

Messung der inneren Struktur von
Quark- und Gluonjets beim
hadronischen Z^0 -Zerfall

DISSERTATION
zur Erlangung des Grades eines Doktors
der Naturwissenschaften

vorgelegt von
Dipl.-Phys. Erich Feigl
aus Mühlendorf

eingereicht beim Fachbereich Physik
der Universität-Gesamthochschule-Siegen
Siegen 1995

Erstgutachter: Prof. Dr. S. Brandt
Zweitgutachter: Prof. Dr. C. Grupen

Tag der mündlichen Prüfung: 31.1.1995

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Theoretische Grundlagen	5
2.1	Quantenchromodynamik	7
2.2	$e^+e^- \rightarrow$ Hadronen	9
2.3	3-Jet-Ereignisse	11
2.4	Höhere Ordnungen	12
2.5	Partonschauerbild	13
2.5.1	Splitting-Modell	13
2.5.2	Farbdipolmodell	14
2.6	Hadronisierung	14
2.6.1	String-Modell	15
2.6.2	Cluster-Modell	16
2.7	Monte-Carlo-Generatoren	16
3	Vorhersagen von Eigenschaften von Quark- und Gluonjets	18
3.1	Jetdefinition	19
3.2	Gluonjetdefinition	20
3.3	Untersuchte Variablen	22
3.3.1	Subjet-Multiplizität und -Rate	23
3.3.2	Die y_2 -Verteilung	27
3.3.3	Rapidität	28
3.3.4	Jetbreite	29
4	Beschreibung des ALEPH-Experiments	33
4.1	Vertex-Detektor	34
4.2	Innere Spurkammer	35
4.3	Zeitprojektionskammer	35
4.4	Elektromagnetisches Kalorimeter	36
4.5	Hadronkalorimeter und Myon-Kammern	37
4.6	Triggersystem	38
4.7	Datenerfassung	39
4.8	Datenrekonstruktion	40

4.9	Detektorsimulation	43
4.10	Weitere Detektorkomponenten	44
4.10.1	Luminositätskalorimeter	44
4.10.2	Untergrundmonitor	44
5	Meßmethode	49
5.1	Auswahl der Ereignisse	50
5.2	B-Markierungsmethode	52
6	Meßergebnisse und Detektorkorrekturen	59
6.1	Vergleich der Messung mit Monte-Carlo-Vorhersagen	59
6.2	Detektorkorrekturen	65
6.3	Entfaltung der reinen Quark- und Gluonjet Eigenschaften	67
6.4	Vergleich der Messung mit Generatorvorhersagen	68
7	Zusammenfassung	78
A	Korrekturfaktoren	80
B	Vergleich von $b\bar{b}$ - mit $q\bar{q}$ -Ereignissen	85
C	Tabellierung der Ergebnisse	89
	Abbildungsverzeichnis	98
	Tabellenverzeichnis	99
	Literaturverzeichnis	100
	Danksagung	103

Kapitel 1

Einleitung

In der Denkweise der modernen Physik werden die Kräfte, die zwischen den kleinsten Bausteinen der Materie herrschen, durch den Austausch von Wechselwirkungsteilchen beschrieben. Nach heutigem Kenntnisstand unterscheidet man drei Wechselwirkungen: die starke Kraft, die elektroschwache Kraft und die Gravitation. Im Rahmen dieser Arbeit wurde die starke Kraft, die durch die Theorie der Quantenchromodynamik beschrieben wird, untersucht. Beim hadronischen Z^0 -Zerfall in ein Quark-Antiquark-Paar unter Abstrahlung eines energiereichen Gluons, das zu einem Ereignis mit drei separierbaren Hadronbündeln führt, gestaltet hauptsächlich die starke Kraft die Dynamik der entstehenden Teilchen. Daher sind solche hadronischen Z^0 -Zerfälle besonders gut geeignet, die Eigenschaften der starken Wechselwirkung zu untersuchen. In der vorliegenden Arbeit wird zur Untersuchung der Eigenschaften der starken Wechselwirkung und zur Überprüfung der Vorhersagen der Quantenchromodynamik die innere Struktur von Quark- und Gluonjets betrachtet.

Die Quantenchromodynamik besagt, daß bei einem hadronischen Z^0 -Zerfall, bei dem drei voneinander getrennte Teilchenbündel, sogenannte Jets, entstehen, zwei der Jets von einem Quark stammen und einer von einem Gluon. Die Gluonjets werden dabei selektiert, indem man bei einem 3-Jet-Ereignis in zweien der Jets einen Hinweis auf langlebige schwere Quarks findet. Diese beiden Jets werden dadurch als Quarkjets identifiziert. Der dritte Jet, in dem kein Hinweis auf den Zerfall eines schweren Quarks gefunden werden kann, wird mit dem Gluonjet identifiziert. Neben der Menge an selektierten Gluonjets betrachtet man eine zweite Jetmenge. Diese besteht aus allen Jets eines 3-Jet-Ereignisses, also aus $\frac{2}{3}$ Quark- und $\frac{1}{3}$ Gluonjets. Aus den Messungen der beiden Jetmengen, nämlich identifizierten Gluonjets und allen Jets eines 3-Jet-Ereignisses, werden die Eigenschaften von reinen Quark- und Gluonjets berechnet.

