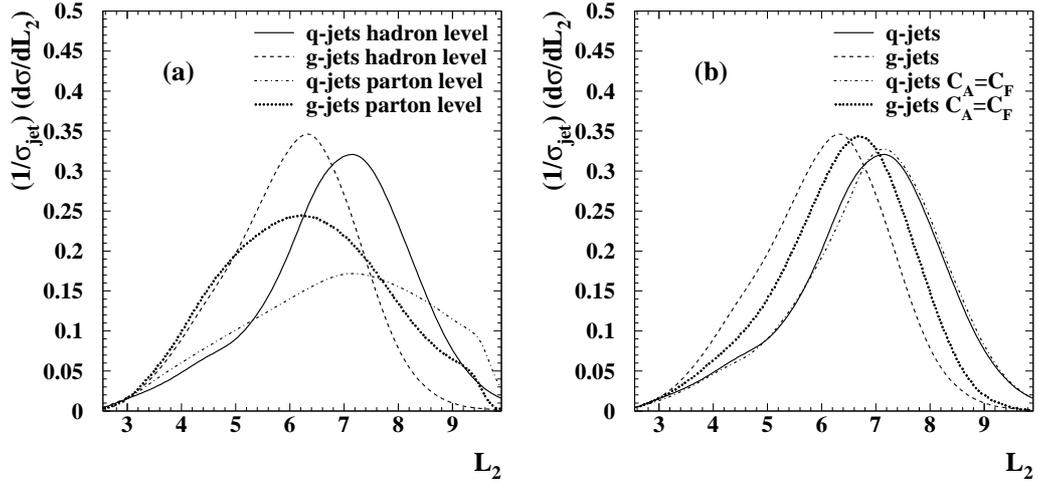


Abbildung 3.3: Die $L_2 = -\ln y_2$ -Verteilung für Quark- und Gluonjets, berechnet mit dem JETSET 7.4-Generator. a) Vergleich von Hadron- und Parton-Niveau, b) Vergleich von QCD und $C_A = C_F = 4/3$ -Modell auf Hadron-Niveau.

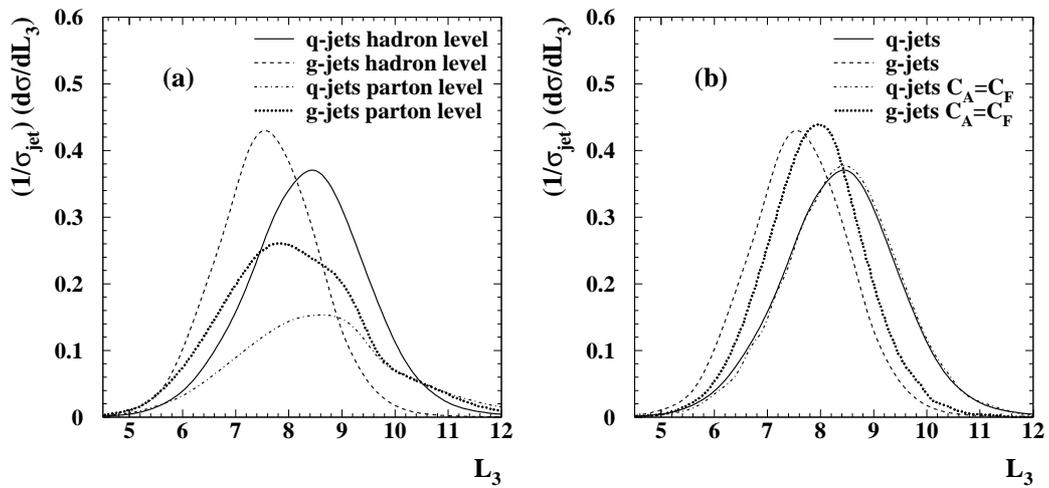


Abbildung 3.4: Die $L_3 = -\ln y_3$ -Verteilung für Quark- und Gluonjets, berechnet mit dem JETSET 7.4-Generator. a) Vergleich von Hadron- und Parton-Niveau, b) Vergleich von QCD und $C_A = C_F = 4/3$ -Modell auf Hadron-Niveau.

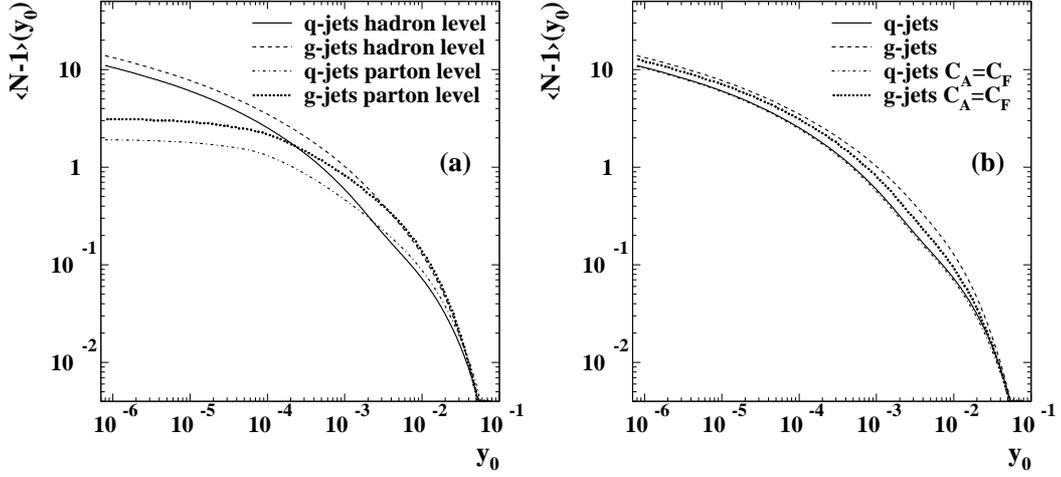


Abbildung 3.5: Die mittleren Subjetmultiplizitäten minus eins von Quark- und Gluonjets als Funktion des Subjetauflöseparameters y_0 , berechnet mit dem JETSET 7.4-Generator. a) Vergleich von Hadron- und Parton-Niveau, b) Vergleich von QCD und $C_A=C_F=4/3$ -Modell auf Hadron-Niveau.

3.2.4 Subjet-Multiplizitäten

Einen etwas anderen Zugang zum Studium der Subjetstruktur von Jets bietet die Betrachtung der Subjetmultiplizitäten als Funktion der Durham-Schranke y_0 . Benutzt man den Durham-Algorithmus zum Zusammenfassen der Teilchen zu Subjets bis der minimale skalierte Abstand oberhalb von y_0 liegt, so sei $\langle N(y_0) \rangle$ die mittlere Subjetmultiplizität für diesen Wert von y_0 . Die Betrachtung als Funktion von y_0 erlaubt insbesondere das Studium von Bereichen, in denen höhere Ordnungen wichtig werden, Hadronisierungseffekte jedoch immer noch relativ klein sind. Wie in Abbildung 3.5 zu sehen, erstreckt sich dieser perturbative Bereich bis zu einem Subjetauflöseparameter von etwa 10^{-3} . Dies entspricht einem relativen Transversalimpuls k_\perp von etwa 3 GeV, bei dem störungstheoretische Rechnungen schwierig werden.

Kapitel 4

Das Experiment

4.1 Der Speicherring LEP

Im Speicherring LEP (Large Electron Positron storage ring) am CERN werden Elektronen und Positronen nach der Vorbeschleunigung in kleineren Anlagen auf eine Energie von je ca. 45 GeV beschleunigt und zur Kollision gebracht. Die Gesamtenergie im Schwerpunktsystem, das zugleich das Laborsystem ist, beträgt ca. 91 GeV. Um die entstehenden Verluste durch Synchrotronstrahlung noch mit Nachbeschleunigung ausgleichen zu können, wird ein relativ großer Ringradius von etwa 4.2 km benötigt. Mit Hilfe von mehr als 3000 Dipolmagneten werden die Teilchen auf Kreisbahnen gehalten, während eine Reihe von Quadrupolmagneten zur Fokussierung des Strahls dient. Während des Experiments befinden sich je zwei (bei einer anderen Betriebsart je vier) Pakete von Elektronen und Positronen im Ring. Sie haben einen zeitlichen Abstand von $22 \mu\text{s}$ bzw. $11 \mu\text{s}$. An vier Kollisionspunkten des Elektron- und Positronstrahls sind Detektoren zur Untersuchung der in den Kollisionen stattfindenden Reaktionen angebracht (siehe Abbildung 4.1). Das sind neben dem ALEPH-Experiment die Detektoren der DELPHI-, L3- und OPAL-Kollaboration.

4.2 Der ALEPH-Detektor

Der ALEPH-Detektor [19] (Apparatus for LEp PHysics, siehe Abbildung 4.2) besteht aus einer Reihe von Subdetektoren, mit deren Hilfe nahezu alle Teilchen, die in einer Elektron-Positron-Kollision am LEP entstehen, im gesamten Raumwinkelbereich bis dicht an das Strahlrohr heran nachgewiesen werden können. Diese Hermetizität wird von den beiden Kalorimetern garantiert, dem hadronischen Kalorimeter (HCAL) und dem elektromagnetischen

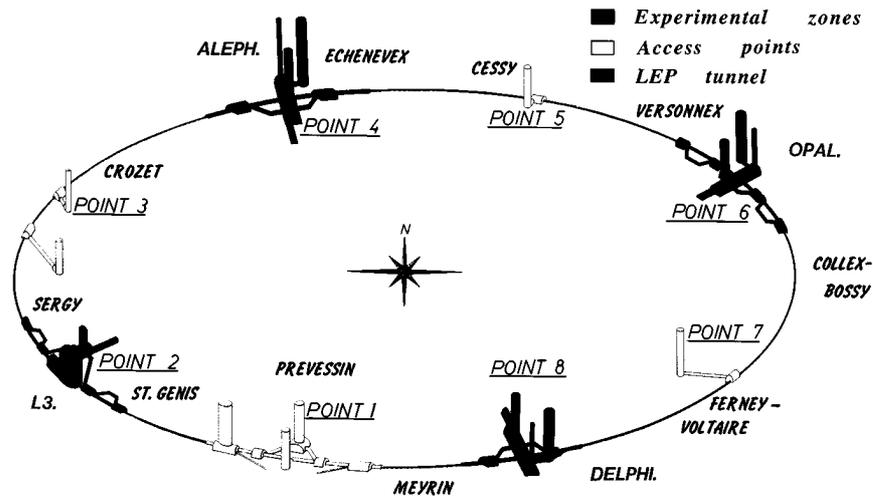


Abbildung 4.1: Der LEP-Speicherring mit den vier Experimenten ALEPH, DELPHI, L3 und OPAL.

Kalorimeter (ECAL). Der zylindrische mittlere Teil und die beiden Endkappen der Kalorimeter umschließen den gesamten zentralen Bereich. Das ECAL setzt sich zusammen aus Lagen von Bleischichten und Drahtkammern, in denen die geladenen Teilchen der im Blei entstehenden Schauer nachgewiesen werden. Alle Hadronen, die nicht im elektromagnetischen Kalorimeter absorbiert wurden, deponieren ihre Energie mit sehr großer Wahrscheinlichkeit im HCAL. Das HCAL besteht aus Eisenschichten, zwischen denen geladene Teilchen in Streamerrohren nachgewiesen werden können. Neben den mit ALEPH nicht nachweisbaren Neutrinos sind lediglich Myonen in der Lage, das hadronische Kalorimeter zu durchdringen. Zu deren Identifikation wird der gesamte Detektor von zwei Lagen Streamerkammern umschlossen, die mindestens einen Meßpunkt pro geladenes Teilchen liefern.

Die Messung des Impulses von geladenen Teilchen erfolgt durch Bestimmung des Krümmungsradius der Teilchenflugbahn innerhalb eines Magnetfeldes von 1.5 T. In diesem von einer supraleitenden Spule erzeugten Magnetfeld befinden sich drei Subdetektoren zur Spurvermessung: ein Minivertexdetektor (VDET) dicht am Wechselwirkungspunkt, eine Driftkammer (ITC) und eine Zeitprojektionskammer (TPC). Der Vertexdetektor besteht aus zwei Lagen von Siliziumstreifendetektoren, die zylindrisch um das Strahlrohr in

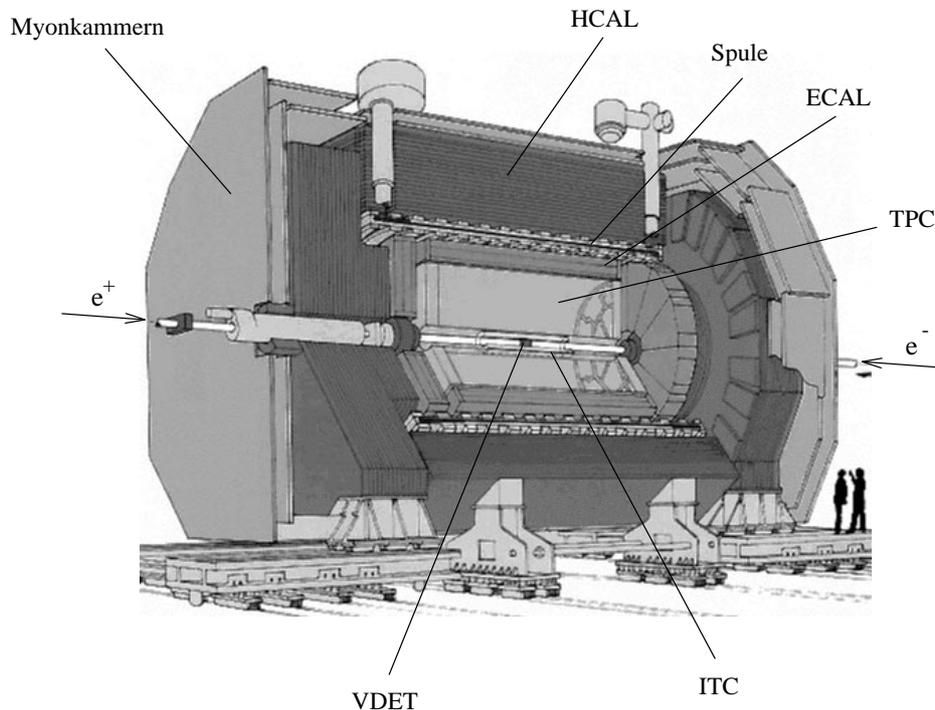


Abbildung 4.2: Schnitt durch den ALEPH-Detektor (siehe Text).

einem Abstand von 6.3 cm und 11 cm angebracht sind. Beide Lagen werden doppelseitig in $r\phi$ - und z -Richtung¹ ausgelesen und ermöglichen eine Punktauflösung von etwa $12\ \mu\text{m}$. Im Bereich von 13 cm bis 30 cm Abstand zum Strahlrohr befinden sich die acht Signaldrahtlagen der inneren Spurenkammer ITC. Durch Messung der Driftzeit kann in $r\phi$ -Richtung eine Auflösung von etwa $100\ \mu\text{m}$ erreicht werden. Der Teilchendurchgangsort in z -Richtung wird durch Bestimmung der Signallaufzeiten gemessen.

Den wichtigsten Beitrag zur Vermessung geladener Spuren liefert die Zeitprojektionskammer TPC. In dieser Kammer mit einem Radius von 1.8 m driften die von einem durchgehenden, geladenen Teilchen erzeugten Ionisationscluster in einem elektrischen Feld zu einer der beiden Endplatten. Hier kann aufgrund der feinen Segmentierung der Kathodenfläche die $r\phi$ -Koordinate der bis zu 21 Meßpunkte mit einer Auflösung von etwa $180\ \mu\text{m}$ bestimmt werden. Durch Driftzeitmessung läßt sich eine Genauigkeit in z -Richtung von etwa $800\ \mu\text{m}$ erreichen.

¹Im Folgenden wird die Flugrichtung der Elektronen als z -Richtung bezeichnet. Die Ebene senkrecht dazu ist die x - y - bzw. $r\phi$ -Ebene.

4.3 Standardisierte Rekonstruktionsverfahren

Zur Weiterverarbeitung der mit dem ALEPH-Detektor aufgezeichneten Rohdaten existieren Programme, die für jedes Ereignis mit Hilfe von speziellen Rekonstruktionsalgorithmen aus den Meßdaten höhergeordnete Informationen wie zum Beispiel Teilchenimpulse extrahieren. Die für die vorliegende Analyse relevanten Algorithmen werden in diesem Abschnitt kurz dargestellt.

4.3.1 Geladene Teilchen

Zur Rekonstruktion des Impulses eines geladenen Teilchens stehen im besten Falle Meßpunkte im Vertexdetektor VDET, der Driftkammer ITC und der Zeitprojektionskammer TPC zur Verfügung. Da die TPC die größte Anzahl an Messungen (im allgemeinen 21 Punkte) liefert, werden zuerst diese Raumkoordinaten in einem mehrstufigen Anpassungsverfahren zu vorläufigen Helices zusammengefaßt. Eine Extrapolation in den inneren Bereich erlaubt, falls vorhanden, eine Zuordnung von ITC- und VDET-Meßpunkten. In der abschließenden globalen Anpassung der Spurhelix werden alle verfügbaren Koordinaten unter Berücksichtigung von Effekten durch Vielfachstreuung benutzt. Auf diese Weise läßt sich für Spuren mit Messungen in allen drei Subdetektoren (bzw. lediglich TPC und ITC; TPC allein) eine Impulsauflösung² $\sigma(1/p_t)$ von $0.6 \times 10^{-3} (\text{GeV}/c)^{-1}$ ($0.8 \times 10^{-3} (\text{GeV}/c)^{-1}$; $1.2 \times 10^{-3} (\text{GeV}/c)^{-1}$) sowie eine „Stoßparameter“-Auflösung³ $\sigma_{r\phi}$ von $23 \mu\text{m}$ erreichen [20].

4.3.2 Neutrale Teilchen

Zur Rekonstruktion der Energien von neutralen Teilchen werden die Signale aus benachbarten Zellen des ECALs bzw. des HCALs, soweit in ihnen eine gewisse Mindestenergie deponiert wurde, zu größeren Objekten zusammengefaßt. Nach Anwendung zahlreicher Korrekturen auf die gemessene Energie erreicht man eine Energieauflösung σ_E/E von etwa $0.18/\sqrt{E} + 0.009$ im ECAL und $0.85/\sqrt{E}$ im HCAL (E in GeV). Eine Winkelmessung durch energiegeichtetes Mitteln über die Zellen eines Objektes ist mit einer Auflösung $\sigma_{\theta,\phi}$ von $(2.5/\sqrt{E} + 0.25)$ mrad [20] möglich.

Falls der Zerfall eines neutralen Teilchens in geladene Teilchen im inneren Detektorvolumen stattfindet (K_s^0 - oder Λ -Zerfall in zwei geladene Teilchen) und die geladenen Spuren aus diesem Zerfall rekonstruiert werden können,

² p_t ist die Komponente des Impulses senkrecht zur Strahlachse.