Im einzelnen wurden die mittlere Subjet-Multiplizität und -Rate, die y_2 -Verteilung (die y_2 -Verteilung wird in Kapitel 3 erläutert), die Rapidität der Teilchen eines Jets und die Jetbreite untersucht. Unter der Subjet-Multiplizität ver-

steht man die Multiplizität an Teilchengruppierungen in einem Jet und unter der Subjet-Rate die Häufigkeit, mit der eine bestimmte mittlere Subjet-Multiplizität auftritt. Diese beiden Größen eignen sich besonders gut, um störungstheoretisch berechnete Vorhersagen der inneren Struktur von Quark- und Gluonjets zu überprüfen. Die anderen Größen sind dazu weniger gut geeignet, haben dafür aber den Vorteil, Unterschiede zwischen Quark- und Gluonjets besonders deutlich hervorzuheben. Eine Ausnahme stellt die y_2 -Verteilung dar. Diese Größe gibt die Häufigkeitsverteilung der Werte der y_{ij} -Variablen (häufig auch als Durham-Metrik bezeichnet) im Falle zweier Subjets wieder, wie im Kapitel über Vorhersagen von Eigenschaften von Quark- und Gluonjets erläutert wird. Diese Größe wurde in diese Arbeit aufgenommen, weil sie eine einfache physikalische Interpretation aufweist und weil mit ihr in Zukunft die starke Kopplungskonstante für Gluonjets berechnet werden könnte. Momentan scheidet dies an der Nichtverfügbarkeit einer analytisch berechneten Vorhersage. Die wichtigsten Ergebnisse dieser Arbeit werden in [1] veröffentlicht.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

Der heutige Kenntnisstand über das Verhalten der elementaren Teilchen wird am besten durch das sogenannte Standardmodell [2, 3, 4, 5, 6, 7] wiedergegeben. Beim Standardmodell handelt es sich um eine relativistische Quantenfeldtheorie, die die Wechselwirkungen der Elementarteilchen beschreibt. An Wechselwirkungen unterscheidet man die Gravitation, die elektroschwache und die starke Kraft. Die Gravitation wird hier nicht behandelt, da sie wegen ihrer sehr schwachen Kopplung keinen Einfluß auf diese Analyse hat. Die Elementarteilchen sind in zwei Gruppen, Fermionen und Eichbosonen, unterteilt. Eine Wechselwirkung kommt

Fermionen					
Leptonen			Quarks		
ν_e	ν_μ	ν_τ	u	c	t
e^-	μ^-	τ^-	d	s	b
Eichbosonen					
elektroschwach				stark	
γ	W^+	Z^0	W^-	g	

Tabelle 2.1: Die Elementarteilchen des Standardmodells.

durch den Austausch eines Eichbosons zwischen anderen Elementarteilchen zustande. Die Stärke, mit der ein Elementarteilchen bei einer Wechselwirkung an ein anderes Elementarteilchen koppelt, wird durch eine wechselwirkungsspezifische Kopplungskonstante bestimmt.

Bei den Fermionen unterscheidet man zwischen Leptonen und Quarks. Diese beiden Gruppen bestehen jeweils aus drei Familien, die jeweils ein Isospindublett im Falle linkshändiger Fermionen und ein Isospinsinglett im Falle rechtshändiger Fermionen bilden. Alle Fermionen unterliegen der schwachen Wechselwirkung.

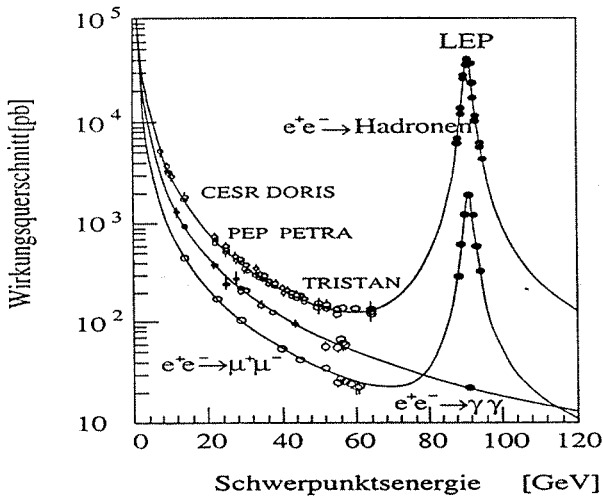


Abbildung 2.1: Wirkungsquerschnitte für $e^+e^- \rightarrow \text{Hadronen}$, $\mu^+\mu^-$ und $\gamma\gamma$ [8].

Bei den Leptonen tragen Elektronen, Myonen und τ -Leptonen negative elektrische Elementarladung. Sie wechselwirken daher auch elektromagnetisch. Neutrinos nehmen hingegen nur an der schwachen Wechselwirkung teil. Die Quarks, bei denen man verschiedene Flavour-Zustände unterscheidet, sind sowohl elektroschwach als auch stark geladen und können daher elektromagnetisch, schwach und stark wechselwirken. An Flavour-Zuständen unterscheidet man u -, d -, c -, s -, b - und t -Quarks. Die elektroschwache Wechselwirkung kommt durch den Austausch der neutralen Eichquanten γ und Z^0 sowie der geladenen Eichquanten W^+ und W^- zustande. Die starke Wechselwirkung wird im Standardmodell durch die Quantenchromodynamik [15, 16, 17, 18] (QCD) beschrieben. Sie ergibt sich durch den Austausch von Gluonen (im weiteren werden Gluonen häufig mit g abgekürzt). Die Elementarteilchen des Standardmodells sind in Tabelle 2.1 zusammengefaßt.

In dieser Arbeit wird die Überprüfung der Vorhersagen der QCD behandelt; daher soll im folgenden die QCD genauer erläutert werden. Die hohe Anzahl von hadronischen Ereignissen bei der e^+e^- -Annihilation kommt am LEP-Speicherring dadurch zustande, daß die Schwerpunktsenergie genau der Z^0 -Masse entspricht. Der Wirkungsquerschnitt für $e^+e^- \rightarrow \text{Hadronen}$ und anderer Reaktionen in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie ist in Abb. 2.1 dargestellt.