³Der Stoßparameter ist der Abstand zwischen Spurhelix und Primärvertex. Für eine genaue Definition siehe Abschnitt 5.3.

wird eine erneute Anpassung unter der Annahme eines gemeinsamen Vertex durchgeführt. Bei erfolgreicher Anpassung werden die Impulse der Tochterpartikeln am Zerfallsvortex dieses sogenannten V^0 -Teilchens für die weitere Analyse benutzt.

4.3.3 Energy-Flow-Algorithmus

Um aus der im Kalorimeter gemessenen Energie eine gute Abschätzung für die Impulse der neutralen Teilchen zu erhalten, muß die von den geladenen Teilchen deponierte Energie identifiziert werden. In der vorliegenden Analyse wird ein Verfahren der ALEPH-Standardsoftware, der sogenannte Energy-Flow-Algorithmus [20], für diese Aufgabe benutzt.

Dieser Algorithmus berechnet aus den in den Spurdetektoren gemessenen Impulsen der geladenen Teilchen (siehe Abschnitt 4.3.1) und der Materialbelegung der Kalorimeter die im Mittel erwartete Energiedeposition der geladenen Teilchen und subtrahiert sie von der gemessenen Energie im Kalorimeter. Liegt die verbleibende gemessene Energie signifikant oberhalb des Detektorrauschens, so wird sie als Energiedeposition eines neutralen Teilchens im Sinne von Abschnitt 4.3.2 weiterverarbeitet. Zusammen mit den unten aufgeführten Schnitten wird so ein Mehrfachzählen der Energie bestmöglich vermieden. Die mit diesem Algorithmus bestimmten Impulse werden für die Messung benutzt, falls sie die folgenden Kriterien erfüllen:

- geladene Teilchen:
 - Spurhelix kreuzt Zylinder zentriert um den nominalen Kollisionspunkt mit Radius 2 cm und Länge in Strahlrichtung 20 cm.
 - Impuls $p \leq 15 \text{ GeV}/c$:
mindestens vier Meßpunkte in der TPC.
 - Impuls $p \geq 15 \text{ GeV}/c$:
mindestens acht Meßpunkte in der TPC,
mindestens ein Meßpunkt in der ITC.
- geladene Teilchen vom Zerfall eines V^0 -Teilchens:
 - Bahn des V^0 -Teilchens kreuzt Zylinder zentriert um den nominalen Kollisionspunkt mit Radius 5 cm und Länge in Strahlrichtung 30 cm.
- neutrale Teilchen:
 - Energie $E \geq 500 \text{ MeV}$.

Um aus der Energiemessung im Kalorimeter einen Impuls für neutrale Teilchen berechnen zu können, benötigt man die Masse des Teilchens. Als beste Abschätzung wird für Objekte im ECAL (Photonen) und Objekte im HCAL, die nur aus einem Zellverbund (Cluster) bestehen, keine Masse angenommen. Falls neutrale Hadronen im HCAL als Objekte mit mehreren getrennten Clustern nachgewiesen werden, wird ihre Masse durch die Differenz der quadrierten Summe der Zellenergien und der quadrierten Vektorsumme der Clusterenergien angenähert.

4.4 Detektorsimulation

Um zu verstehen, wie stark gemessene Verteilungen durch begrenzte Auflösung und Akzeptanz des Detektors verfälscht werden, wird eine genaue Detektorsimulation benötigt. Das benutzte Simulationsprogramm⁴ kann die Antwort des Detektors auf den Durchgang eines Teilchens in der Regel sehr realistisch wiedergeben. Für die vorliegende Analyse standen mehr als fünf Millionen simulierte hadronische Ereignisse zur Verfügung. Sie wurden erzeugt, indem die Teilchen eines mit dem JETSET 7.3-Generator produzierten hadronischen Ereignisses mit Hilfe der Detektorsimulation weiterverarbeitet wurden. Die so simulierten „Meßdaten“ können analog zu den realen Daten mit den oben beschriebenen Rekonstruktionsalgorithmen analysiert werden.

Die Simulation erfordert für einen komplexen Detektor wie den ALEPH-Detektor einen relativ großen Rechenaufwand. Daher ist es sehr schwierig und zeitintensiv, die Simulation regelmäßig mit neuen, verbesserten Parametersätzen für den zugrundeliegenden Ereignisgenerator zu wiederholen. Wie in Abschnitt 5.5.1 erläutert wird, verlangt die Bestimmung von Gluonjeteigenschaften eine präzise Simulation der Fragmentation von b- und c-Quarks. Um die Parameter dieses Sektors (Verzweigungsverhältnisse, Lebenszeiten etc.) für diese Analyse auf den aktuellsten Stand zu bringen, wurden die vollsimulierten Ereignisse mit einer entsprechenden Wichtung [21] versehen. Damit sind die Parameter im Mittel ohne erneute Simulationsrechnungen korrigiert.

⁴Die Simulation des ALEPH-Detektors basiert auf dem CERN-Programmpaket GEANT.

Kapitel 5

Die Messung

In den folgenden Abschnitten wird die Messung der in Kapitel 3 eingeführten Observablen vorgestellt. Nach einer Beschreibung des Meßverfahrens zur Bestimmung der gesuchten Verteilungen wird die Untersuchung der systematischen Fehler erläutert. Die allgemeine Meßmethode basiert auf einer bereits veröffentlichten ALEPH-Analyse der Subjetmultiplizitäten in Quark- und Gluonjets [22].

5.1 Ereignisselektion

Um aus den mit dem ALEPH-Detektor in den Jahren 1992-1994 aufgezeichneten Ereignissen gut vermessene hadronische Z -Zerfälle auszuwählen, werden folgende Standardschnitte benutzt:

- mindestens fünf nachgewiesene Spuren, für die gilt
 - Transversalimpuls (zur Strahlachse) $p_t \geq 200 \text{ MeV}/c$,
 - mindestens vier Meßpunkte in der TPC,
 - Winkel zwischen Impuls und Strahlachse θ mit $|\cos \theta| \leq 0.95$,
 - Spurhelix kreuzt Zylinder zentriert um den nominalen Kollisionspunkt mit Radius 2 cm und Länge in Strahlrichtung 20 cm.
- eine Gesamtenergie der diese Schnitte erfüllenden Spuren von mindestens 10 % der Schwerpunktsenergie.

Die oben aufgeführten Schnitte reduzieren den Untergrund durch leptonische Z -Zerfälle ohne nennenswerte Verzerrungen für hadronische Ereignisse. Nicht nur der Zerfall eines Z -Bosons, sondern auch eine Kollision von zwei Photonen kann einen hadronischen Endzustand liefern. Solche $\gamma\gamma$ -Ereignisse

Schnitt	Zahl der Ereignisse nach Schnitt
Hadronische Ereigniseselektion	2911890
$E_{vis} \geq 20 \text{ GeV}$	2907840
$N_{jet} = 3$	145240
$\angle(\text{Jet}, \text{Strahl}) \geq 35^\circ$	71779
$E_\gamma / E_{jet} \leq 0.85$	71166
VDET ok	69935

Tabelle 5.1: Schnitte zur Ereigniseselektion

entstehen, wenn das Elektron und das Positron je ein virtuelles Photon abstrahlen, die kollidieren und zu einem hadronischen Ereignis mit geringerer Energie führen. Zur Unterdrückung dieses Untergrundes wird eine im Detektor sichtbare Energie von mindestens 20 GeV verlangt. Für die Berechnung dieser Energie werden wie in der gesamten restlichen Analyse die Energien und Impulse der geladenen und neutralen Teilchen, bestimmt mit Hilfe des Energy-Flow-Algorithmus (siehe Abschnitt 4.3.3), verwendet.

Zur Auswahl von Drei-Jet-Ereignissen wird, wie bereits in Abschnitt 3.1.1 beschrieben, der Durham-Algorithmus mit $y_{cut} = 0.1$ benutzt. Damit die Jets im ALEPH-Detektor gut vermessen werden können, werden nur Ereignisse betrachtet, in denen bei der Datennahme der Vertexdetektor funktionsfähig war und der Winkel zwischen Jetachse und Strahlachse für alle drei Jets mindestens 35° beträgt.

Die Abstrahlung eines harten γ -Quants von einem der primären Quarks kann im Detektor ein Drei-Jet-Ereignis vortäuschen. Solche Ereignisse können verworfen werden, indem Ereignisse mit Jets, deren Energie zu mehr als 85 % aus der Energie eines einzelnen Photons besteht, zurückgewiesen werden. Dabei werden als Photonen alle im Sinne des Energy-Flow-Algorithmus neutrale Teilchen benutzt, die ihre Energie im elektromagnetischen Kalorimeter deponiert haben.

Die Wirkung dieser Schnitte ist noch einmal in Tabelle 5.1 zusammengefaßt.

5.2 Bestimmung der Jetenergie

Zur Bestimmung der Fragmentationsfunktionen benötigt man eine Messung der Jetenergie. Ein naheliegendes Verfahren besteht darin, die Energien der Teilchen eines Jets einfach zur Jetenergie aufzusummieren. Der Meßfehler der nach dieser Methode bestimmten Jetenergie wird durch die verhältnismäßig

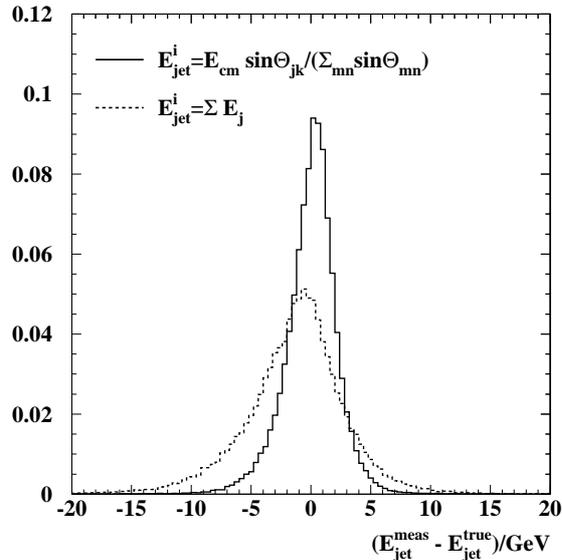


Abbildung 5.1: Jetenergieauflösung, bestimmt mit Monte-Carlo-Ereignissen, für die Additionsmethode und Winkelmethode (siehe Text).

schlechte Energieauflösung der Kalorimeter dominiert. Um diese Fehlerquelle zu vermeiden, werden im Rahmen dieser Analyse die Jetenergien aus den Richtungen der Jetachsen berechnet.

Vernachlässigt man die invarianten Massen der Jets, so erhält man aus Energie- und Impulserhaltung folgende Beziehung für die Jetenergien E_i :

$$E_i = \sqrt{s} \frac{\sin \theta_{jk}}{\sin \theta_{12} + \sin \theta_{23} + \sin \theta_{31}}. \quad (5.1)$$

Dabei ist θ_{ij} der Winkel zwischen Jetachse i und Jetachse j sowie $(i, j, k) = (1, 2, 3)$ und zyklische Vertauschungen.

Demnach reicht es also für eine Messung der Jetenergien aus, die Winkel zwischen den Jetachsen zu messen. Da im Vergleich zur Energiemessung eine Winkelmessung mit den ALEPH-Kalorimetern viel genauer ist, wurde Gleichung 5.1 zur Bestimmung der Jetenergie benutzt. Dabei wurde ignoriert, daß die Jets Massen besitzen und in der Regel nicht exakt in einer Ebene liegen, da eine Berücksichtigung dieser Effekte die Jetenergieauflösung kaum verbessert. Gegenüber der simplen Additionsmethode konnte so eine um etwa 50 % bessere Jetenergieauflösung erreicht werden (vgl. Abbildung 5.1).

5.3 Identifikation der Gluonjets

Um eine Größe X für Quarkjets (X_q) und Gluonjets (X_g) zu messen (X steht dabei zum Beispiel für $d\sigma/dB_{Jet}$ in einem bestimmten Meßintervall oder $\langle N(y_0) - 1 \rangle$ für ein bestimmtes y_0), benötigt man zumindest zwei Jet-Mengen mit unterschiedlichem Anteil an Gluonjets. Führt man eine Messung der Observablen für zwei solche Mengen durch, so läßt sich das Ergebnis X_{mix} und X_{tag} durch folgendes Gleichungssystem beschreiben:

$$\begin{aligned} X_{mix} &= p_{mix} X_g + (1 - p_{mix}) X_q \\ X_{tag} &= p_{tag} X_g + (1 - p_{tag}) X_q. \end{aligned} \quad (5.2)$$

Hier gibt die „Reinheit“ p_i die Wahrscheinlichkeit dafür an, daß ein Jet der Menge i ein Gluonjet ist. Aus der Messung von X_{mix} und X_{tag} können bei Kenntnis der beiden Reinheiten die gesuchten Werte der Observablen für Quark- und Gluonjets durch Umformen von (5.2) berechnet werden.

Als „gemischte“ Jet-Menge (mixed sample) wird hier die Menge aller Jets der selektierten Drei-Jet-Ereignisse bezeichnet. Der Gluonjetanteil dieser $q\bar{q}g$ -Ereignisse sollte näherungsweise bei einem Drittel liegen. Mit Hilfe der Monte-Carlo-Simulation des Detektors läßt sich zeigen, daß nach der Quark- und Gluonjetdefinition aus Abschnitt 3.1.2 sich in der Tat ein solcher Wert ergibt:

$$p_{mix} = 32.60 \pm 0.07(\text{stat.})\%. \quad (5.3)$$

Anreicherung von Gluonjets

Für die Anwendung von Gleichung 5.2 wird eine zweite Jet-Menge benötigt, die möglichst stark mit Gluonjets angereichert ist. Für diese Anreicherung existieren eine Reihe von Methoden, basierend auf einem Ordnen nach Energie oder der Identifizierung von Zerfällen schwerer Hadronen durch energiereiche Leptonen bzw. Lebenszeitinformationen. Um eine sehr reine Gluonjet-Menge bei ausreichender Statistik und ohne kinematische Verzerrungen zu erhalten, bietet sich für eine Messung mit dem ALEPH-Detektor ein spezielles Verfahren zum Nachweis von Zerfällen langlebiger, schwerer Hadronen an.

Bei diesem Verfahren wird ausgenutzt, daß die Wahrscheinlichkeit für die Erzeugung eines $b\bar{b}$ - bzw. $c\bar{c}$ -Quarkpaares innerhalb eines Gluonjets kleiner ist als die Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein Quarkjet b - bzw. c -Quarks enthält. Sowohl die Erzeugung von b - und c -Quarks im String (vgl. Gleichung 2.9) als auch eine Aufspaltung von Gluonen in b - und c -Quarkpaare ist aufgrund der hohen Quarkmassen unterdrückt. Nach einer JETSET 7.4-Berechnung findet in Gluonjets aus Drei-Jet-Ereignissen mit $y_{cut} = 0.1$ in

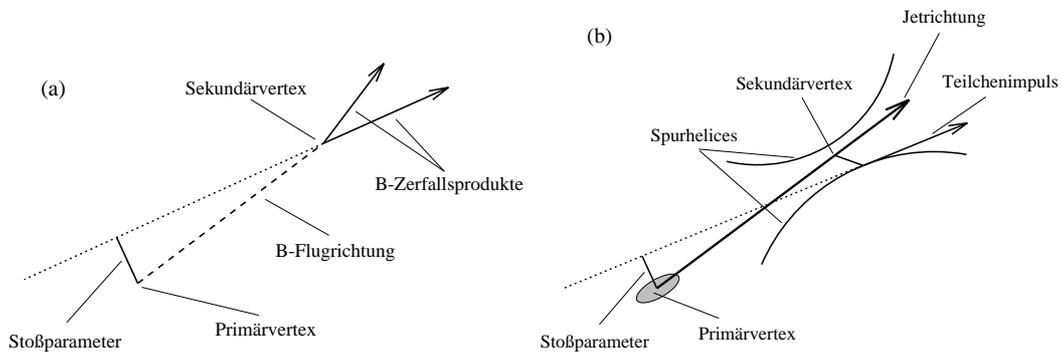


Abbildung 5.2: Illustration zur Definition des Stoßparameters: (a) schematische Darstellung eines B-Zerfalls und (b) Rekonstruktion des Zerfalls im Detektor.

14 % der Fälle eine Aufspaltung $g \rightarrow c\bar{c}$ oder $g \rightarrow b\bar{b}$ statt. Kann man nun zeigen, daß zwei der drei Jets diese schweren Quarks enthalten, so ist der verbleibende dritte Jet mit hoher Wahrscheinlichkeit ein Gluonjet. Aus b- und c-Quarks bilden sich in der Hadronisierung schwere Hadronen (z.B. B- oder D-Mesonen), die unter anderem durch eine relativ lange Lebensdauer ausgezeichnet sind (z.B. $c\tau_B \approx 450 \mu\text{m}$). Aufgrund des präzisen Vertexdetektors in ALEPH ist es möglich, Spuren aus Zerfällen solcher langlebigen Hadronen zu identifizieren.

Vorzeichenbehafteter Stoßparameter

Um festzustellen, ob ein Jet Spuren aus dem Zerfall eines langlebigen B- bzw. D-Mesons enthält, sucht man nach Spuren mit signifikant großem „Stoßparameter“ b [25]. Der Stoßparameter einer geladenen Spur ist definiert als der Abstand zwischen Primärvertex und Richtung des Teilchenimpulses am sekundären Vertex. Der sekundäre Vertex wird dabei als der Helixpunkt kleinsten Abstands zwischen Spurhelix und Jetachse angenähert. Der Kollisionspunkt oder Primärvertex wird in einer Anpassung mit allen Spuren eines Ereignisses bestimmt. Das Vorzeichen des Stoßparameters b wird positiv (negativ) gewählt, falls sich der Sekundärvertex vom Primärvertex aus gesehen in positiver (negativer) Jetimpulsrichtung befindet.

Für Spuren vom Primärvertex ist b bei perfekter Messung Null; stammt die Spur jedoch aus dem Zerfall eines schweren Teilchens, das vor seinem Zerfall eine gewisse Strecke zurückgelegt hat, erhält man im allgemeinen einen von Null verschiedenen Stoßparameter (siehe Abbildung 5.2). Dies gilt für Spuren aus Zerfällen von B-Hadronen oder auch D-Hadronen, die von B-Hadronen stammen können oder in c-Quarkjets entstehen.