2.1 Quantenchromodynamik

Die starke Wechselwirkung wird im Rahmen des Standardmodells durch eine relativistische Quantenfeldtheorie behandelt, die man als Quantenchromodynamik bezeichnet. An der starken Wechselwirkung nehmen nur Quarks und Gluonen (zusammen auch Partonen genannt) teil. Es wird angenommen, daß Quarks in drei Farbzuständen (die starke Ladung bezeichnet man auch als Farbe) auftreten.

$$q = \begin{pmatrix} q_{\text{rot}} \\ q_{\text{blau}} \\ q_{\text{grün}} \end{pmatrix}$$

Der Farbzustand eines Quarks ändert sich durch eine Gluonwechselwirkung mit einem anderen Parton. Gluonen treten in acht Farbladungszuständen auf. Um dieser Zustandsänderung Rechnung zu tragen, wird den Gluonen ihrerseits eine Farbladungsstruktur zugewiesen, die sich in der Invarianz der Lagrange-Dichte \mathcal{L}_{QCD} der QCD bezüglich einer Eichtransformation unter der nicht-abelschen Gruppe $SU(3)_c$ äußert. Der Index c dieser Gruppe steht dabei für die Farbe, um Verwechslungen mit anderen Symmetrien vorzubeugen. Die acht Felder der adjungierten Darstellung dieser $SU(3)_c$ -Gruppe werden mit den Gluonfeldern identifiziert. Die Lagrange-Dichte der QCD hat folgende Form:

$$\mathcal{L}_{QCD} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F_a^{\mu\nu} + \sum_{k=1}^{N_f} \bar{q}_k (i\gamma^\eta D_\eta - m_k) q_k,$$

wobei

$$F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a + g_s f^{abc} A_\mu^b A_\nu^c \quad (2.1)$$

der Feldstärketensor des Gluonfeldes A_μ^a ist und

$$D_\mu = \partial_\mu - ig_s T^a A_\mu^a$$

die generalisierte kovariante Ableitung bezeichnet. Mit q sind die Quarkspino- ren, die in drei Farbzuständen auftreten, bezeichnet. T^a sind die Generatoren der $SU(3)_c$ -Gruppe und f^{abc} die $SU(3)_c$ Strukturkonstanten. Die Indizes a, b und c laufen von eins bis acht. Mit N_f wird die Anzahl der Quark-Flavours und mit g_s die starke Kopplungskonstante bezeichnet. Die Größen m_k sind die Quark- massen. Da die Gluonen Farbe tragen und dadurch untereinander wechselwirken, kommen die in Abb. 2.2 dargestellten Wechselwirkungsvertizes zustande. Dabei gibt die Kopplungskonstante g_s im wesentlichen die Stärke der Kopplung an. Sie ist im Quark-Gluon-Vertex und im Tripel-Gluon-Vertex dabei proportional zu g_s . Dagegen koppeln vier Gluonen mit g_s^2 . In der Lagrange-Dichte wird der Gluon-Gluon-Kopplung durch den Interferenzterm $g_s f^{abc} A_\mu^b A_\nu^c$ in Gleichung (2.1) Rechnung getragen. Neben der Kopplungskonstanten g_s wird häufig die Größe $\alpha_s = \frac{g_s^2}{4\pi}$ verwendet.

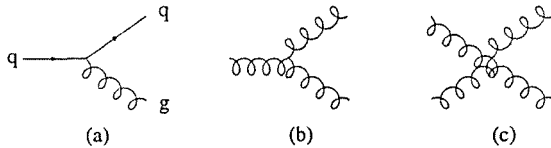


Abbildung 2.2: *Elementare Gluonkopplungen: (a) Quark-Gluon-Vertex, (b) Tripel-Gluon-Vertex, (c) Viergluon-Vertex.*

Die Renormierung ultravioletter Divergenzen führt zum Begriff einer effektiven Kopplungskonstanten α_s , die eine Funktion des Quadrats des Impulsübertrages Q^2 der wechselwirkenden Partonen darstellt. Sie ergibt sich nach Renormieren und Aufsummieren aller Vakuumpolarisationsterme zu [9]:

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2N_f) \ln(\frac{Q^2}{\Lambda^2})}. \quad (2.2)$$

Hier ist Λ ein freier Parameter, der experimentell bestimmt werden muß. Die effektive Kopplungskonstante wird für große Impulsüberträge klein. Dieses Verhalten bezeichnet man als asymptotische Freiheit. Genau genommen gilt dieses Verhalten nur, so lange der Term $33 - 2N_f$ positiv ist. Da beim LEP-Speicherring N_f als fünf betrachtet werden kann, braucht die asymptotische Freiheit deswegen nicht angezweifelt zu werden.

Die Abhängigkeit der Kopplungskonstanten vom Quadrat des Viererimpulsübertrags kann auf eine Abhängigkeit vom Abstand der Partonen umformuliert werden. Für kleine Abstände strebt α_s gegen Null und wächst für größere Abstände ($r \approx 1 \text{ fm}$) sehr rasch an. Das Anwachsen der Kopplungskonstanten begrenzt auch die störungstheoretischen Beschreibungsmöglichkeiten, da eine Störungsreihenentwicklung in α_s nur für kleine α_s -Werte zuverlässige Ergebnisse liefert. Aufgrund des Anwachsens der starken Kopplungskonstanten für größere Abstände erlaubt die QCD nicht, Quarks oder Gluonen zu isolieren (Confinement). Da bisher nur farbneutrale gebundene Zustände (Hadronen) aus drei Quarks (Baryonen) oder aus einem Quark und einem Antiquark (Mesonen) beobachtet wurden, steht das Confinement-Bild der starken Wechselwirkung im Einklang mit dem Experiment.

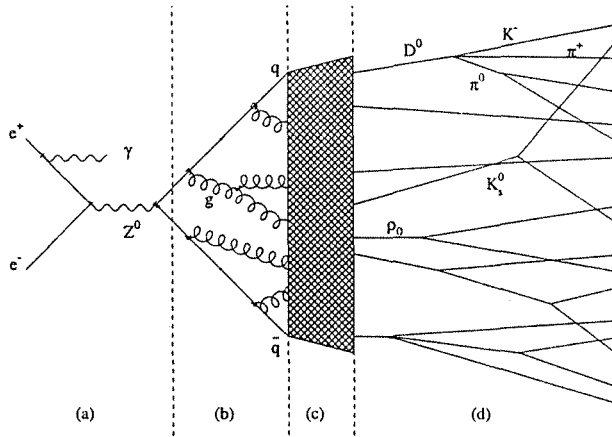


Abbildung 2.3: Schematischer Aufbau eines hadronischen Z^0 -Zerfalles, untergliedert in vier Teile: (a) elektroschwacher Teil, (b) störungstheoretischer QCD-Teil, (c) Hadronisierung und (d) Zerfälle der kurzlebigen Hadronen.