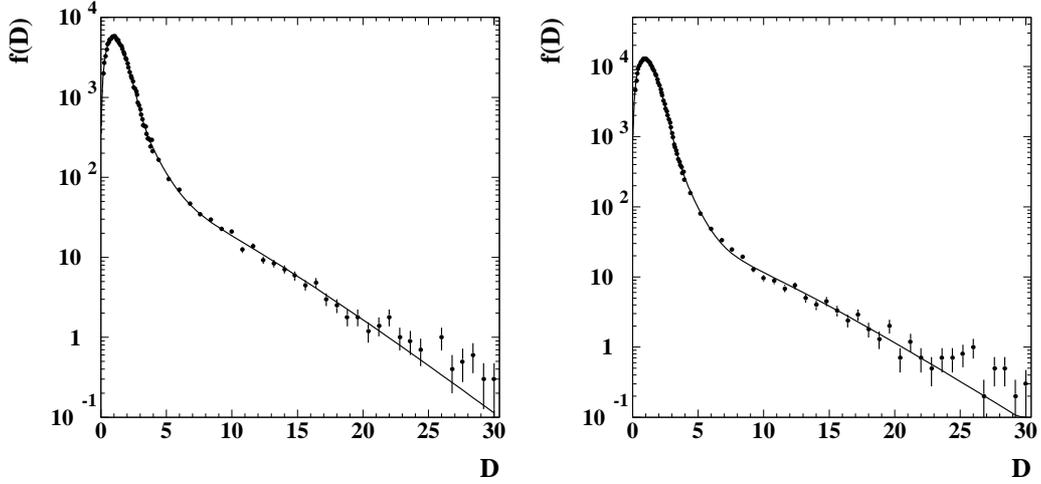


Abbildung 5.3: Die Auflösungsfunktion $f(D)$ (siehe Text) für verschiedene Spurtypen, bestimmt in den selektierten Drei-Jet-Ereignissen. Die durchgezogene Kurve ist die Anpassung an die Datenpunkte.

Da b natürlich nicht mit unendlicher Präzision gemessen werden kann, muß entschieden werden, wann der gemessene Stoßparameter signifikant von Null abweicht. Der Stoßparameter einer Spur ist eine Funktion der fünf Helixparameter und der Position des Primärvertex. Linearisiert man die Funktion, so läßt sich aus der gemeinsamen Kovarianzmatrix der Helixparameter und der Primärvertexposition — da alle Spuren in die Bestimmung des Primärvertex eingehen, sind diese Größen natürlich korreliert — eine Stoßparameterauflösung σ_b berechnen. Unter der Bedingung, daß das betrachtete Teilchen vom Primärvertex stammt, folgt die skalierte Größe $D = b/\sigma_b$ einer bestimmten Verteilung $f(D)$, die aus der Verteilung der negativen Stoßparameter abgelesen werden kann (siehe Abbildung 5.3). Insbesondere für hohe Werte von D weicht diese Verteilung von einer Gaußverteilung ab. Um diesen Effekt zu berücksichtigen, wird nach einer Parametrisierung als Summe einer Gaußverteilung und zweier Exponentialfunktionen $f(D)$ an die Daten aus den in dieser Analyse benutzten Drei-Jet-Ereignissen angepaßt. Mit der Kenntnis von $f(D)$ läßt sich berechnen, mit welcher Wahrscheinlichkeit P_T eine vom Primärvertex stammende Spur einen Stoßparameter $D' \geq D$ hat:

$$P_T(D) = \int_D^\infty f(D') dD'. \quad (5.4)$$

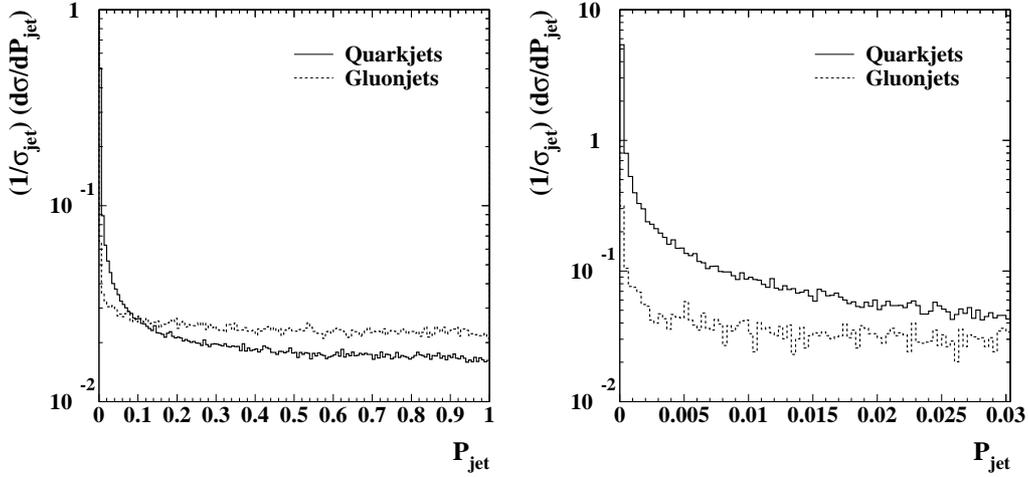


Abbildung 5.4: Verteilung von P_{Jet} für Quark- und Gluonjets (siehe Text), berechnet mit Hilfe von rekonstruierten Monte-Carlo-Ereignissen.

Die Verallgemeinerung auf N Spuren eines Jets liefert

$$\begin{aligned}
 P_{Jet} &= 1 - \int_{\prod_{i=1}^N P_{T_i}' = \Pi}^{(1,1,\dots,1)} dP_{T_1}' dP_{T_2}' \dots dP_{T_N}' \\
 &= \Pi \sum_{i=0}^{N-1} \frac{(-\ln \Pi)^i}{i!}
 \end{aligned} \tag{5.5}$$

mit $\Pi = \prod_{i=1}^N P_T(D_i)$. Berechnet man die Teststatistik P_{Jet} mit den gemessenen Stoßparametern der Spuren eines Jets, so ist P_{Jet} unter der Bedingung, daß alle Spuren vom Primärvertex stammen, gleichmäßig zwischen Null und Eins verteilt. Für Jets, die den Zerfall eines langlebigen Hadrons in geladene Teilchen enthalten, liegt P_{Jet} bevorzugt bei kleinen Werten.

Die Verteilung von P_{Jet} für Quark- und Gluonjets ist in Abbildung 5.4 gezeigt. Für Quarkjets ist eine Anhäufung bei kleinen Werten von P_{Jet} , entsprechend einer geringen Wahrscheinlichkeit dafür, daß alle Spuren des Jets vom Primärvertex stammen, deutlich zu erkennen. Ein gewisser (wesentlich kleinerer) Anteil der Gluonjets befindet sich ebenfalls bevorzugt in diesem Bereich. Während die Überhöhung bei Quarkjets wie erwartet von b - und c -Quarkjets dominiert wird, tragen in Gluonjets mehrere Effekte wie Gluonaufspaltungen in schwere Quarks, V^0 -Zerfälle nach kurzer Flugzeit oder Ungenauigkeiten in der Parametrisierung zur Anhäufung bei.

Der gewaltige Unterschied zwischen Quark- und Gluonjets von etwa einer Größenordnung ermöglicht jedoch eine Anreicherung von Gluonjets durch

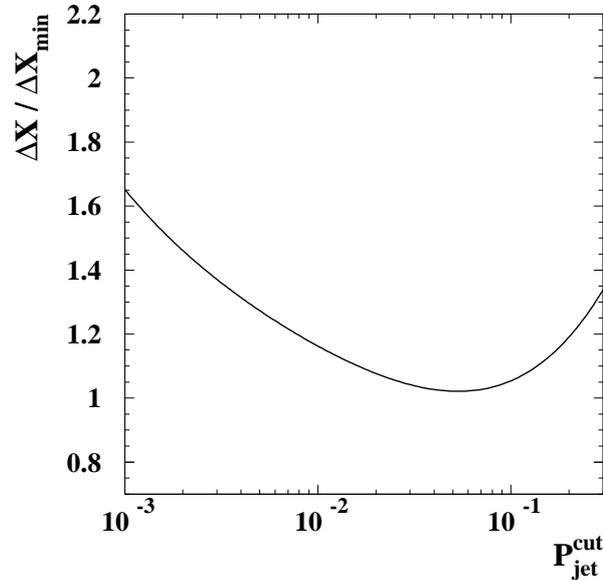


Abbildung 5.5: Zu erwartender statistischer Fehler als Funktion des Schnittparameters P_{Jet}^{cut} .

einen Schnitt P_{Jet}^{cut} in dieser Verteilung. Dazu wird von zwei der drei Jets $P_{Jet} \leq P_{Jet}^{cut}$ verlangt und der verbleibende dritte Jet in die angereicherte Menge aufgenommen, falls sein Wert für P_{Jet} oberhalb dieses Schnittes liegt.

Wahl von P_{Jet}^{cut}

Die Wahl des Schnittes P_{Jet}^{cut} bestimmt zum einen die Reinheit p_{tag} der angereicherten Menge, zum anderen die Effizienz ϵ_{tag} der Gluonjetidentifikation. Beide gehen in die zu erwartenden statistischen Fehler ΔX_q und ΔX_g ein, die durch den Fehler der Messung in der angereicherten Menge dominiert werden:

$$\Delta X_q \sim \Delta X_g \sim \frac{1}{\sqrt{\epsilon_{tag}(p_{tag} - p_{mix})}}. \quad (5.6)$$

Bestimmt man sowohl Reinheit als auch Effizienz als Funktion von P_{Jet}^{cut} mit Hilfe des Monte-Carlos, so läßt sich nach Gleichung 5.6 der Einfluß des Schnittes auf den statistischen Fehler abschätzen (siehe Abbildung 5.5). Die von diesem Standpunkt optimale Wahl liegt bei einem Wert von ungefähr 0.07.

Es gibt jedoch ein wichtiges Argument für die Wahl eines kleineren Schnittwertes: Um das Gleichungssystem 5.2 anwenden zu können, sollten die Quarkjets in der angereicherten Menge die gleichen Eigenschaften haben wie die

Quarkjets in der gemischten Menge, d.h. $X_{tag}^q = X_{mix}^q$. Durch die Anreicherungsverfahren, die Lebenszeitinformation in den zwei übrigen Jets verlangt, wird X_{tag}^q jedoch verzerrt; die Quarkjets der angereicherten Menge haben zum Beispiel eine andere Quark-Flavour Mischung (angereichert mit b-Quarkjets). Diese Verzerrung wird durch Korrekturen mit Hilfe des Monte-Carlos (siehe Abschnitt 5.4) behoben. Um in einem möglichst geringem Maße auf die Richtigkeit der Simulation zu vertrauen, empfiehlt sich also eine hohe Gluonjet-Reinheit in der angereicherten Menge.

Als Kompromiß zwischen diesen beiden Argumenten wird in dieser Analyse $P_{Jet}^{cut} = 0.01$ gewählt. Der zu erwartende statistische Fehler liegt nur ca. 20 % höher als der optimale Wert bei $P_{Jet}^{cut} = 0.06$. Mit dieser Wahl ergibt sich für die Reinheit

$$p_{tag} = 94.13 \pm 0.36(\text{stat.}) \pm 0.25(\text{syst.}) \%. \quad (5.7)$$

Die Bestimmung des systematischen Fehlers wird in Abschnitt 5.5.1 näher erläutert.

In den 70000 selektierten Drei-Jet-Ereignissen, die zu etwa 40 % aus $b\bar{b}g$ - und $c\bar{c}g$ -Ereignissen bestehen, werden mit diesem Schnitt 3772 Gluonjets gefunden (Gesamteffizienz $\epsilon_{tag} = 5.4 \%$). Dies entspricht einer Effizienz von etwa 25 % in $b\bar{b}g$ -Ereignissen und 1.4 % in $c\bar{c}g$ -Ereignissen. Eines der Ereignisse mit einem Gluonjetkandidaten ist in Abbildung 5.6 gezeigt. Man erkennt deutlich die drei Jets sowie die sekundären Vertices in zwei der Jets, von denen Spuren mit erhöhtem Stoßparameter ausgehen.

5.4 Detektorkorrekturen

Um die Meßergebnisse mit den Vorhersagen der verschiedenen Modelle und Messungen anderer Experimente vergleichen zu können, wird ein detektorunabhängiges Resultat benötigt. Das durch Detektoreffekte wie zum Beispiel Meßungenauigkeiten oder begrenzte Akzeptanz verfälschte Meßergebnis ist im allgemeinen eine Faltung der „wahren“ Verteilung mit einer detektorabhängigen Auflösungsfunktion. Um aus der gemessenen Verteilung die detektorunabhängige wahre Verteilung zu erhalten, wird hier ein einfaches multiplikatives Verfahren angewandt. Dabei werden die Meßwerte in allen Meßintervallen mit Korrekturfaktoren multipliziert, die die oben beschriebene Faltung invertieren.

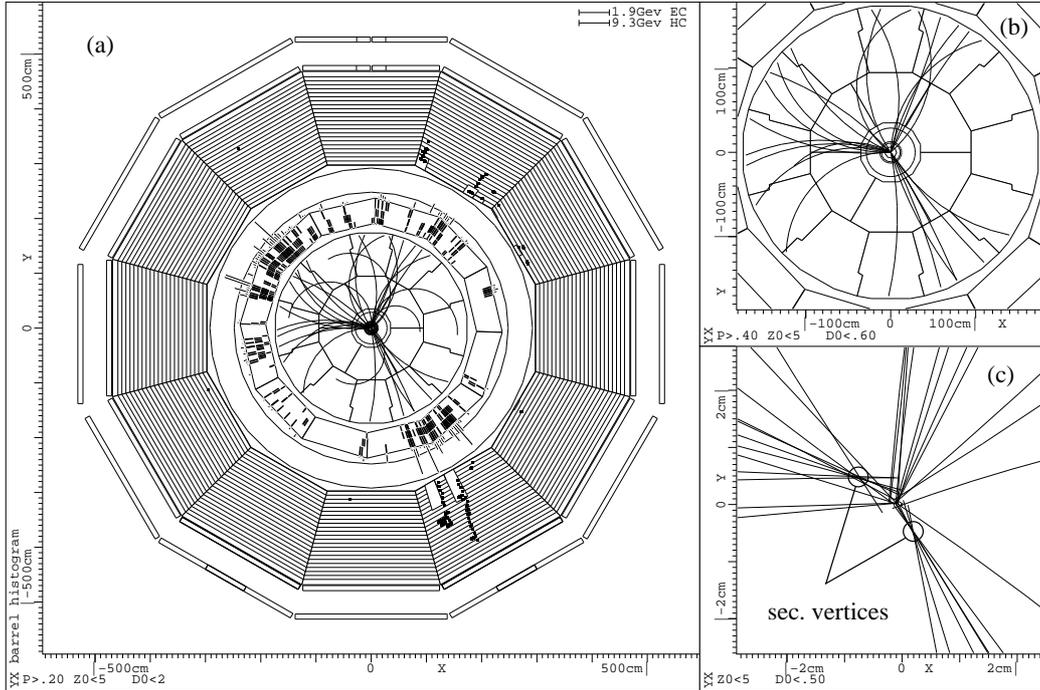


Abbildung 5.6: Schnitt durch den ALEPH-Detektor mit den Daten und rekonstruierten Objekten eines Drei-Jet-Ereignisses. Teil (b) zeigt eine Vergrößerung der TPC, (c) den Bereich dicht am Primärvertex. Zwei sekundäre Vertices sind deutlich zu erkennen.

Diese Korrekturfaktoren C_i ($i = mix, tag$) werden mit Hilfe von vollsimulierten Monte-Carlo-Ereignissen nach folgender Gleichung bestimmt:

$$X_i^{corr} = C_i X_i^{meas}$$

$$C_i = \frac{p_i X_g^{gen} + (1 - p_i) X_q^{gen}}{X_i^{gen+det}}. \quad (5.8)$$

Hier ist X^{meas} der gemessene Wert in einem bestimmten Meßintervall, X^{corr} der korrigierte Meßwert, X_q^{gen} bzw. X_g^{gen} das Monte-Carlo-Ergebnis ohne Detektorsimulation (und ohne Bremsstrahlung im Anfangszustand) sowie $X^{gen+det}$ das Monte-Carlo-Ergebnis produziert durch die Analyse von simulierten Ereignissen im Detektor, basierend auf dem für X^{gen} benutzten Generator.

Idealerweise sollte natürlich das korrigierte Meßergebnis unabhängig von der bei der Entfaltung benutzten Verteilung im Generator sein, d.h. die

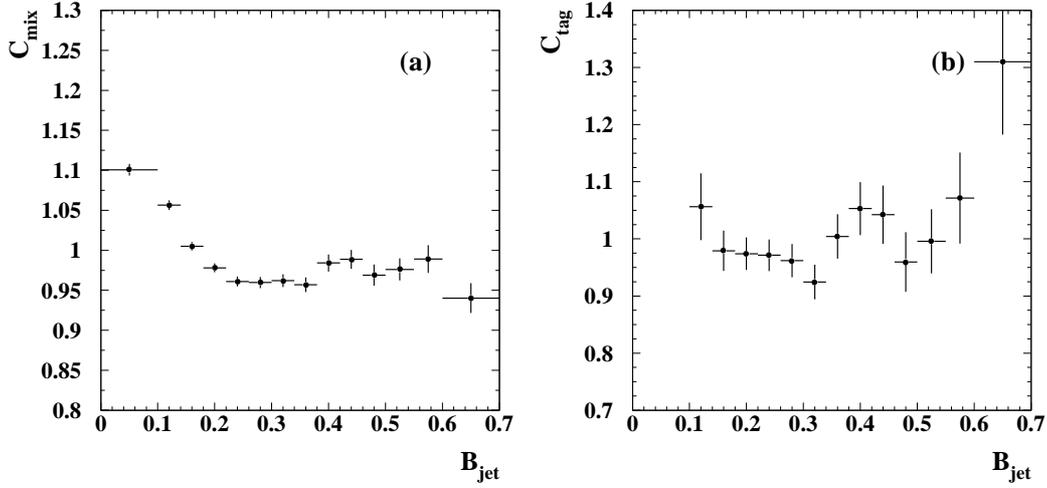


Abbildung 5.7: Faktoren zur Korrektur der Jet-Broadening-Verteilung in (a) der gemischten Menge und (b) der angereicherten Menge.

Korrekturfaktoren C_i sollten nicht von der wahren Verteilung im Generator abhängen. Ein Test auf diese Generatorabhängigkeit des Korrekturverfahrens wird in Abschnitt 5.5.2 beschrieben.

Durch die oben definierten Korrekturfaktoren werden die gemessenen Verteilungen, bevor sie mit Hilfe des Gleichungssystems 5.2 auf reine Quark- und Gluonjets umgerechnet werden, in der gemischten und der angereicherten Menge entfaltet. Dieses Verfahren korrigiert sowohl auf Detektoreffekte als auch auf Einflüsse durch Anfangsbremsstrahlung und die in Abschnitt 5.3 beschriebenen Verzerrungen durch das Anreicherungsverfahren. Sämtliche Korrekturen liegen im allgemeinen unterhalb von 10 %. In Abbildung 5.7 sind beispielhaft die Korrekturfaktoren für die Jet-Broadening-Verteilung dargestellt. Diagramme mit den Korrekturfaktoren aller Verteilungen befinden sich im Anhang.