2.2 $e^+e^- \rightarrow$ Hadronen

Der Ablauf von Annihilationen von e^+e^- -Paaren, die zu hadronischen Endzuständen führen, wird in einen elektroschwachen, einen perturbativen QCD- und einen phänomenologischen QCD-Teil gegliedert. Der schematische Aufbau eines Z^0 -Zerfalls mit hadronischen Endzuständen bei der e^+e^- -Annihilation in unserer Modellvorstellung ist in Abb. 2.3 dargestellt. Zunächst annihiliert ein e^+e^- -Paar zu einer Z^0 -Resonanz, die in ein erstes $q\bar{q}$ -Paar zerfällt. In diesem Zusammenhang bedeutet $q\bar{q}$, daß das Z^0 in d-, s- und b-Quarks in jeweils 22 % der Zerfälle und in u- und c-Quarks in 17 % der Zerfälle zerfällt. Dies wird im weiteren häufig als natürliche Flavour-Zusammensetzung, die sich aus Gleichung (2.3) berechnen läßt, des hadronischen Z^0 -Zerfalls bezeichnet. Der differentielle Wirkungsquerschnitt beträgt dabei [10]:

$$\frac{d\sigma}{d\cos(\theta)} = \frac{3}{8}\sigma_0 \left(1 + \cos^2(\theta) + A_{FB} \cos(\theta) \right),$$

wobei θ der Streuwinkel der Reaktion und σ_0 der Gesamtwirkungsquerschnitt für $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ ist. Die Größe A_{FB} wird als Vorwärtsrückwärtsasymmetrie der schwachen Wechselwirkung bezeichnet. Sie läßt sich ebenfalls aus dem Standardmodell berechnen [2]. Auf der Z^0 -Resonanz ist A_{FB} gleich Null und gewinnt

abseits davon an Bedeutung. Der Gesamtwirkungsquerschnitt $\sigma_0(s)$ als Funktion der Schwerpunktsenergie \sqrt{s} , der in Abb. 2.1 dargestellt ist, berechnet sich nach folgender Formel [11]:

$$\sigma_0(s) = \frac{4\pi\alpha^2}{3s} \frac{N_c s^2}{4} \left(\left| \frac{g_q^- g_q^-}{s - M_Z^2 + iM_Z \Gamma_Z} + \frac{Q_e Q_q}{s} \right|^2 + \left| \frac{g_q^- g_q^+}{s - M_Z^2 + iM_Z \Gamma_Z} + \frac{Q_e Q_q}{s} \right|^2 + \left| \frac{g_q^+ g_q^-}{s - M_Z^2 + iM_Z \Gamma_Z} + \frac{Q_e Q_q}{s} \right|^2 + \left| \frac{g_q^+ g_q^+}{s - M_Z^2 + iM_Z \Gamma_Z} + \frac{Q_e Q_q}{s} \right|^2 \right), \quad (2.3)$$

wobei

$$g_q^- = \frac{I_q^z - Q_q \sin^2(\theta_W)}{\sin(\theta_W) \cos(\theta_W)}$$

$$g_q^+ = \frac{-Q_q \sin^2(\theta_W)}{\sin(\theta_W) \cos(\theta_W)},$$

die links- und rechtshändigen Fermionenkopplungen sind. Die Größe α bezeichnet die elektromagnetische Feinstrukturkonstante. Der Faktor N_c ist für Quarks aufgrund der möglichen Farbladungszustände drei. Die elektrische Ladung der Elektronen Q_e ist -1 . Für Quarks ist die elektrische Ladung $Q_q = \frac{2}{3}$ im Falle up-artiger Quarks (u -, c - und t -Quarks) und $-\frac{1}{3}$ für down-artige Quarks (d -, s - und b -Quarks). Mit I^z wird die z -Komponente des schwachen Isospins bezeichnet. Sie ist für down-artige Quarks und für Elektronen $-\frac{1}{2}$. Für up-artige Quarks ist sie $\frac{1}{2}$. Mit M_Z wird die Z^0 -Masse und mit Γ_Z seine Gesamtbreite bezeichnet. Die Gesamtbreite Γ_Z wird aus der Summe aller Partialbreiten wie folgt berechnet:

$$\Gamma_Z = \sum_{f=\text{alle Fermionen}} \Gamma_{Z \rightarrow f\bar{f}}.$$

Die Partialbreite $\Gamma_{Z \rightarrow f\bar{f}}$ kann aus dem Standardmodell nach folgender Formel berechnet werden:

$$\Gamma_{Z \rightarrow f\bar{f}} = \frac{1}{6} N_c M_Z \sqrt{1 - \frac{4m_f^2}{M_Z^2}} \cdot \left((g_q^-)^2 + (g_q^+)^2 + \frac{m_f^2}{M_Z^2} (6g_q^- g_q^+ - (g_q^-)^2 - (g_q^+)^2) \right),$$

wobei mit m_f die Fermionenmassen bezeichnet werden. Um die e^+e^- -Annihilation genau zu beschreiben, müssen virtuelle Korrekturen und Anfangszustandsbremsstrahlungsphotonen berücksichtigt werden. Unter Berücksichtigung dieser Strahlungskorrekturen berechnet sich daraus der Gesamtwirkungsquerschnitt σ_0 $e^+e^- \rightarrow \text{Hadronen}$ zu $29,3 \pm 1,2 \text{ nb}$ [12].