5.5 Systematische Fehler

Zur Abschätzung der systematischen Fehler der Meßergebnisse wurden folgende Fehlerquellen untersucht:

- Unsicherheiten in der Simulation der Fragmentation von b- und c-Quarks,
- Generatorabhängigkeit des Korrekturverfahrens,
- Ungenauigkeiten in der Simulation des Detektors.

In den folgenden Abschnitten werden die verwendeten Methoden zur Bestimmung des Einflusses der verschiedenen Fehlerquellen auf das Endergebnis beschrieben.

5.5.1 B-Fragmentation

Eine fehlerhafte Simulation der Fragmentationsprozesse von b- und c-Quarks würde sich hauptsächlich in einer falschen Abschätzung der Reinheit p_{tag} der angereicherten Menge bemerkbar machen. Die Bestimmung des Anteils der fehlidentifizierten Gluonjets stellt sich als besonders sensitiv auf die Simulation von schwachen Zerfällen der B-Hadronen heraus. Aus diesem Grund wurde der Einfluß folgender Parameter genauer untersucht:

- mittlere Lebensdauer der B-Hadronen $\tau_B = 1.537 \pm 0.021$ ps [3],
- mittlere Energie der B-Mesonen $\langle x_E^B \rangle = 0.70 \pm 0.01$ [23],
- mittlere geladene Multiplizität in B-Zerfällen $\langle N_{ch} \rangle = 5.1 \pm 0.5$ [24].

Dazu wurden die vollsimulierten Monte-Carlo-Ereignisse für die Berechnung von p_{tag} so neugewichtet, daß jeweils einer der oben aufgeführten Werte innerhalb seines Meßfehlers variiert wurde. Aus den Unterschieden der so berechneten Reinheiten ergibt sich ein systematischer Fehler für p_{tag} von 0.25 %. Der bei weitem dominierende Beitrag stammt von der Unsicherheit in der geladenen Multiplizität in B-Zerfällen. Der systematische Fehler von p_{tag} liegt in der Größenordnung des statistischen Fehlers (siehe auch Gleichung 5.7) und ist für den Fehler im Endergebnis vernachlässigbar.

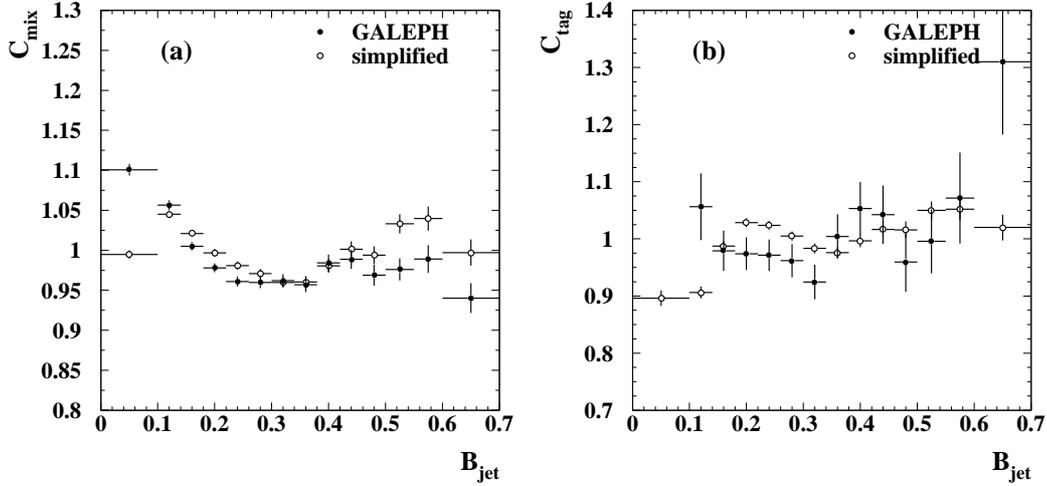


Abbildung 5.8: Faktoren zur Korrektur der Jet-Broadening-Verteilung in (a) der gemischten Menge und (b) der angereicherten Menge, berechnet mit der vollen Detektorsimulation (GALEPH) und der schnellen, vereinfachten Simulation (simplified).

5.5.2 Generatorabhängigkeit des Korrekturverfahrens

Wie schon in Abschnitt 5.4 erwähnt, können die aus dem Monte-Carlo bestimmten Korrekturfaktoren im Falle einer breiten Auflösungsfunktion von der im Generator implementierten wahren Verteilung abhängen. Der Einfluß dieses Effektes auf das Endergebnis läßt sich abschätzen, indem man die Korrekturfaktoren mit Hilfe von verschiedenen Generatoren (mit unterschiedlichen Vorhersagen für die zu messenden Verteilungen) bestimmt.

Der Rechenaufwand für die hierfür benötigte Simulation von mehreren Millionen Ereignissen pro Generator ist jedoch nicht zu bewältigen. Daher wurde für diesen Zweck eine vereinfachte, schnelle Simulation des Detektors und der Rekonstruktion entwickelt. Sie berücksichtigt die für die untersuchten Meßgrößen wesentlichen Einflüsse des Detektors (Impuls-, Energie-, Winkelauflösungen und Akzeptanz der verschiedenen Subdetektoren) und des Energy-Flow-Algorithmus. Um die Verteilung der von geladenen Teilchen deponierten Energie im Kalorimeter realistisch zu simulieren, wird die Ablenkung im Magnetfeld berechnet und werden mit Hilfe der bekannten Materialbelegung Energiedepositionen in den beiden Kalorimetern erzeugt. Nach einer Verschmierung mit der Energie- und Winkelauflösung der Kalorimeter (siehe Abschnitt 4.3.2) wird die Kalorimeterenergie von geladenen und neutralen Teilchen im Sinne des Energy-Flow-Algorithmus weiterbehandelt.

Im Zuge der Entwicklung dieser schnellen Simulation stellte sich heraus, daß nach der Subtraktion der von geladenen Teilchen deponierten Energie im Kalorimeter bei Impulsen der geladenen Teilchen von einigen GeV/c in manchen Fällen ein signifikanter Überschuß bleiben kann. Diese Restenergie wird aber als neutrale Energie fehlinterpretiert und die Ablenkung des Teilchens im Magnetfeld deswegen bei der Bestimmung der Impulsrichtung nicht berücksichtigt. Dies führt zur fälschlichen Annahme zusätzlicher neutraler Teilchen, deren Impulsrichtung mitunter stark von der ursprünglichen Richtung des geladenen Teilchens abweichen kann. Inwieweit eine Veränderung des Energy-Flow-Algorithmus diesen Effekt unterdrücken könnte, bleibt offen. Im Rahmen der vorliegenden Analyse wird darauf mit Hilfe der Korrekturfaktoren korrigiert.

Die mit der schnellen Simulation erzeugten Ereignisse wurden in völliger Analogie zu den vollsimulierten Ereignissen zur Berechnung der Korrekturfaktoren benutzt. Der Vergleich dieser vereinfachten Korrekturfaktoren mit den mit Hilfe der vollen Detektorsimulation bestimmten Korrekturfaktoren (für ein Beispiel siehe Abbildung 5.8) zeigt, daß die schnelle Detektorsimulation den Verlauf der Faktoren richtig reproduziert. Da im Folgenden nur die vereinfachten Korrekturfaktoren (für verschiedene Ereignisgeneratoren) untereinander verglichen werden, ist diese qualitative Übereinstimmung ausreichend.

Demnach kann der Einfluß von unterschiedlichen Generatoren auf das Korrekturverfahren direkt aus dem Vergleich der jeweiligen Korrekturfaktoren abgelesen werden (siehe Abbildung 5.9). Die maximalen Abweichungen im Endergebnis, die sich aufgrund dieser Unterschiede in den Korrekturfaktoren ergeben, wurden in die systematischen Fehler eingerechnet (siehe Abbildung 5.10). Im allgemeinen machen diese Fehler nur etwa 10 % des gesamten systematischen Fehlers aus; die Anwendung eines multiplikativen Korrekturverfahrens ist also gerechtfertigt. Lediglich in den Randbereichen der Verteilungen liegt der Beitrag teilweise deutlich höher. Wie in Abbildung 5.9 zu sehen, sind für die Abweichungen in den Korrekturfaktoren in diesen Bereichen die statistischen Fehler nicht vernachlässigbar, so daß aufgrund des konservativen Ansatzes, die volle Abweichung als statistisch signifikant anzunehmen, die systematischen Fehler dort vermutlich etwas überschätzt werden.

5.5.3 Detektorsimulation

Da die Meßergebnisse mit Hilfe der Detektorsimulation auf Detektoreffekte korrigiert werden, können Ungenauigkeiten in der Simulation des Detektors das Ergebnis verfälschen. Um den Einfluß dieser Ungenauigkeiten abzuschätzen, wurde die gesamte Analyse mehrmals mit jeweils veränderten

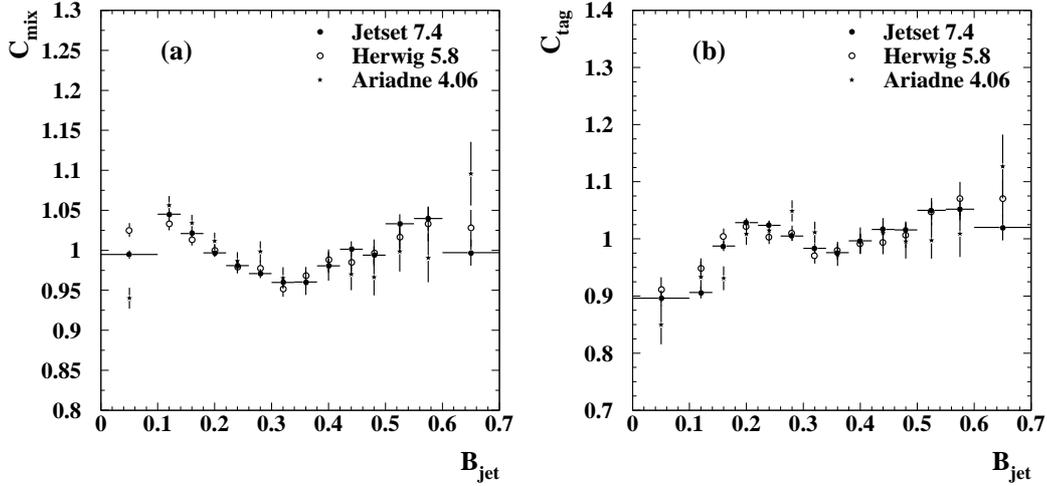


Abbildung 5.9: Faktoren zur Korrektur der Jet-Broadening-Verteilung in (a) der gemischten Menge und (b) der angereicherten Menge, berechnet mit der schnellen, vereinfachten Detektorsimulation und verschiedenen Ereignisgeneratoren.

Schnitten durchgeführt. Eine Veränderung des (detektorunabhängigen) Results bei einer solchen Variation der Schnitte deutet auf Fehler in der Detektorsimulation hin und wird als Teil des systematischen Fehlers angegeben.

Die dominierenden Beiträge zum systematischen Fehler ergaben sich bei folgenden Schnittvariationen (Standardschnitte hervorgehoben):

- Mindestenergie von neutralen Objekten $E_{neutral}^{min} = 300 \text{ MeV}$, **500 MeV**, 700 MeV;
- Mindestwinkel zwischen Jetachse und Strahlachse $\theta_{jet}^{min} = 30^\circ$, **35°**, 40°;
- $P_{jet}^{cut} = 0.005$, **0.01**, 0.03.

Die Variationsgrenzen des Schnittes auf den Winkel zwischen Strahlachse und Jetachse wurden so gewählt, daß alle Jets voll im Detektor enthalten sind ($\theta_{jet}^{min} = 40^\circ$) oder ein Teil der Jets die Grenze des Akzeptanzbereichs überlagert ($\theta_{jet}^{min} = 30^\circ$). Der Anteil am Gesamtfehler der oben genannten Beiträge, bestimmt aus den maximalen Abweichungen im Endergebnis bei Variation eines Schnittes, ist in Abbildung 5.10 am Beispiel der Jet-Broadening-Verteilung dargestellt. Die entsprechenden Diagramme für die übrigen Verteilungen werden im Anhang vorgestellt. Im allgemeinen sind die Beiträge aus der Variation von P_{jet}^{cut} klein, da die Stoßparameterauflösungsfunktionen direkt an die Daten angepaßt wurden (vgl. Abschnitt 5.3).

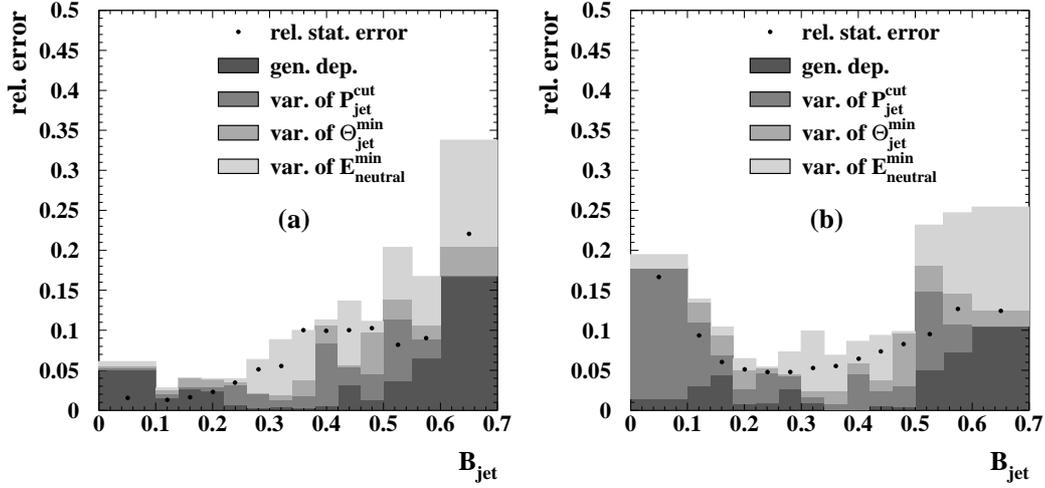


Abbildung 5.10: Beiträge zu den relativen systematischen Fehlern der Jet-Broadening-Verteilung für (a) Quarkjets und (b) Gluonjets im Vergleich zu den relativen statistischen Fehlern.

Generell werden die Gesamtfehler vom systematischen Fehler dominiert. Es deutet jedoch einiges darauf hin, daß die systematischen Fehler konservativ abgeschätzt wurden, da sie eine nicht berücksichtigte statistische Komponente enthalten: Die Einzelbeiträge zum systematischen Fehler sind kleiner als der statistische Fehler und weichen in benachbarten Meßintervallen stark voneinander ab; Gleichzeitig skaliert der systematische Fehler mit dem statistischen Fehler. Dies läßt vermuten, daß die beobachteten Abweichungen bei Variation der Schnitte zum Teil auf statistischen Fluktuationen beruhen, die nicht voll korreliert sind, da die Schnitte die Ereignismengen teilweise deutlich verändern.

Kapitel 6

Ergebnisse und Diskussion

Die Messung der in Kapitel 3 eingeführten Observablen B_{Jet} , y_2 , y_3 und x_E erfolgte nach dem in dem vorangehenden Kapitel beschriebenen Verfahren. Zunächst wurden die Meßgrößen sowohl für die gemischte Menge als auch für die angereicherte Menge in den verschiedenen Meßintervallen bestimmt. Diese Meßwerte wurden dann nach dem in Abschnitt 5.4 vorgestellten Verfahren korrigiert und mit Hilfe des Gleichungssystems 5.2 auf reine Quark- und Gluonjets umgerechnet.

Alle Ergebnisse sind in den Abbildungen 6.1 bis 6.7 dargestellt sowie in den Tabellen C.3 bis C.6 im Anhang aufgeführt. Der Gesamtfehler im Endergebnis ist die quadratische Summe aus dem statistischen und systematischen Fehler. Die Beiträge der in Abschnitt 5.5 diskutierten Fehlerquellen zum totalen systematischen Fehler im Vergleich zum statistischen Fehler können aus den Abbildungen B.1 bis B.6 im Anhang entnommen werden. Dort sind auch alle Korrekturfaktoren in den Abbildungen A.1 bis A.5 festgehalten.

Die detektorunabhängigen Endergebnisse sollen im Folgenden mit den Vorhersagen der unterschiedlichen Modelle verglichen werden. Darüberhinaus wird in Abschnitt 6.2 eine Anpassung von perturbativen QCD-Rechnungen an die gemessene y_2 -Verteilung präsentiert. Abschließend wird das Ergebnis der Anpassung von α_s an die Skalenverletzungen in den Fragmentationsfunktionen unter Berücksichtigung der in dieser Analyse bestimmten Gluonfragmentationsfunktion vorgestellt.

6.1 Vergleich mit Monte-Carlo-Modellen

6.1.1 Fragmentationsfunktion

Die gemessene Fragmentationsfunktion $(1/\sigma_{jet})(d\sigma/dx)$ (mit $x = E/E_{jet}$) für geladene Teilchen in Quark- und Gluonjets ist in Abbildung 6.1 dargestellt. Bei der Messung wurde das in Abschnitt 5.2 vorgestellte Verfahren zur Bestimmung der Jetenergie benutzt. Um das multiplikative Korrekturverfahren anwenden zu können, wurden die Meßintervalle so gewählt, daß Verschmierungseffekte durch die Auflösungsfunktion vernachlässigt werden können.

Erwartungsgemäß haben Gluonjets eine signifikant weichere Fragmentationsfunktion als Quarkjets. Die Vorhersagen der verschiedenen Modelle für die Quarkfragmentationsfunktion stimmen sehr gut mit den Daten überein, während für Gluonjets ein deutlich zu weiches Spektrum vorausgesagt wird. Insbesondere liegt die Beschreibung nach dem Clustermodell (HERWIG 5.8) im harten Bereich um bis zu einer Größenordnung unterhalb der gemessenen Werte. Diese Abweichungen wurden in vergleichbaren Studien ebenfalls beobachtet [26, 27, 28]. In Abbildung 6.2 ist die entsprechende Messung der OPAL-Kollaboration dargestellt. Hier wurden die Fragmentationsfunktionen für Jets aus Drei-Jet-Ereignissen mit einer Durham-Schranke $y_{cut} = 0.02$ bestimmt. Trotz der unterschiedlichen Jetdefinition zeigen die Meßpunkte einen ähnlichen Verlauf.

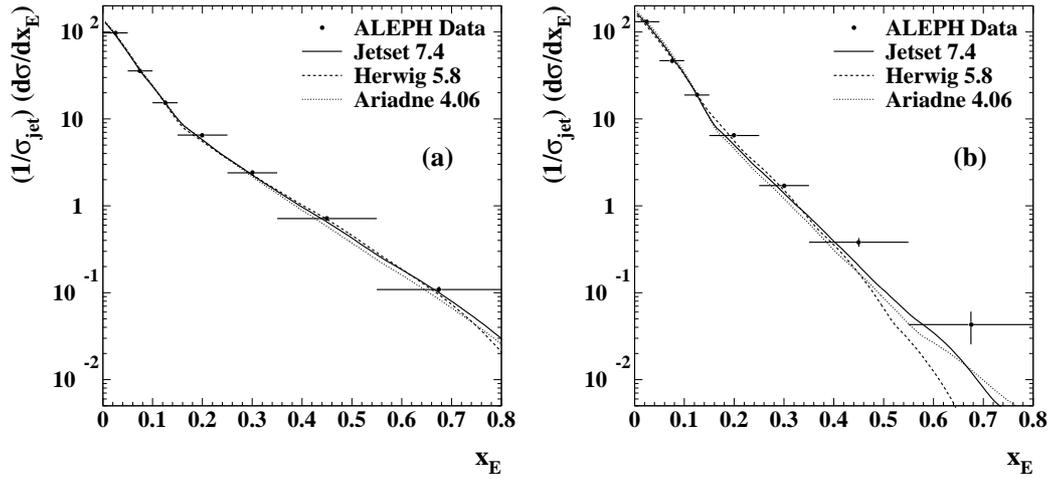


Abbildung 6.1: Die korrigierte Fragmentationsfunktion für (a) Quarkjets und (b) Gluonjets im Vergleich mit den Modellvorhersagen.

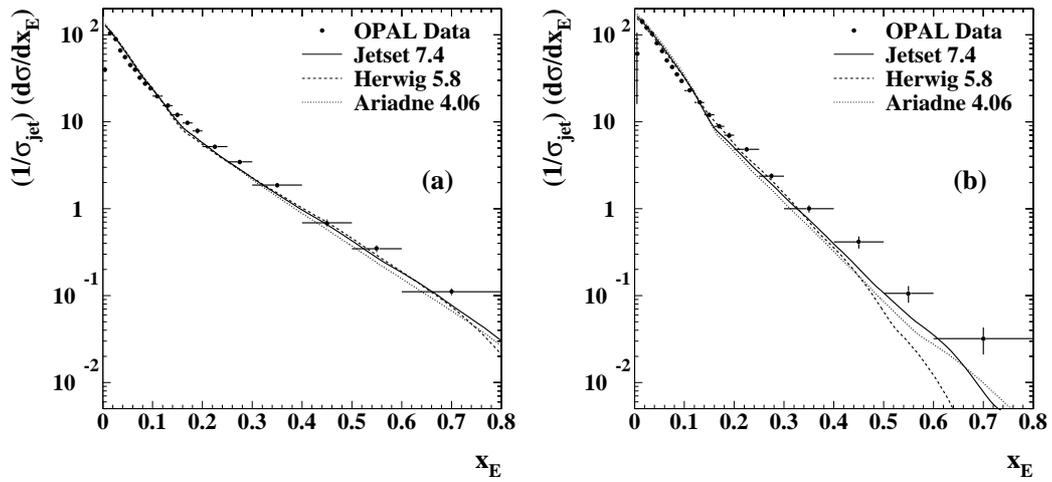


Abbildung 6.2: Die Fragmentationsfunktion, gemessen mit dem OPAL-Detektor [27], für (a) Quarkjets und (b) Gluonjets im Vergleich mit den Modellvorhersagen.

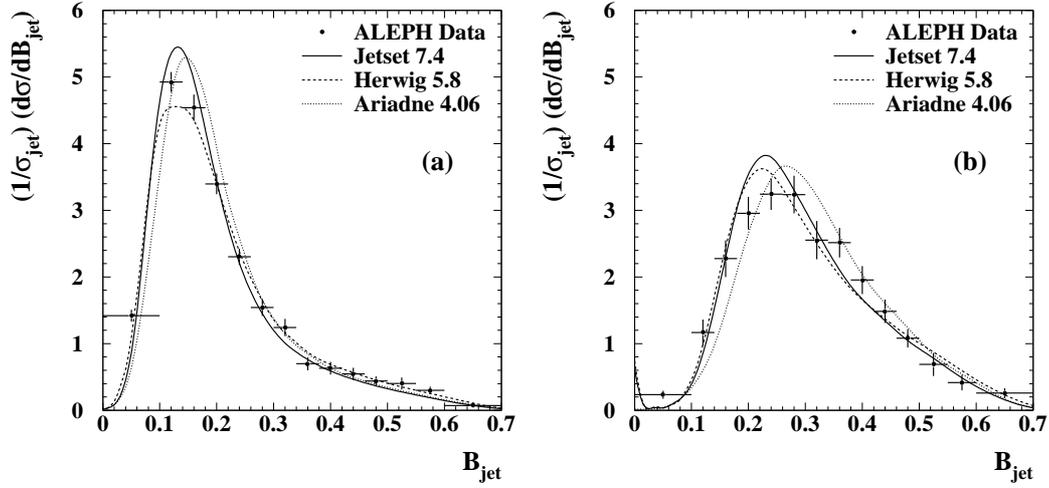


Abbildung 6.3: Die gemessene, korrigierte Jet-Broadening-Verteilung für (a) Quarkjets und (b) Gluonjets im Vergleich mit den Modellvorhersagen.

6.1.2 Jet-Broadening

Die Messung der Jet-Broadening-Verteilung $(1/\sigma_{jet})(d\sigma/dB_{jet})$ (dargestellt in Abbildung 6.3) macht deutlich, daß die Teilchen im Gluonjet verglichen mit den Teilchen eines Quarkjets im Mittel mehr Transversalimpuls zur Jetachse besitzen. Die gute Übereinstimmung zwischen Messung und Vorhersage bestätigt die in den verschiedenen Generatoren implementierte Beschreibung der transversalen Jetstruktur. Insbesondere werden die Daten in dem in Abschnitt 3.2.1 identifizierten Bereich kleiner Hadronisierungseffekte bei hohen Werten von B_{jet} von den Modellen richtig wiedergegeben. Damit ist gezeigt, daß der auf perturbativen QCD-Rechnungen beruhende Partonschauer der Generatoren die Daten beschreiben kann.

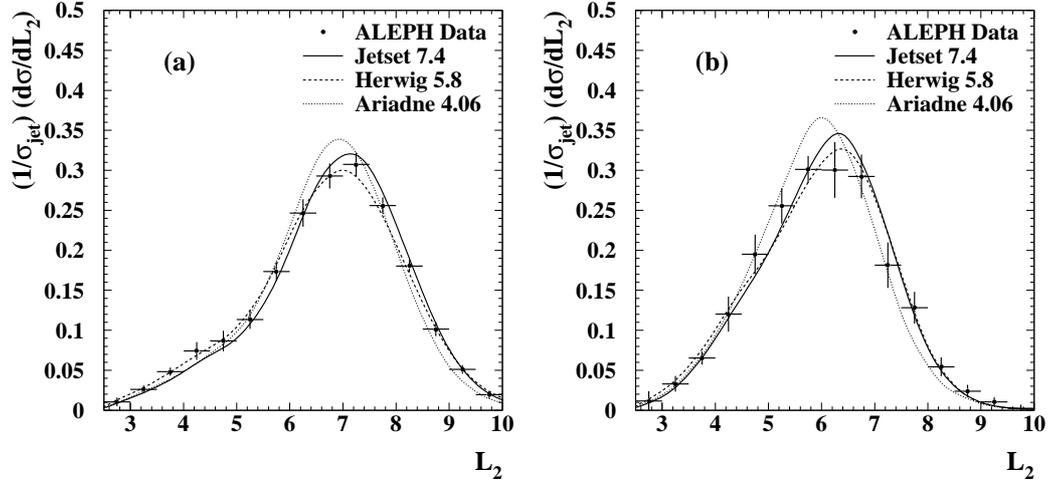


Abbildung 6.4: Die gemessene, korrigierte Verteilung von $L_2 = -\ln y_2$ für (a) Quarkjets und (b) Gluonjets im Vergleich mit den Modellvorhersagen.

6.1.3 y_2 - und y_3 -Verteilung

In den Abbildungen 6.5 und 6.4 sind die gemessenen L_3 - und L_2 -Verteilungen $(1/\sigma_{jet})(d\sigma/dL_3)$ und $(1/\sigma_{jet})(d\sigma/dL_2)$ ($L_i = -\ln y_i$) zu sehen. Beide Verteilungen zeigen die erwarteten Unterschiede zwischen Quark- und Gluonjets und stimmen gut mit den Vorhersagen von JETSET 7.4 und HERWIG 5.8 überein. Lediglich das ARIADNE 4.06-Modell liefert Verteilungen für y_2 und y_3 , die von den Daten leicht abweichen. Dies könnte darauf hinweisen, daß das Farbdipolmodell (siehe Abschnitt 2.2.4) nicht in der Lage ist, höhere Ordnungen der Störungsreihe zu reproduzieren. Es bleibt allerdings offen, inwieweit eine neue Anpassung der freien Parameter des Modells die beobachteten Abweichungen korrigieren könnte. Die Übereinstimmung der y_2 -Verteilung in Daten und Modellen im Bereich hoher Transversalimpulse (d.h. kleiner Werte für L_2) deutet, wie bereits bei der Jet-Broadening-Verteilung festgestellt, auf eine korrekte Beschreibung der Jetstruktur durch die perturbative QCD hin. Dies gilt auch für höhere Ordnungen in α_s , wie der Vergleich der gemessenen y_3 -Verteilung mit den Generatorvorhersagen zeigt.

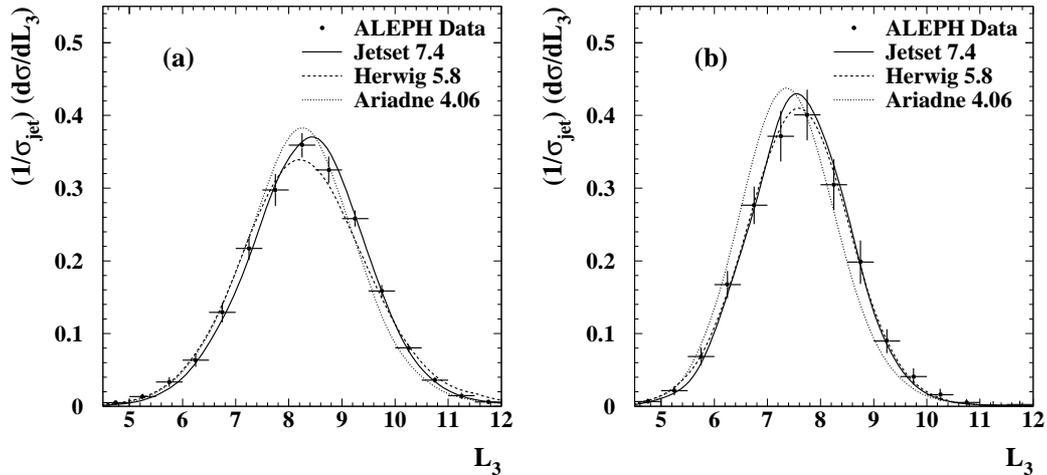


Abbildung 6.5: Die gemessene, korrigierte Verteilung von $L_3 = -\ln y_3$ für (a) Quarkjets und (b) Gluonjets im Vergleich mit den Modellvorhersagen.

6.1.4 Subjet-Multiplizitäten

Die mittleren Subjetmultiplizitäten als Funktion des Durham-Auflöseparameters y_0 sind in der Abbildung 6.6 im Vergleich mit den Generatorvorhersagen dargestellt. Das Verhältnis $\langle N_g - 1 \rangle / \langle N_q - 1 \rangle$ zeigt deutlich die erwartete erhöhte Multiplizität in Gluonjets (Abbildung 6.7). Die Messung bestätigt den bereits in [22] beobachteten Anstieg im perturbativen Bereich um $y_0 = 2 \times 10^{-3}$. Wie das Modell mit $C_A = C_F = 4/3$ zeigt, ist dies zum größten Teil ein Effekt der unterschiedlichen Farbladungen. Aufgrund der im Vergleich zu [22] höheren Statistik in der vorliegenden Analyse kann eine Abweichung zu den Vorhersagen der Modelle beobachtet werden. Mit Ausnahme des HERWIG-Modells, das die Daten gut beschreibt, liegen die Meßpunkte im Bereich kleiner Subjetauflösungen um eine (JETSET 7.4) oder sogar zwei (ARIADNE 4.06) Standardabweichungen unterhalb der Vorhersage. Wie in Abbildung B.5 und B.6 abzulesen ist, heben sich für hohe y_0 die systematischen Fehler im Subjetmultiplizitätsverhältnis wegen negativer Korrelation nicht heraus. Eine solche Korrelation könnte beispielsweise in nahezu symmetrischen, vierjetartigen Ereignissen entstehen, in denen die Zuordnung von Subjets zu Jets schon durch kleine Ungenauigkeiten beeinflußt werden kann.

Der Vergleich mit der in [22] veröffentlichten Analyse zeigt, daß die bisher nicht durchgeführte Neuanpassung der Stoßparameterauflösungsfunktion und die Korrektur der Fragmentationssimulation im Bereich kleiner y_0 zu

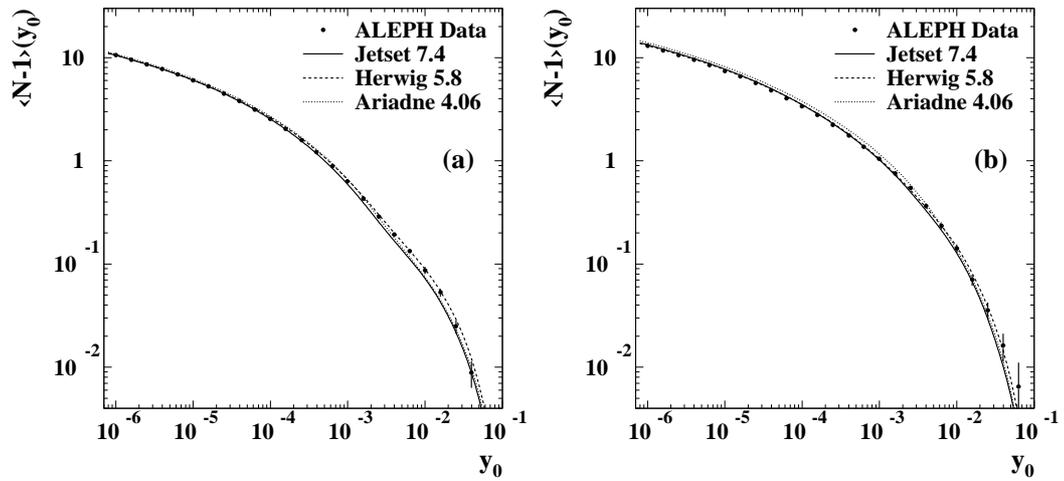


Abbildung 6.6: Die gemessenen und korrigierten mittleren Subjetmultiplizitäten minus eins für (a) Quarkjets und (b) Gluonjets als Funktion des Subjetauflöseparameters y_0 im Vergleich mit den Modellvorhersagen.

niedrigeren Werten für das Subjetmultiplizitätsverhältnis führt. Leichte Abweichungen sind auch in den Generatorvorhersagen zu beobachten, da in der vorliegenden Analyse aktuellere Versionen und Parametersätze benutzt wurden.

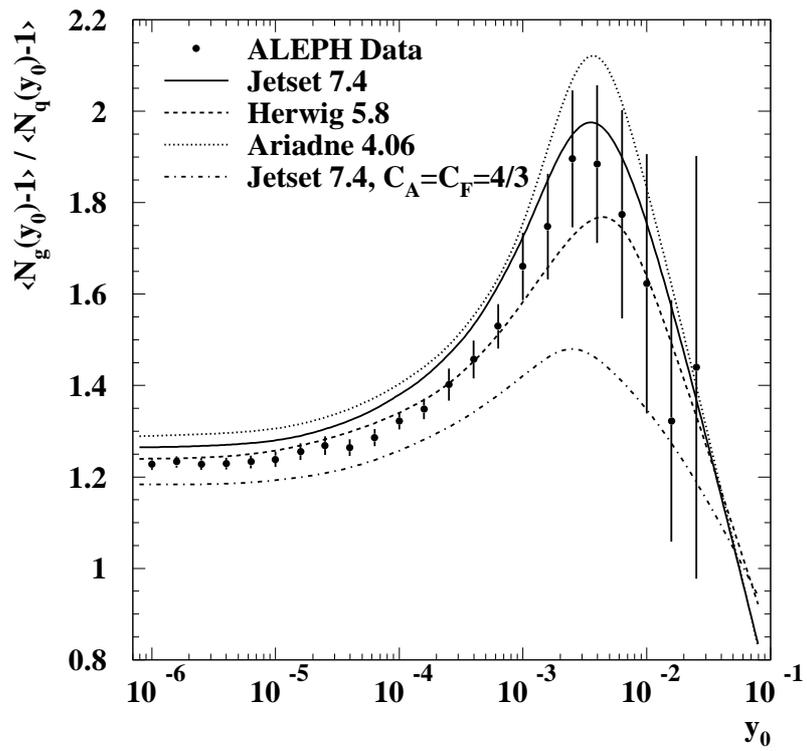


Abbildung 6.7: Das Verhältnis der mittleren Subjetmultiplizitäten minus eins als Funktion von y_0 im Vergleich mit den Modellvorhersagen.

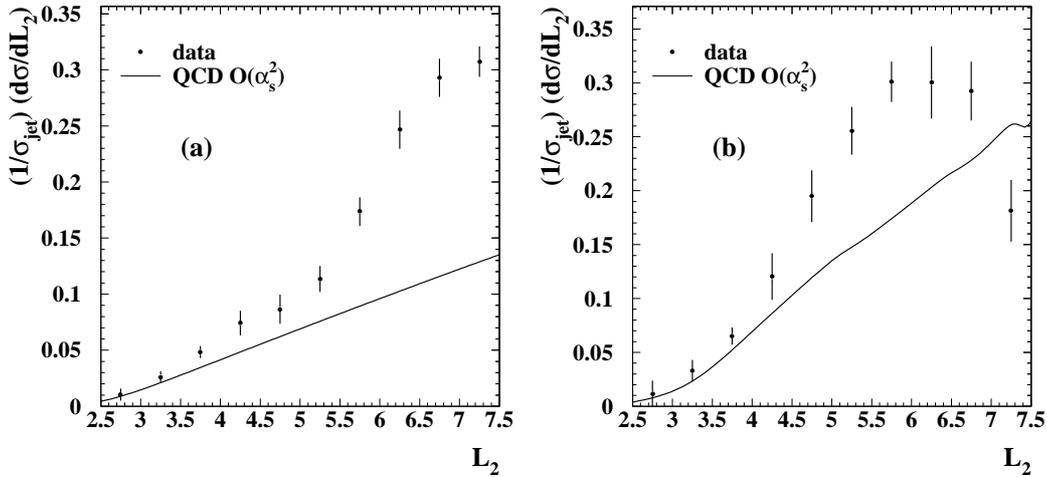


Abbildung 6.8: Die gemessenen $L_2 = -\ln y_2$ -Verteilungen für a) Quark- und b) Gluonjets im Vergleich mit der QCD-Vorhersage in $O(\alpha_s^2)$.