Nachdem das Z^0 in ein $q\bar{q}$ -Paar zerfallen ist, werden zuerst Partonen und dann Hadronen aus dem primär erzeugten $q\bar{q}$ -Paar gebildet. Die ersten Stufen der Partonenkaskade können noch störungstheoretisch berechnet werden. Durch die Abstrahlung von Partonen wird die Partonmasse zum Quadrat (Virtualität) eines

Partons dabei immer weiter reduziert. Dies wiederum hat zur Folge, daß dadurch die effektive Kopplungskonstante α_s aus Gleichung (2.2) soweit anwachsen kann, daß die störungstheoretische Beschreibung an die Grenze ihrer Zuverlässigkeit stößt und die Hadronisierung einsetzt, die die Partonen in farbneutrale Hadronen überführt. Auf diese beiden Teilprozesse, störungstheoretische Berechnung und Hadronisierung, wird im weiteren genauer eingegangen. Zum Schluß zerfallen die erzeugten Hadronen nach ihren verschiedenen Zerfallsmöglichkeiten in Teilchen, die vom Detektor nachgewiesen werden können.

2.3 3-Jet-Ereignisse

Hadronische 3-Jet-Ereignisse kommen hauptsächlich dadurch zustande, daß eines der beiden Quarks, in die das Z^0 zerfallen ist, ein hochenergetisches Gluon abstrahlt. Der Wirkungsquerschnitt solcher Ereignisse σ_{3-Jet} ist im wesentlichen durch die Feynman-Graphen $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g$ bis zur Ordnung $O(\alpha_s)$, die in Abb. 2.4 dargestellt sind, dominiert. Der 3-Jet-Wirkungsquerschnitt berechnet sich

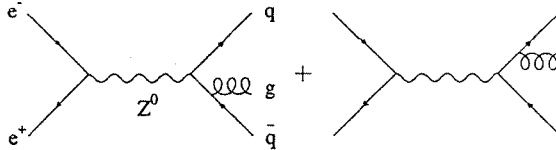


Abbildung 2.4: Einfachste Feynman-Graphen für 3-Jet-Ereignisse.

aus diesen Graphen durch quadrieren und multiplizieren mit einem Phasenraumfaktor zu:

$$\frac{d^2\sigma_{3-Jet}}{dx_1 dx_2} = \sigma_0 \frac{\alpha_s}{2\pi} C_F \frac{x_1^2 + x_2^2}{(1-x_1)(1-x_2)}, \quad (2.4)$$

wobei σ_0 der Gesamtwirkungsquerschnitt für $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ ($O(\alpha_s^0)$) aus Gleichung (2.3), C_F ein QCD spezifischer Farbfaktor, der sich aus der Eichstruktur der QCD ergibt, und $x_i = 2\frac{E_i}{E_S}$ der Energieanteil des Quarks mit dem Index i an der halben Schwerpunktsenergie E_S ist. Der Faktor C_F leitet sich aus der Eichstruktur unter Aufsummierung alle Farbkombinationen wie folgt ab [13]:

$$\sum_a (T^a T^{ta})_{ij} = \delta_{ij} C_F. \quad (2.5)$$

Neben dem Farbfaktor C_F der Quark-Gluon-Kopplung gibt es auch einen Farbfaktor C_A der Gluon-Gluon-Kopplung, der sich ebenfalls aus der Eichstruktur berechnen läßt,

$$\sum_{a,b} f^{abi} f^{*abj} = \delta_{ij} C_A. \quad (2.6)$$

Die Gleichungen (2.5) und (2.6) gelten allgemein. Im Falle nicht-abelscher $SU(N_c)$ Gruppen vereinfachen sich die Gleichungen (2.5) und (2.6) zu:

$$C_A = N_c$$

und

$$C_F = \frac{N_c^2 - 1}{2N_c}.$$

Im Falle der QCD ist $N_c = 3$ und somit ergibt sich für $C_A = 3$ und für $C_F = \frac{4}{3}$.

2.4 Höhere Ordnungen

Um Effekte höherer Ordnungen berücksichtigen zu können, und damit genauere Vorhersagen zu machen, gibt es zwei störungstheoretische Betrachtungsmöglichkeiten, bei denen es sich im Grunde genommen lediglich um eine Umstrukturierung der Störungsreihe handelt, so daß beide Reihenentwicklungen unter Berücksichtigung aller Reihenglieder zum gleichen Ergebnis führen. Unterschiedliche Vorhersagen kommen dabei durch die endliche Anzahl an Reihengliedern, die in der Praxis berechnet werden können, zustande. Die eine Methode ist die Methode der Matrixelemente, bei der Feynman-Graphen Ordnung für Ordnung ausgerechnet und aufsummiert werden. Mit dieser Methode werden Approximationen beobachtbarer Variablen mit ihren vollständigen Interferenz- und Helizitätsstrukturen gewonnen. Leider stößt sie aber rasch an ihre Grenzen in der praktischen Berechnung. Bisher konnten vollständige Berechnungen nur bis zur Ordnung α_s^2 durchgeführt werden, so daß maximal vier Partonen im Endzustand beschrieben werden konnten. Die Vorhersagekraft so berechneter Observablen bezüglich der inneren Struktur von Quark- und Gluonjets ist deshalb erheblich eingeschränkt.

Der zweite mögliche Zugang ist die Methode des Partonschauers [14]. Hierbei werden die Verzweungsverhältnisse für Partonen betrachtet und mehrfach hintereinander ausgeführt. Dies wird durch eine iterative Kaskade der elementaren Partonverzweigungen erreicht. Somit wird eine Vielzahl an höheren Ordnungen approximativ berücksichtigt (Approximation der führenden Logarithmen oder „leading log“ Approximation), so daß eine höhere Vorhersagekraft bezüglich der inneren Struktur von Jets und damit der Jetdynamik eines hadronischen Z^0 -Zerfalls erreicht wird. Damit ist diese Methode für diese Arbeit besser geeignet als die Methode der Matrixelemente. Die Verzweungsverhältnisse und Energieaufteilungen zwischen den Zerfallstöchtern erhält man aus Approximationen des Wirkungsquerschnitts der entsprechenden Verzweigungen im Falle sehr kleiner Verzweigungswinkel (kollinearer Grenzfall).