6.2 Vergleich mit perturbativen Rechnungen

Seit einiger Zeit sind die QCD-Matrixelemente für den hadronischen Zerfall des Z-Bosons mit allen virtuellen Korrekturen bis in zweiter Ordnung in α_s bekannt [29]. Mit Hilfe numerischer Integration [30] lassen sich daraus Vorhersagen für die y_2 -Verteilung für Quark- und Gluonjets berechnen. Der Vergleich mit den Daten (siehe Abbildung 6.8) zeigt, daß im Grenzfall hoher Transversalimpulse zwischen den beiden Subjets die Verteilung von der QCD richtig wiedergegeben wird. Da die Störungsreihe bereits in führender Ordnung abgebrochen wird, liegt die QCD-Vorhersage für kleinere y_2 jedoch deutlich unterhalb der gemessenen Verteilungen.

Bildet man das Verhältnis der differentiellen Wirkungsquerschnitte für Gluon- und Quarkjets $(d\sigma_g/dL_2)/(d\sigma_q/dL_2)$, so scheint sich, wie der Vergleich mit der Messung zeigt (Abbildung 6.9a), der Einfluß der höheren Ordnungen herauszuheben. Um diese Übereinstimmung zu quantifizieren, wurde die QCD-Rechnung an die Daten angepaßt. Dabei muß die starke Kopplungskonstante nicht festgelegt werden, da das Verhältnis in führender Ordnung unabhängig von α_s ist. In der Anpassung wurde der Farbfaktor C_A freigelassen, die anderen Parameter (C_F , T_F) wurden auf ihre nach der QCD erwarteten Standardwerte festgesetzt. Die Anpassung wurde im Bereich $2.5 \leq L_2 \leq 5.5$ durchgeführt, da hier die $O(\alpha_s^2)$ -Vorhersage mit der JETSET-Berechnung auf Parton-Niveau übereinstimmt und darüberhinaus

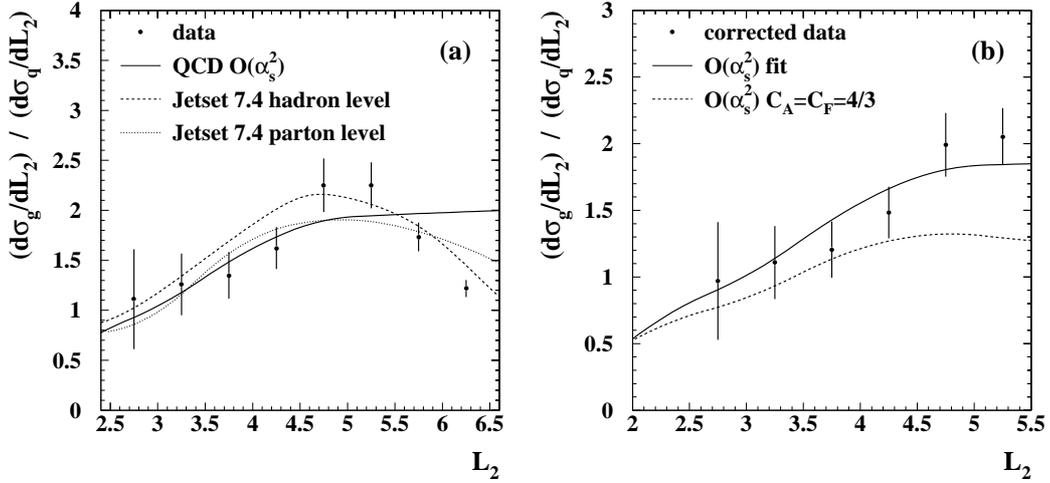


Abbildung 6.9: Das gemessene Verhältnis der L_2 -Verteilungen für Gluon- und Quarkjets im Vergleich a) mit JETSET 7.4-Rechnungen sowie einer perturbativen QCD-Rechnung, b) mit der in $O(\alpha_s^2)$ angepaßten Kurve und einer $O(\alpha_s^2)$ -Rechnung mit $C_A = C_F = 4/3$.

Hadronisierungseffekte minimal sind (vgl. Abbildung 6.9a). Zur Berücksichtigung der Hadronisierungseffekte wurden die Daten mit Hilfe von Faktoren korrigiert, die aus dem Verhältnis von JETSET-Rechnungen auf Hadron- und Parton-Niveau abgeschätzt wurden. Aus der χ^2 -Minimierung ergab sich für den Farbfaktor:

$$C_A = 2.73 \pm 0.34(\text{stat.}) \pm 0.48(\text{syst.}). \quad (6.1)$$

Der systematische Fehler enthält neben den Beiträgen aus den in Abschnitt 5.5 diskutierten Fehlerquellen den Fehler aufgrund von Unsicherheiten in der Hadronisierungskorrektur. Dazu wurde die Anpassung mit einem zweiten Satz an Korrekturfaktoren, bestimmt mit dem HERWIG 5.8-Modell, durchgeführt und die Abweichung im Endergebnis in den systematischen Fehler eingerechnet. Die systematischen Abweichungen bei Variation des Schnittes auf die Energie der neutralen Objekte (vgl. Abschnitt 5.5.3) zusammen mit den Unsicherheiten in der Hadronisierungskorrektur dominieren den systematischen Fehler.

Der gemessene Wert für C_A stimmt innerhalb der Fehlergrenzen gut mit dem nach der $SU(3)$ -QCD erwarteten Wert ($C_A = 3$) überein. Die Messung des Farbfaktors C_A belegt direkt die Existenz des Triplegluonvertex und zeigt, daß die effektive Kopplung für den Prozeß $g \rightarrow gg$ durch die QCD richtig beschrieben wird.

6.3 Analyse der Skalenverletzungen in Fragmentationsfunktionen

Wie bereits in Abschnitt 2.2.5 erläutert, sagt die Quantenchromodynamik die Evolution der Fragmentationsfunktionen mit der Schwerpunktsenergie voraus. Die Kenntnis der Fragmentationsfunktionen bei einer bestimmten Schwerpunktsenergie \sqrt{s} genügt, um mit Hilfe der DGLAP-Gleichungen 2.11 aus der Messung der Fragmentationsfunktionen bei anderen Energien die starke Kopplungskonstante zu bestimmen.

Mit der hier gemessenen Gluonfragmentationsfunktion (siehe Abbildung 6.1b) und zahlreichen anderen Messungen der Quarkfragmentationsfunktionen wurde eine Anpassung der starken Kopplungskonstanten durchgeführt¹. Das dabei benutzte Verfahren soll hier nur kurz skizziert werden, für eine genauere Beschreibung sei auf [31] verwiesen.

Die mit dem ALEPH-Detektor aufgezeichneten hadronischen Z-Zerfälle wurden benutzt, um über die Messung von $d\sigma/dx$ die Fragmentationsfunktionen für leichte (u, d, s) Quarks sowie c- und b-Quarks bei $\sqrt{s} = 91.2$ GeV zu bestimmen. Dazu wurden Ereignisse mit Hilfe eines Verfahrens, das sich auf die Messung des Stoßparameters stützt (vgl. Abschnitt 5.3), mit den verschiedenen Quarkflavours angereichert. Zusätzliche Information über die Gluonfragmentationsfunktion wurde aus der Messung des longitudinalen und transversalen Wirkungsquerschnitts extrahiert. Weiterhin standen Messungen der inklusiven Teilchenspektren von TASSO ($\sqrt{s} = 22, 35, 45$ GeV), MARK II und TPC/2 γ ($\sqrt{s} = 29$ GeV), CELLO ($\sqrt{s} = 35$ GeV), AMY ($\sqrt{s} = 55$ GeV) und DELPHI ($\sqrt{s} = 91.2$ GeV) zur Verfügung. Mit Hilfe einer QCD-motivierten Parametrisierung der Fragmentationsfunktionen und unter Berücksichtigung von nicht-perturbativen Korrekturen wurde mit allen diesen Messungen und der Gluonfragmentationsfunktion eine globale Anpassung durchgeführt. Neben 13 Parametern zur Beschreibung der Fragmentationsfunktionen bei fester Energie, einer effektiven Kopplungskonstanten für den Zusammenhang zwischen Gluonfragmentationsfunktion und longitudinalem Wirkungsquerschnitt sowie einem Parameter für die nicht-perturbativen Korrekturen liefert die Anpassung eine beste Schätzung für die starke Kopplungskonstante α_s .

Wie in Abbildung 6.10 zu sehen, wird die Evolution der gemessenen Fragmentationsfunktionen mit der Schwerpunktsenergie von der QCD sehr gut beschrieben. Das gute χ^2 der Anpassung von etwa 1.4 pro Freiheitsgrad belegt diese Aussage nochmals quantitativ. Unter Berücksichtigung der sy-

¹Die Anpassung wurde von C. Padilla, Institut de Fisica d'Altes Energies, Universitat de Barcelona, durchgeführt und die Ergebnisse freundlicherweise zur Verfügung gestellt.

stematischen Fehler ergibt sich aus der Anpassung

$$\alpha_s(M_Z) = 0.124 \pm 0.009.$$

Dieser Wert ist in guter Übereinstimmung mit den in anderen Messungen beobachteten Werten für α_s .

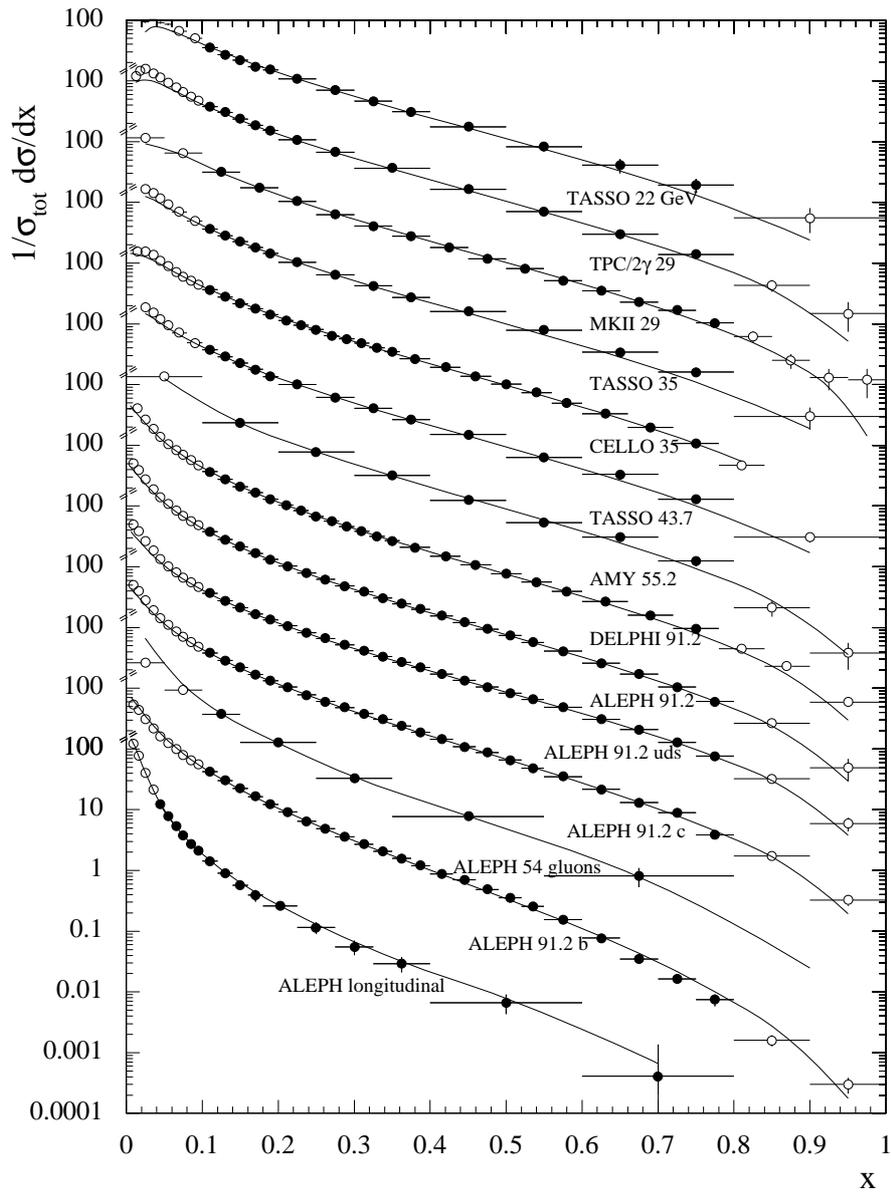


Abbildung 6.10: Alle in die α_s -Anpassung eingehenden Fragmentationsfunktionen. Offene Punkte wurden nicht für die Anpassung benutzt, die Kurven zeigen das Ergebnis der Anpassung. Die ALEPH-Gluonfragmentationsfunktion wurde im Rahmen dieser Analyse bestimmt (vgl. Abschnitt 6.1.1).

Kapitel 7

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde die Struktur von Quark- und Gluonjets in hadronischen Z -Zerfällen untersucht. Dazu wurden in einer Monte-Carlo-Studie Testvariablen identifiziert, die eine direkte Überprüfung von perturbativen Vorhersagen bezüglich der Jetstruktur ermöglichen. In diesem Rahmen stellte sich die Jet-Broadening-Verteilung und die Verteilung der Transversalimpulse zwischen Subjets als besonders geeignet heraus. Ebenso erlaubt die Betrachtung der mittleren Subjetmultiplizitäten als Funktion des Subjetauflöseparameters einen Test perturbativer Rechnungen.

In den mit dem ALEPH-Detektor in den Jahren 1992 bis 1994 aufgezeichneten Ereignissen wurden etwa 70000 Drei-Jet-Ereignisse bei einer Durham-Schranke $y_{cut} = 0.1$ gefunden. Über die Messung des Stoßparameters einzelner Spuren konnten in 3772 Ereignissen Gluonjets mit einer Reinheit von 94% identifiziert werden. Sowohl die gemessenen B_{Jet-} , y_2 - und y_3 -Verteilungen als auch die Messung der mittleren Subjetmultiplizitäten in Quark- und Gluonjets bestätigen die Vorhersagen der verschiedenen Partonschauermodelle. An einen Bereich der y_2 -Verteilung wurde eine numerische QCD-Berechnung mit dem Farbfaktor C_A als freiem Parameter angepaßt. Das Ergebnis der Anpassung zeigte, daß die effektive Kopplung am Triplegluonvertex von der QCD richtig beschrieben wird.

Darüberhinaus wurde in dieser Analyse die Gluonfragmentationsfunktion bestimmt. Zusammen mit anderen Messungen wurden damit die Skalenverletzungen in den Fragmentationsfunktionen untersucht und zu einer Bestimmung der starken Kopplungskonstanten benutzt.

Die Betrachtung systematischer Fehlerquellen zeigte, daß die Fehler aller vorgestellten Ergebnisse durch die systematischen Fehler dominiert werden. Eine geringfügig bessere Meßgenauigkeit könnte vermutlich mit einem aufwendigeren Korrekturverfahren oder einer Verbesserung der Detektorsimulation erreicht werden.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich herzlich bei Herrn Professor Dr. S. Brandt für die interessante Themenstellung und viele hilfreiche Diskussionen und Anregungen bedanken.

Ebenso danke ich Herrn Professor Dr. C. Grupen für zahlreiche nützliche Hinweise und Ratschläge.

Mein ganz besonderer Dank gilt Dr. Armin Böhler, Dr. Glen Cowan und Dr. Luděk Smolík für die sehr gute Betreuung der Arbeit.

Der Siegener ALEPH-Gruppe, insbesondere Abdelkrim Adar, Peter van Gemmeren, Ralf Kutsche, Dr. Jose Minguet Rodriguez, Pedro Saraiva und Frank Stephan danke ich für die sehr gute Zusammenarbeit.

Für viele hilfreiche Diskussionen und Ratschläge möchte ich mich außerdem bei Gerrit Gräfe, Dr. Cristobal Padilla und Dr. Mike Seymour bedanken.

Anhang A

Die Korrekturfaktoren

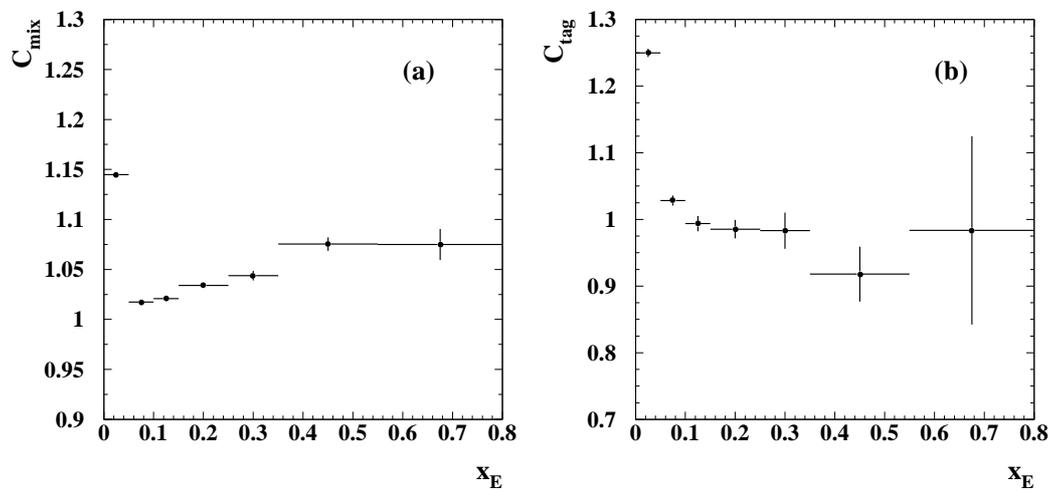


Abbildung A.1: Faktoren zur Korrektur der Fragmentationsfunktionen in (a) der gemischten Menge und (b) der angereicherten Menge.

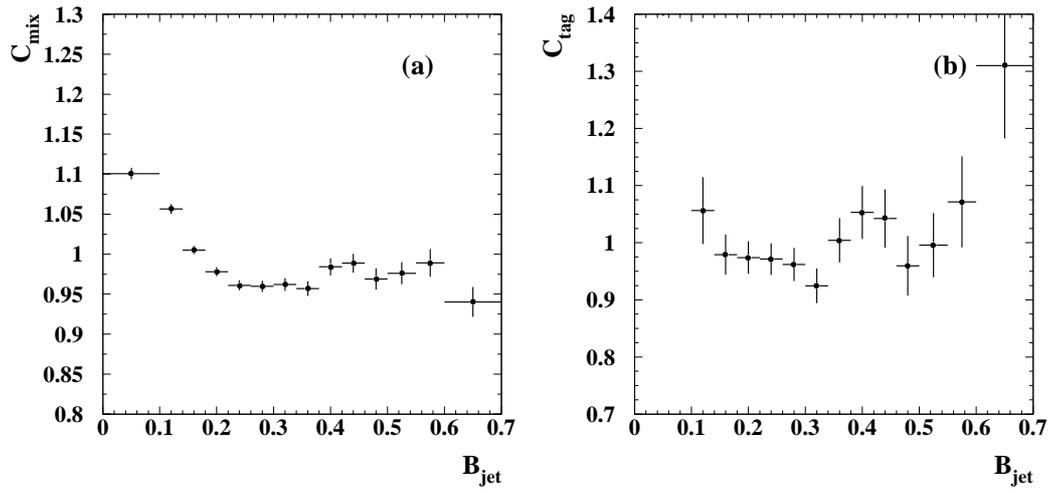


Abbildung A.2: Faktoren zur Korrektur der B_{Jet} -Verteilung in (a) der gemischten Menge und (b) der angereicherten Menge.

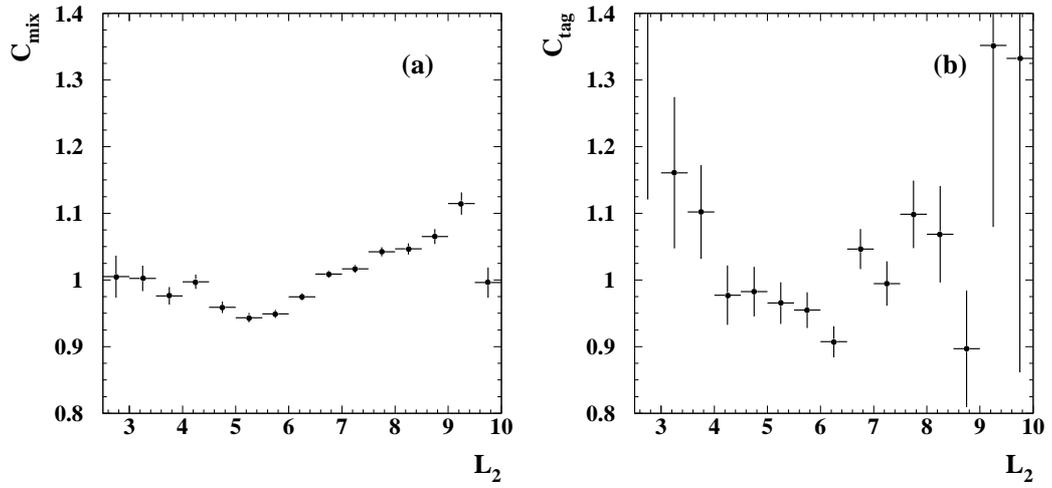


Abbildung A.3: Faktoren zur Korrektur der y_2 -Verteilung in (a) der gemischten Menge und (b) der angereicherten Menge.

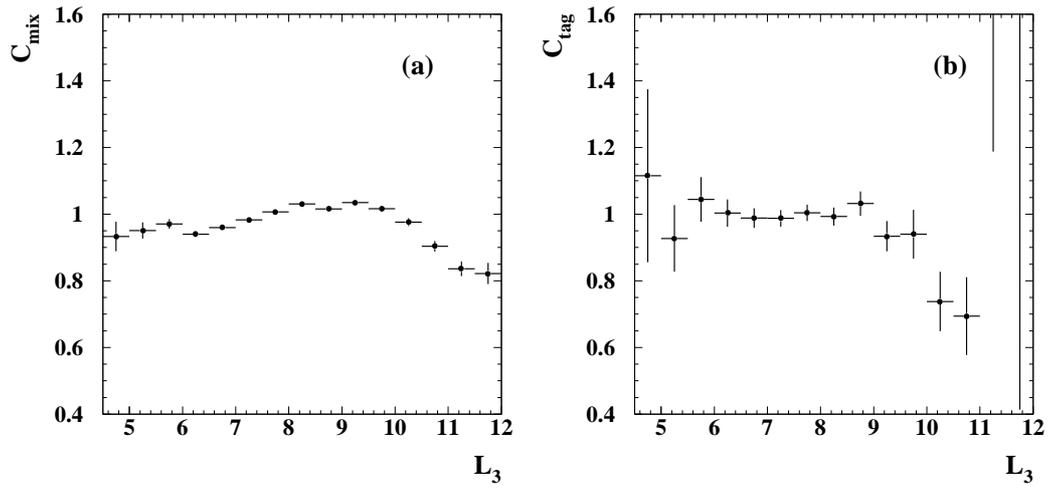


Abbildung A.4: Faktoren zur Korrektur der y_3 -Verteilung in (a) der gemischten Menge und (b) der angereicherten Menge.

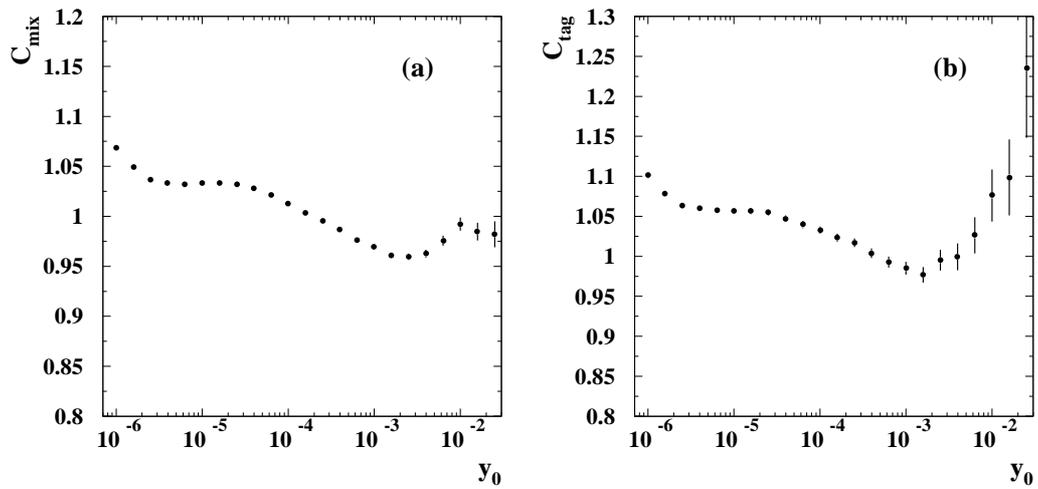


Abbildung A.5: Faktoren zur Korrektur der mittleren Subjettmultiplizitäten in (a) der gemischten Menge und (b) der angereicherten Menge.

Anhang B

Beiträge zum systematischen Fehler

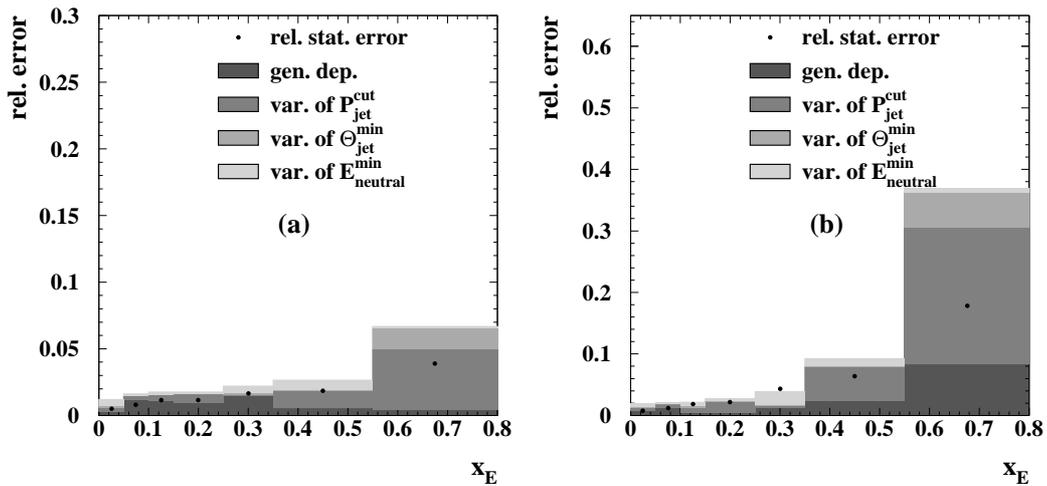


Abbildung B.1: Beiträge zu den relativen systematischen Fehlern der Fragmentationsfunktionen für (a) Quarkjets und (b) Gluonjets im Vergleich zu den relativen statistischen Fehlern.

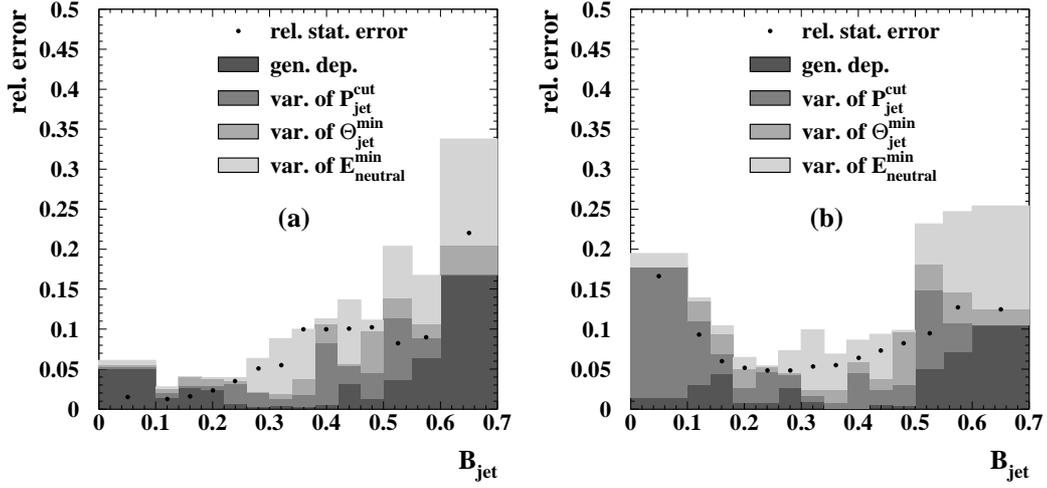


Abbildung B.2: Beiträge zu den relativen systematischen Fehlern der $B_{J_{et}}$ -Verteilung für (a) Quarkjets und (b) Gluonjets im Vergleich zu den relativen statistischen Fehlern.

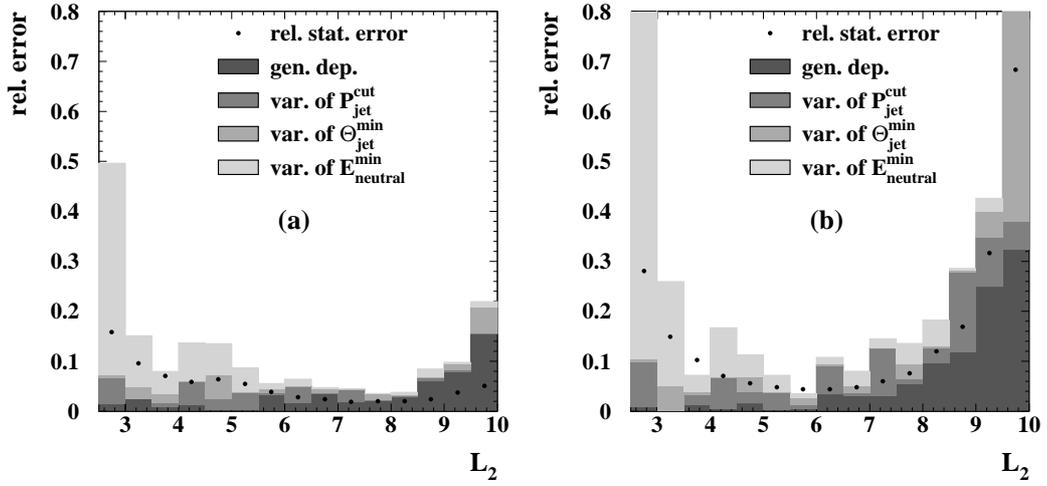


Abbildung B.3: Beiträge zu den relativen systematischen Fehlern der y_2 -Verteilung für (a) Quarkjets und (b) Gluonjets im Vergleich zu den relativen statistischen Fehlern.

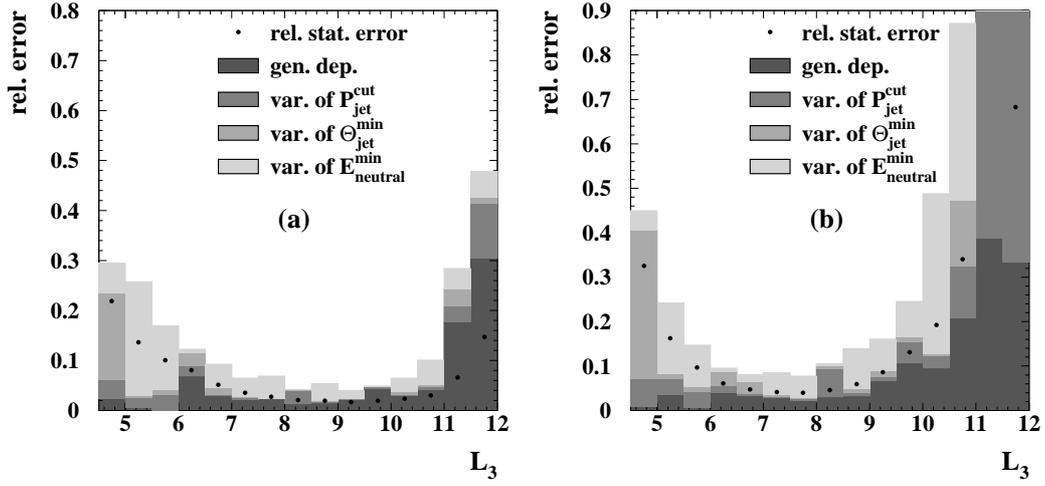


Abbildung B.4: Beiträge zu den relativen systematischen Fehlern der y_3 -Verteilung für (a) Quarkjets und (b) Gluonjets im Vergleich zu den relativen statistischen Fehlern.

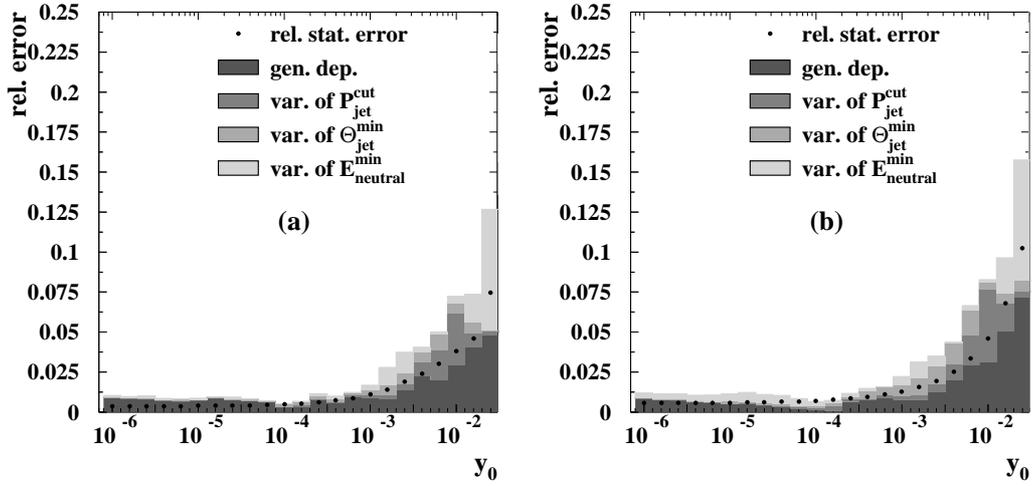


Abbildung B.5: Beiträge zu den relativen systematischen Fehlern der mittleren Subjettmultiplizitäten für (a) Quarkjets und (b) Gluonjets im Vergleich zu den relativen statistischen Fehlern.

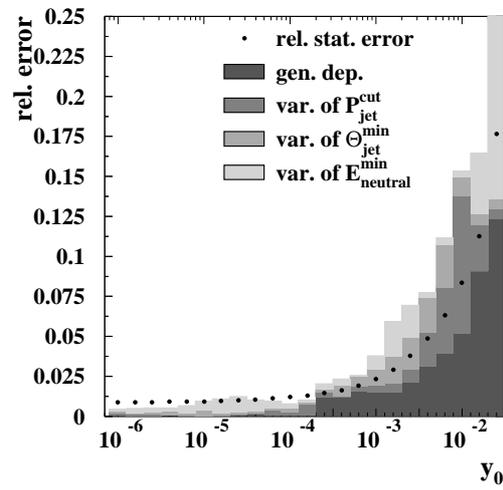


Abbildung B.6: Beiträge zu den relativen systematischen Fehlern des Verhältnisses der mittleren Subjetmultiplizitäten im Vergleich zu den relativen statistischen Fehlern.

Anhang C

Tabellen

Meßintervall	$\frac{1}{\sigma_q} \frac{d\sigma_q}{dL_2}$	$\Delta\left(\frac{1}{\sigma_q} \frac{d\sigma_q}{dL_2}\right)$ (stat.)	$\Delta\left(\frac{1}{\sigma_q} \frac{d\sigma_q}{dL_2}\right)$ (syst.)	$\frac{1}{\sigma_g} \frac{d\sigma_g}{dL_2}$	$\Delta\left(\frac{1}{\sigma_g} \frac{d\sigma_g}{dL_2}\right)$ (stat.)	$\Delta\left(\frac{1}{\sigma_g} \frac{d\sigma_g}{dL_2}\right)$ (syst.)
2.50 – 3.00	0.0104	0.0016	0.0052	0.0116	0.0033	0.0118
3.00 – 3.50	0.0262	0.0025	0.0040	0.0330	0.0049	0.0086
3.50 – 4.00	0.0484	0.0034	0.0038	0.0653	0.0067	0.0047
4.00 – 4.50	0.0742	0.0044	0.0101	0.1203	0.0086	0.0201
4.50 – 5.00	0.0866	0.0055	0.0117	0.1950	0.0109	0.0220
5.00 – 5.50	0.1136	0.0062	0.0098	0.2556	0.0123	0.0183
5.50 – 6.00	0.1736	0.0068	0.0096	0.3011	0.0134	0.0105
6.00 – 6.50	0.2467	0.0068	0.0158	0.3005	0.0131	0.0323
6.50 – 7.00	0.2929	0.0072	0.0138	0.2923	0.0140	0.0235
7.00 – 7.50	0.3074	0.0058	0.0137	0.1814	0.0109	0.0263
7.50 – 8.00	0.2559	0.0052	0.0090	0.1282	0.0098	0.0174
8.00 – 8.50	0.1802	0.0036	0.0068	0.0544	0.0065	0.0099
8.50 – 9.00	0.1015	0.0024	0.0086	0.0240	0.0040	0.0069
9.00 – 9.50	0.0512	0.0019	0.0050	0.0105	0.0033	0.0045
9.50 – 10.00	0.0195	0.0010	0.0043	0.0025	0.0017	0.0041
10.00 – 10.50	0.0054	0.0014	0.0032	0.0058	0.0028	0.0073

Tabelle C.1: Die $L_2 = -\ln y_2$ -Verteilung für Quark und Gluonjets mit statistischen und systematischen Fehlern.