2.5 Partonschauerbild

Es gibt mehrere Methoden, das Partonschauerbild zu implementieren, um Monte-Carlo-Generatoren zu erhalten. Bei der einen werden die elementaren Verzweigungen $q \rightarrow qg$, $g \rightarrow gg$ und $g \rightarrow q\bar{q}$ dem Schauer zugrundegelegt. Bei der anderen betrachtet man die Abstrahlung von Gluonen als Strahlung eines Farbdipols. Daher werden beim Farbdipolmodell die Verzweigungen $q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}g$, $qg \rightarrow qgg$ und $gg \rightarrow ggg$ benutzt. Diese beiden Modelle beruhen auf störungstheoretisch berechneten Verzweigungsverhältnissen zur Ordnung α_s , ($O(\alpha_s)$), der sogenannten „leading log“ Approximation. Sie unterscheiden sich allerdings darin, wie Terme höherer Ordnungen der sogenannten „next to leading log“ Approximation berücksichtigt werden. Der wesentliche Beitrag ist jedoch gleich. Darüber hinaus wurden auch Modelle entwickelt, bei denen die Verzweigungen zur zweiten Ordnung in α_s berechnet werden.

2.5.1 Splitting-Modell

Die meisten Partonschauermodelle stützen sich hauptsächlich auf die elementaren Verzweigungen: ein Quark verzweigt sich in ein Quark und ein Gluon ($q \rightarrow qg$), ein Gluon verzweigt sich in zwei Gluonen ($g \rightarrow gg$) und ein Gluon verzweigt sich in zwei Quarks ($g \rightarrow q\bar{q}$). Dabei ergibt sich für den differentiellen Wirkungsquerschnitt dieser Verzweigungen aus einer störungstheoretischen Rechnung zur ersten Ordnung von α_s im kollinearen Grenzfall unter Verwendung des 3-Jet-Wirkungsquerschnitts $\sigma_{3\text{-Jet}}$ aus Gleichung (2.4) für n Partonen im Endzustand folgende Approximation:

$$\frac{d^2\sigma_n}{dzdt} \approx \sigma_{n-1} \frac{\alpha_s}{2\pi t} P_{a \rightarrow bc}(z), \quad (2.7)$$

wobei n die Werte $n = 1, 2, 3, \dots, \infty$ annehmen kann. Der Parameter $t = m_a^2$ (m_a bezeichnet die invariante Masse des Partons a) ist ein Maß der Virtualität des Partons vor der Verzweigung. Der Parameter z ist eine Variable, die die Energieaufteilung unter den Zerfallsprodukten b und c spezifiziert. Häufig wird für z die lorentzinvariante sogenannte Lichtkegelvariable

$$z = \frac{E^b + p_L^b}{E^a + p^a}$$

gewählt, wobei E^b die Energie von Parton b und p_L^b sein Longitudinalimpuls bezüglich des Impulses p^a des Partons a ist. E^a ist die Energie von Parton a . Die unterschiedlichen Verzweigungen werden durch die Altarelli-Parisi-Verzweigungsfunktionen $P_{a \rightarrow bc}(z)$ erfasst. Diese sind:

$$P_{q \rightarrow qg}(z) = C_F \frac{1+z^2}{1-z} \quad (2.8)$$

$$P_{g \rightarrow gg}(z) = C_A \frac{(1 - z(1 - z))^2}{z(1 - z)} \quad (2.9)$$

$$P_{g \rightarrow q\bar{q}}(z) = N_f \frac{1}{2} (z^2 + (1 - z)^2). \quad (2.10)$$

Hier sind $C_F = \frac{4}{3}$ und $C_A = 3$ die QCD-Farbfaktoren aus den Gleichungen (2.5) und (2.6). Dabei ergibt sich Gleichung (2.8) ebenfalls aus Gleichung (2.4). Die beiden anderen Altarelli-Parisi-Verzweigungsfunktionen werden aus Graphen gewonnen, in denen die entsprechende Verzweigung auftritt. Durch Iteration der Approximation aus Gleichung (2.7) des Wirkungsquerschnitts ergibt sich:

$$\frac{d^{2n} \sigma_n}{dz_1 dt_1 \cdots dz_n dt_n} \approx \sigma_0 \prod_{i=1}^n \frac{\alpha_s}{2\pi t_i} P_{a_i \rightarrow b_i c_i}(z_i).$$

2.5.2 Farbdipolmodell

Im Farbdipolmodell [9] wird die Gluonabstrahlung als Strahlung eines Dipols behandelt. Der Vorteil gegenüber einem Partonsplitting-Modell ist, daß viele Kohärenzeffekte, also Effekte höherer Ordnung, automatisch korrekt beschrieben werden.

Das beim Z^0 -Zerfall erzeugte $q\bar{q}$ -Paar bildet einen Farbdipol, der ein Gluon aussendet. Dieses Gluon bildet mit den beiden ursprünglichen Quarks zwei voneinander unabhängige Dipole, die wiederum Gluonen abstrahlen können. Die dadurch erzeugten Gluonen bilden mit ihren benachbarten Partonen unabhängige Dipole, die ihrerseits die Möglichkeit haben, Gluonen abzustrahlen. Daraus ergeben sich drei verschiedene Arten von Dipolen, Quark-Quark-Dipole ($q\bar{q} \rightarrow qg\bar{q}$), Quark-Gluon-Dipole ($qg \rightarrow qgg$) und Gluon-Gluon-Dipole ($gg \rightarrow ggg$). Die Wirkungsquerschnitte der entsprechenden Abstrahlungen werden wiederum störungstheoretisch bis zur Ordnung α_s berechnet. Der Prozeß $g \rightarrow q\bar{q}$ kann nicht durch einen Farbdipol beschrieben werden. Er wird daher zusätzlich eingeführt, indem diese Verzweigung von einem Splitting-Modell übernommen wird.