Meßintervall	$\frac{1}{\sigma_q} \frac{d\sigma_q}{dL_3}$	$\Delta\left(\frac{1}{\sigma_q} \frac{d\sigma_q}{dL_3}\right)$ (stat.)	$\Delta\left(\frac{1}{\sigma_q} \frac{d\sigma_q}{dL_3}\right)$ (syst.)	$\frac{1}{\sigma_g} \frac{d\sigma_g}{dL_3}$	$\Delta\left(\frac{1}{\sigma_g} \frac{d\sigma_g}{dL_3}\right)$ (stat.)	$\Delta\left(\frac{1}{\sigma_g} \frac{d\sigma_g}{dL_3}\right)$ (syst.)
4.00 – 4.50	0.00039	0.00065	0.00196	0.00307	0.00130	0.00416
4.50 – 5.00	0.00501	0.00109	0.00147	0.00660	0.00215	0.00297
5.00 – 5.50	0.01324	0.00180	0.00340	0.02163	0.00353	0.00523
5.50 – 6.00	0.03331	0.00336	0.00563	0.06853	0.00665	0.01007
6.00 – 6.50	0.06360	0.00512	0.00778	0.16731	0.01015	0.01588
6.50 – 7.00	0.12903	0.00658	0.01192	0.27645	0.01299	0.02234
7.00 – 7.50	0.21708	0.00770	0.01401	0.37134	0.01510	0.03125
7.50 – 8.00	0.29753	0.00815	0.02038	0.40062	0.01588	0.03101
8.00 – 8.50	0.35904	0.00731	0.01508	0.30481	0.01395	0.03193
8.50 – 9.00	0.32504	0.00617	0.01741	0.19826	0.01163	0.02752
9.00 – 9.50	0.25824	0.00432	0.01034	0.08963	0.00772	0.01438
9.50 – 10.00	0.15847	0.00308	0.00769	0.04093	0.00537	0.01003
10.00 – 10.50	0.08023	0.00186	0.00518	0.01578	0.00304	0.00770
10.50 – 11.00	0.03598	0.00112	0.00361	0.00519	0.00176	0.00452
11.00 – 11.50	0.01453	0.00097	0.00412	0.00153	0.00178	0.00535
11.50 – 12.00	0.00596	0.00088	0.00285	0.00251	0.00171	0.00465

Tabelle C.2: Die $L_3 = -\ln y_3$ -Verteilung für Quark und Gluonjets mit statistischen und systematischen Fehlern.

Meßintervall	$\frac{1}{\sigma_q} \frac{d\sigma_q}{dx_E}$	$\Delta\left(\frac{1}{\sigma_q} \frac{d\sigma_q}{dx_E}\right)$ (stat.)	$\Delta\left(\frac{1}{\sigma_q} \frac{d\sigma_q}{dx_E}\right)$ (syst.)	$\frac{1}{\sigma_g} \frac{d\sigma_g}{dx_E}$	$\Delta\left(\frac{1}{\sigma_g} \frac{d\sigma_g}{dx_E}\right)$ (stat.)	$\Delta\left(\frac{1}{\sigma_g} \frac{d\sigma_g}{dx_E}\right)$ (syst.)
0.00 – 0.05	97.885	0.521	1.160	131.016	1.022	2.519
0.05 – 0.10	35.595	0.283	0.578	46.715	0.551	0.962
0.10 – 0.15	15.345	0.177	0.268	18.821	0.343	0.403
0.15 – 0.25	6.528	0.074	0.115	6.434	0.142	0.175
0.25 – 0.35	2.394	0.039	0.053	1.706	0.074	0.066
0.35 – 0.55	0.712	0.013	0.019	0.381	0.024	0.035
0.55 – 0.80	0.109	0.004	0.007	0.043	0.008	0.016

Tabelle C.3: Die Fragmentationsfunktion für Quark und Gluonjets mit statistischen und systematischen Fehlern.

Meßintervall	$\frac{1}{\sigma_q} \frac{d\sigma_q}{dB_{Jet}}$	$\Delta\left(\frac{1}{\sigma_q} \frac{d\sigma_q}{dB_{Jet}}\right)$ (stat.)	$\Delta\left(\frac{1}{\sigma_q} \frac{d\sigma_q}{dB_{Jet}}\right)$ (syst.)	$\frac{1}{\sigma_g} \frac{d\sigma_g}{dB_{Jet}}$	$\Delta\left(\frac{1}{\sigma_g} \frac{d\sigma_g}{dB_{Jet}}\right)$ (stat.)	$\Delta\left(\frac{1}{\sigma_g} \frac{d\sigma_g}{dB_{Jet}}\right)$ (syst.)
0.00 – 0.10	1.4204	0.0220	0.0864	0.2344	0.0390	0.0456
0.10 – 0.14	4.9261	0.0623	0.1374	1.1656	0.1090	0.1620
0.14 – 0.18	4.5405	0.0740	0.1840	2.2749	0.1372	0.2367
0.18 – 0.22	3.3971	0.0793	0.1326	2.9567	0.1520	0.1908
0.22 – 0.26	2.3027	0.0804	0.0900	3.2423	0.1570	0.1750
0.26 – 0.30	1.5427	0.0787	0.0977	3.2367	0.1551	0.2358
0.30 – 0.34	1.2420	0.0687	0.1095	2.5522	0.1350	0.2523
0.34 – 0.38	0.6978	0.0697	0.0696	2.5165	0.1389	0.1732
0.38 – 0.42	0.6320	0.0631	0.0713	1.9551	0.1255	0.1684
0.42 – 0.46	0.5464	0.0549	0.0745	1.4853	0.1090	0.1390
0.46 – 0.50	0.4404	0.0452	0.0489	1.0807	0.0893	0.1063
0.50 – 0.55	0.4036	0.0332	0.0822	0.6873	0.0652	0.1590
0.55 – 0.60	0.2987	0.0270	0.0500	0.4159	0.0528	0.1027
0.60 – 0.70	0.0724	0.0160	0.0244	0.2575	0.0321	0.0654
0.70 – 0.85	0.0077	0.0015	0.0041	0.0049	0.0028	0.0083

Tabelle C.4: Die B_{Jet} -Verteilung für Quark und Gluonjets mit statistischen und systematischen Fehlern.

y_0	$\langle N_q(y_0) - 1 \rangle$	$\Delta(N_q)$ (stat.)	$\Delta(N_q)$ (syst.)	$\langle N_g(y_0) - 1 \rangle$	$\Delta(N_g)$ (stat.)	$\Delta(N_g)$ (syst.)
1.0×10^{-6}	10.5685	0.0374	0.1100	12.9765	0.0716	0.1542
1.6×10^{-6}	9.5700	0.0340	0.0924	11.7984	0.0653	0.1316
2.5×10^{-6}	8.6143	0.0305	0.0862	10.5799	0.0584	0.1181
4.0×10^{-6}	7.7297	0.0277	0.0655	9.5003	0.0530	0.0997
6.3×10^{-6}	6.8666	0.0249	0.0558	8.4664	0.0477	0.0897
1.0×10^{-5}	6.0315	0.0226	0.0520	7.4725	0.0433	0.0848
1.6×10^{-5}	5.2230	0.0203	0.0488	6.5581	0.0389	0.0797
2.5×10^{-5}	4.4689	0.0181	0.0418	5.6701	0.0348	0.0622
4.0×10^{-5}	3.7906	0.0160	0.0304	4.7924	0.0308	0.0493
6.3×10^{-5}	3.1443	0.0141	0.0224	4.0436	0.0271	0.0339
1.0×10^{-4}	2.5550	0.0126	0.0133	3.3789	0.0241	0.0218
1.6×10^{-4}	2.0473	0.0111	0.0137	2.7606	0.0213	0.0198
2.5×10^{-4}	1.5959	0.0099	0.0178	2.2378	0.0191	0.0261
4.0×10^{-4}	1.2155	0.0087	0.0121	1.7708	0.0167	0.0261
6.3×10^{-4}	0.8928	0.0078	0.0108	1.3657	0.0149	0.0215
1.0×10^{-3}	0.6302	0.0069	0.0106	1.0464	0.0133	0.0231
1.6×10^{-3}	0.4332	0.0061	0.0121	0.7572	0.0117	0.0237
2.5×10^{-3}	0.2871	0.0054	0.0107	0.5444	0.0105	0.0190
4.0×10^{-3}	0.1937	0.0047	0.0079	0.3651	0.0092	0.0159
6.3×10^{-3}	0.1325	0.0040	0.0066	0.2351	0.0079	0.0157
1.0×10^{-2}	0.0870	0.0033	0.0063	0.1412	0.0065	0.0117
1.6×10^{-2}	0.0529	0.0024	0.0039	0.0700	0.0048	0.0068
2.5×10^{-2}	0.0248	0.0019	0.0031	0.0357	0.0037	0.0056
4.0×10^{-2}	0.0088	0.0014	0.0021	0.0162	0.0029	0.0039
6.3×10^{-2}	0.0010	0.0010	0.0019	0.0065	0.0020	0.0042

Tabelle C.5: Die mittlere Subjetmultiplizität minus eins für Quark und Gluonjets mit statistischen und systematischen Fehlern.

y_0	$\frac{\langle N_g(y_0)-1 \rangle}{\langle N_q(y_0)-1 \rangle}$	$\Delta \frac{\langle N_g(y_0)-1 \rangle}{\langle N_q(y_0)-1 \rangle}$ (stat.)	$\Delta \frac{\langle N_g(y_0)-1 \rangle}{\langle N_q(y_0)-1 \rangle}$ (syst.)
1.0×10^{-6}	1.2278	0.0109	0.0056
1.6×10^{-6}	1.2328	0.0110	0.0061
2.5×10^{-6}	1.2282	0.0109	0.0065
4.0×10^{-6}	1.2291	0.0111	0.0064
6.3×10^{-6}	1.2330	0.0112	0.0083
1.0×10^{-5}	1.2389	0.0116	0.0119
1.6×10^{-5}	1.2556	0.0121	0.0137
2.5×10^{-5}	1.2688	0.0127	0.0156
4.0×10^{-5}	1.2643	0.0132	0.0130
6.3×10^{-5}	1.2860	0.0142	0.0122
1.0×10^{-4}	1.3224	0.0157	0.0103
1.6×10^{-4}	1.3484	0.0174	0.0138
2.5×10^{-4}	1.4022	0.0204	0.0284
4.0×10^{-4}	1.4568	0.0237	0.0339
6.3×10^{-4}	1.5296	0.0295	0.0388
1.0×10^{-3}	1.6606	0.0387	0.0627
1.6×10^{-3}	1.7477	0.0507	0.1036
2.5×10^{-3}	1.8959	0.0714	0.1316
4.0×10^{-3}	1.8844	0.0917	0.1459
6.3×10^{-3}	1.7747	0.1120	0.1981
1.0×10^{-2}	1.6226	0.1353	0.2488
1.6×10^{-2}	1.3227	0.1491	0.2176
2.5×10^{-2}	1.4395	0.2545	0.3861
4.0×10^{-2}	1.8338	0.6397	0.8669

Tabelle C.6: Das Verhältnis der mittleren Subjetmultiplizitäten minus eins mit statistischen und systematischen Fehlern.

Abbildungsverzeichnis

2.1	Fundamentale Feynmangraphen der QCD	8
2.2	Schematische Darstellung eines hadronischen Z-Zerfalls	9
2.3	Schematische Darstellung der $q\bar{q}$ -Erzeugung im String	13
3.1	Jetenergie und minimaler Zwischenjetwinkel	18
3.2	B_{Jet} -Verteilung (Monte-Carlo-Studie)	21
3.3	y_2 -Verteilung (Monte-Carlo-Studie)	22
3.4	y_3 -Verteilung (Monte-Carlo-Studie)	22
3.5	Mittlere Subjetmultiplizitäten gegen y_0 (Monte-Carlo-Studie) .	23
4.1	Der LEP-Speicherring	25
4.2	Schnitt durch den ALEPH-Detektor	26
5.1	Jetenergieauflösung	32
5.2	Illustration zur Definition des Stoßparameters	34
5.3	Stoßparameterauflösungsfunktion	35
5.4	P_{Jet} -Verteilung für Quark- und Gluonjets	36
5.5	Zu erwartender statistischer Fehler gegen P_{Jet}^{cut}	37
5.6	bbg-Ereignis im ALEPH-Detektor	39
5.7	Korrekturfaktoren der B_{Jet} -Verteilung	40
5.8	GALEPH- und vereinfachte Korrekturfaktoren (B_{Jet} -Verteilung)	42
5.9	Vereinfachte Korrekturfaktoren der B_{Jet} -Verteilung	44
5.10	Systematische Fehler der B_{Jet} -Verteilung	45
6.1	Fragmentationsfunktion im Vergleich mit den Modellen	48
6.2	OPAL-Messung der Fragmentationsfunktion	48
6.3	B_{Jet} -Verteilung im Vergleich mit den Modellen	49
6.4	y_2 -Verteilung im Vergleich mit den Modellen	50
6.5	y_3 -Verteilung im Vergleich mit den Modellen	51
6.6	Subjetmultiplizitäten im Vergleich mit den Modellen	52
6.7	Verhältnis der Subjetmultiplizitäten im Vergleich mit den Mo- dellen	53

6.8	y_2 -Verteilung im Vergleich mit perturbativer Rechnung	54
6.9	Verhältnis der y_2 -Verteilungen mit QCD-Anpassung	55
6.10	Skalenverletzungen in den Fragmentationsfunktionen	58
A.1	Korrekturfaktoren der Fragmentationsfunktionen	61
A.2	Korrekturfaktoren der B_{Jet} -Verteilung	62
A.3	Korrekturfaktoren der y_2 -Verteilung	62
A.4	Korrekturfaktoren der y_3 -Verteilung	63
A.5	Korrekturfaktoren der mittleren Subjetmultiplizitäten	63
B.1	Systematische Fehler der Fragmentationsfunktionen	64
B.2	Systematische Fehler der B_{Jet} -Verteilung	65
B.3	Systematische Fehler der y_2 -Verteilung	65
B.4	Systematische Fehler der y_3 -Verteilung	66
B.5	Systematische Fehler der mittleren Subjetmultiplizitäten	66
B.6	Systematische Fehler des Subjetmultiplizitätsverhältnisses	67

Tabellenverzeichnis

2.1	Die fundamentalen Fermionen und Bosonen des Standardmodells	7
5.1	Schnitte zur Ereignis Selektion	31
C.1	y_2 -Verteilung	68
C.2	y_3 -Verteilung	69
C.3	Fragmentationsfunktion	69
C.4	B_{Jet} -Verteilung	70
C.5	Mittlere Subjetmultiplizitäten	71
C.6	Verhältnis der mittleren Subjetmultiplizitäten	72

Literaturverzeichnis

- [1] S. L. Glashow, *Nucl. Phys.* **22** (1961) 579;
A. Salam und J. C. Ward, *Phys. Lett.* **13** (1964) 168;
S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* **19** (1967) 1264.
- [2] P. W. Higgs, *Phys. Rev. Lett.* **13** (1964) 508.
- [3] L. Montanet et al., *Physical Review* **D50** (1994) 1173 and 1995 off-year partial update for the 1996 edition available on the PDG WWW pages (URL: <http://pdg.lbl.gov/>).
- [4] ALEPH Collaboration, D. Buskulic et al., *Phys. Lett.* **B349** (1995) 585.
- [5] H. Fritzsch, M. Gell-Mann, H. Leutwyler, *Phys. Lett.* **B47** (1973) 365.
- [6] C. N. Yang und R. Mills, *Phys. Rev.* **96** (1954) 191.
- [7] Yu. L. Dokshitzer, V. A. Khoze, A. H. Mueller und S. I. Troyan, *Basics of perturbative QCD*, Editions Frontières, 1991.
- [8] R. D. Field, *Applications of perturbative QCD*, Addison-Wesley Publishing Company, 1989.
- [9] S. J. Brodsky und J. F. Gunion, *Phys. Rev. Lett.* **37** (1976) 402;
A. H. Mueller, *Nucl. Phys.* **B241** (1984) 141.
- [10] B. Andersson, G. Gustafson, G. Ingelman und T. Sjöstrand, *Phys. Rep.* **97** (1983) 31.
- [11] B. R. Webber, *Nucl. Phys.* **B238** (1984) 492.
- [12] T. Sjöstrand, *Comput. Phys. Commun.* **39** (1986) 347;
M. Bengtsson, T. Sjöstrand, *Comput. Phys. Commun.* **43** (1987) 367.
- [13] L. Lönnblad, *Comput. Phys. Commun.* **71** (1992) 15.
- [14] G. Marchesini et al., *Comput. Phys. Commun.* **67** (1992) 465.

- [15] G. Altarelli, R. K. Ellis, G. Martinelli und So-Young Pi, *Nucl. Phys.* **B160** (1979) 301.
- [16] V. N. Gribov und L. N. Lipatov, *Sov. J. Nucl. Phys.* **15** (1972) 78;
G. Altarelli und G. Parisi, *Nucl. Phys.* **B126** (1977) 298;
Yu. L. Dokshitzer, *Sov. Phys. JETP* **46** (1977) 641.
- [17] *Report of Hard QCD Working Group*, in Proc. Durham Workshop on Jet Studies at LEP and HERA, *J. Phys. G* **17** (1991) 1537;
S. Catani, Yu. L. Dokshitzer, M. Olsson, G. Turnock und B. R. Webber, *Phys. Lett.* **B269** (1991) 432;
S. Catani, CERN-TH. 6281/91.
- [18] S. Catani, G. Turnock und B. R. Webber, *Phys. Lett.* **B295** (1992) 269.
- [19] ALEPH Collaboration, D. Decamp et al., *Nucl. Instr. Meth.* **A294** (1990) 121.
- [20] ALEPH Collaboration, D. Buskulic et al., *Nucl. Instr. Meth.* **A360** (1995) 481.
- [21] Fabrizio Palla, private Mitteilung.
- [22] ALEPH Collaboration, D. Buskulic et al., *Phys. Lett.* **B346** (1995) 389;
E. Feigl, Dissertation, Siegen (1994).
- [23] ALEPH Collaboration, CERN-PPE/95-113.
- [24] OPAL Collaboration, R. Akers et al., *Phys. Lett.* **B352** (1995) 176.
- [25] ALEPH Collaboration, D. Decamp et al., *Phys. Lett.* **B313** (1993) 535.
- [26] ALEPH Collaboration, in Vorbereitung.
- [27] OPAL Collaboration, CERN-PPE/95-075.
- [28] DELPHI Collaboration, *EPS-HEP 95* Ref. eps0547.
- [29] R. K. Ellis, D. A. Ross, A. E. Terrano, *Nucl. Phys.* **B178** (1981) 421.
- [30] S. Catani und M. H. Seymour, private Mitteilung.
- [31] ALEPH Collaboration, D. Buskulic et al., *Phys. Lett.* **B357** (1995) 487.