2.6 Hadronisierung

Alle Fragmentationsmodelle haben eine phänomenologische Motivation gemeinsam. Keines kann von sich behaupten, im Sinne der QCD korrekt zu sein. Die besten können lediglich die vorhandenen Daten gut beschreiben, wobei sie sich auf Annahmen aus der QCD stützen. Die beiden wichtigsten sind das String-Modell und das Cluster-Modell (nur diese werden in dieser Arbeit verwendet). Sie werden im folgenden genauer betrachtet.

2.6.1 String-Modell

Im Rahmen der QCD wird für große Abstände ($r \approx 1 \text{ fm}$) zweier Farbladungen zueinander ein mit dem Abstand linear anwachsendes attraktives Potential aufgebaut. Dieses Confinement-Bild bildet die Basis des String-Konzepts [9]. Im einfachen Fall eines auseinanderstrebenden $q\bar{q}$ -Paares bedeutet dies, daß sich zwischen Quark und Antiquark ein homogenes schlauchförmiges Farbfeld aufbaut. Die typische transversale Ausdehnung dieses Farbfeldschlauchs liegt in der Größe des Hadrondurchmessers ($d_H \approx 1 \text{ fm}$), um einen Bezug zum QCD-Confinement herzustellen. Aus der Hadronmassenspektroskopie ergibt sich die Energiedichte κ im String zu $\kappa \approx 1 \frac{\text{GeV}}{\text{fm}}$ [9].

Im Falle mehrerer Partonen bildet sich ein String von einem Quark über ein oder mehrere Gluonen zu einem Antiquark. Somit bilden Gluonen Knicke im String. Dadurch wird die String-Dynamik besser beschrieben, die letztendlich die Hadronendynamik entscheidend mitgestaltet. Ist ein String lang genug, so wird die darin deponierte Energie benutzt, um ein neues $q'\bar{q}'$ -Paar zu erzeugen, das den String in zwei Teilstrings $q\bar{q}'$ und $q'\bar{q}$ zerlegt. Ist die Masse der Teilstrings groß genug, so können weitere $q\bar{q}$ -Paare erzeugt werden. Aufgrund der Homogenität des Farbfeldschlauchs ist der Ort, an dem der Schlauch bricht, um ein neues $q\bar{q}$ -Paar zu erzeugen, unter Berücksichtigung von Energie- und Impulserhaltung der zu erzeugenden Hadronen über den Schlauch gleichverteilt.

Die Wahrscheinlichkeit der Erzeugung eines $q\bar{q}$ -Paares, das zum Aufbrechen des Strings führt, ist durch den Tunneleffekt, um wiederum auf eine quantenmechanische Betrachtungsweise bezugzunehmen, bestimmt. Man geht davon aus, daß die Energie pro Längeneinheit im String konstant ist, das heißt die Kraft ist konstant und dadurch das Potential proportional zur Separation. Diese Überlegung führt zu einer Wahrscheinlichkeit

$$P(m, p_T) \sim e^{-\frac{\pi}{\alpha}(m^2 + p_T^2)},$$

daß ein Quark mit Masse m und einem Transversalimpuls p_T bezüglich der String-Längsrichtung erzeugt wird. Da der String, als Folge der Impulserhaltung keine transversale Dynamik besitzt, muß die transversale Komponente des erzeugten Quarkimpulses durch das Antiquark kompensiert werden. Für die Erzeugung der Quarks aus dem String ergeben sich aus $P(m, p_T)$ folgende Verhältnisse:

$$u : d : s : c : b \Leftrightarrow 1 : 1 : 0,3 : 10^{-11} : 10^{-40}.$$

Die Erzeugung schwerer Quarks (c- und b-Quarks) wird stark unterdrückt.

Ist die Masse eines Teilstrings zu gering, um noch weiter zu zerbrechen, zerfällt er in zwei Hadronen. Nach dieser Methode wird der String solange zerlegt bis er in Hadronen überführt ist.

2.6.2 Cluster-Modell

Im Cluster-Modell [9] werden die Gluonen am Ende des Partonschauers in $u\bar{u}$ - oder $d\bar{d}$ -Paare (in manchen Cluster-Modellen auch noch in andere Quark-Antiquark-Paare) aufgespalten. Anschließend werden die Quarks paarweise zu farbneutralen Clustern zusammengefaßt, die dann in Hadronen zerfallen. Um ein Cluster in Hadronen zerfallen lassen zu können, wird ein weiteres $q\bar{q}$ -Paar erzeugt, wobei q sowohl u , d und s als auch Diquark-Zustände sein können. Dadurch ist das Cluster durch seine Gesamtmasse und seinen Flavour-Inhalt charakterisiert und wird dementsprechend als eine Überlagerung von zwei gegebenenfalls äußerst kurzlebigen und damit sehr breiten Resonanzen von Hadronen betrachtet. Die Zerfallsquerschnitte dieser Resonanzen bestimmen den Zerfall eines Clusters in Hadronen.

2.7 Monte-Carlo-Generatoren

Um aus der QCD Vorhersagen gewinnen zu können, die sich experimentell überprüfen lassen, benutzt man häufig Monte-Carlo-Generatoren, da analytische Berechnungen meistens nicht durchführbar sind. Monte-Carlo-Generatoren mit hadronischen Endzuständen bestehen im wesentlichen aus einem störungstheoretischen Teil, der die Dynamik von Quarks und Gluonen beschreibt, und einem Hadronisierungsmodell, das die Partonendzustände in Hadronen überführt.

Generatoren, die mit Hilfe von Partonschauermodellen Ereignisse erzeugen, sind nach folgendem Schema aufgebaut [9]. Man betrachte ein Parton mit der Virtualität (quadratische Partonmasse) t_0 , das durch Abstrahlung nicht auflösbarer Quanten, dies bedeutet ihr Energieanteil z ist kleiner als ein Mindestanteil z_c , in einen Zustand der Virtualität t übergeht. Der Übergang vom Zustand t_0 zum Zustand t kann durch die Abstrahlung beliebig vieler nicht auflösbarer Quanten geschehen. Daher berechnet sich die Wahrscheinlichkeit einer solchen Zustandsänderung $\Delta_a(t_0, t)$ (Sudakov-Formfaktor), als Summe (im Falle kontinuierlicher Variablen bedeutet dies Integration) der Möglichkeiten, den Zustand zu erreichen. Für $\Delta_a(t_0, t)$ ergibt sich durch Umformung und geeignete Näherung der Gleichung (2.7):

$$\Delta_a(t_0, t) = \exp \left(\int_{t_0}^t \frac{1}{t'} dt' \cdot \sum_{i=1}^{\infty} \int_{z_i \in \Omega} \frac{\alpha_s}{2\pi} P_{a_i \rightarrow b_i c_i}(z_i) dz_i \right),$$

wobei $\Omega = [0, \dots, z_c] \cup [1 - z_c, \dots, 1]$ den Bereich nichtauflösbarer Energieanteile abdeckt. Mit Hilfe des Sudakov-Formfaktors, der der Umkehrung einer kumulativen Verteilung entspricht und somit einer Gleichverteilung gehorcht, generiert

man eine Virtualität t . Ist diese Virtualität größer als eine Mindestvirtualität t_c so findet die entsprechende Verzweigung statt, andernfalls ist das Parton im Endzustand. In Fällen, in denen die Verzweigung stattfindet, wird der Energieanteil unter den zu generierenden Partonen unter Zuhilfenahme der Altarelli-Parisi-Splitting-Funktionen vergeben. Für die neu generierten Partonen wird nun das Verfahren mit entsprechend neuer Anfangsvirtualität erneut angewandt, bis schließlich alle Partonen im Endzustand sind.

Probleme bei der Erzeugung von Partonen durch dieses Verfahrens bestehen darin, einen geeigneten Abbruchwert t_c und einen geeigneten Schwellwert z_c zu finden. Das Lösen dieser Probleme wird in den einzelnen Monte-Carlo-Generatoren unterschiedlich bewältigt. Einige Parameter werden dabei so justiert, daß die gemessenen Daten vom Generator möglichst gut beschrieben werden.

In dieser Arbeit werden drei Monte-Carlo-Generatoren: JETSET [19], HERWIG [20] und ARIADNE [21] verwendet. JETSET ist aus einem Splitting-Partonschauers und einem String-Fragmentierungsmodell aufgebaut. Derselbe String-Fragmentierungsalgorithmus wird auch für ARIADNE verwendet. ARIADNE verfügt dagegen über einen Farbdipol-Partonschauersalgorithmus. HERWIG besteht aus einem Splitting-Partonschauersalgorithmus ähnlich des JETSET-Partonschauers und einer Cluster-Fragmentierung. Da hauptsächlich störungstheoretisch gewonnene QCD-Vorhersagen überprüft werden, wurde bei der Wahl der Monte-Carlo-Generatoren darauf geachtet, daß sie sich im Partonschauerbild unterscheiden.

Kapitel 3

Vorhersagen von Eigenschaften von Quark- und Gluonjets

Um QCD-Vorhersagen über die innere Struktur von Quark- und Gluonjets zu bekommen, werden mit den im Kapitel 2 besprochenen Monte-Carlo-Generatoren hadronische Z^0 -Zerfälle generiert und daraus beobachtbare Variablen berechnet. Zum einen werden Variablen untersucht, bei denen die entsprechenden Größen vor und nach der Fragmentierung, also auf Parton- und Hadronebene, gleich oder ähnlich sind. Diese Variablen haben den Vorteil, störungstheoretisch berechnete Vorhersagen wiederzugeben. Zum anderen werden Variablen betrachtet, die durch die Hadronisierung eine starke Veränderung erfahren oder über die es auf Partonebene keine Vorhersagen gibt. Mit dieser Art von Variablen versucht man, ein besseres Verständnis der Fragmentierungsmodelle zu gewinnen. Diese Arbeit konzentriert sich vor allem auf die Untersuchung störungstheoretisch gewonnener Größen. Daher wurde bei der Wahl der zu untersuchenden Größen darauf geachtet, daß störungstheoretisch berechnete Eigenschaften durch die Hadronisierung nicht verloren gehen.

Wie einleitend erwähnt, sind die Teilnehmer an der starken Wechselwirkung Quarks und Gluonen. Da Quarks und Gluonen aufgrund des Confinements nicht einzeln untersucht werden können, bedient man sich ihrer Hadronjets, aus deren Verhalten auf die Eigenschaften von Quarks und Gluonen geschlossen werden kann. Ereignisse, bei denen ein hochenergetisches Gluon abgestrahlt wurde, haben in der Regel drei separierbare Hadronjets, wenn die Flugrichtung des Gluons einen großen Winkel mit der Richtung des abstrahlenden Quarks einnimmt. Daher geht man davon aus, daß 3-Jet-Ereignisse auf Hadronebene durch Abstrahlung eines energiereichen Gluons auf Partonebene zustande kommen. So kann den hadronischen Jets eines 3-Jet-Ereignisses ein Quark oder ein Gluon zugeordnet werden und dem entsprechend spricht man dann von einem Quark- oder einem Gluonjet.

Im folgenden sollen die untersuchten Variablen besprochen und die zugehöri-

gen Vorhersagen der einzelnen Generatoren miteinander verglichen werden. Zu diesem Zweck werden zunächst einige grundsätzliche Definitionen vorgenommen. Anschließend werden die zu untersuchenden Variablen definiert und dargestellt.

3.1 Jetdefinition

Grundsätzlich sind Jets Gruppierungen von Teilchen. Das Auffinden einzelner Gruppierungen (auch häufig als Clustern bezeichnet) erfolgt in dieser Arbeit unter Zuhilfenahme des Durham-Algorithmus [22]. Dieser Algorithmus arbeitet nach folgendem Prinzip. Zunächst wird jenes Teilchenpaar i und j gesucht, für das die Durham-Variablen y_{ij} am kleinsten ist. Dabei ist:

$$y_{ij} = 2 \frac{\min(E_i^2, E_j^2)(1 - \cos \theta_{ij})}{E_{vis}^2},$$

wobei E_i die Gesamtenergie des i -ten Teilchens, θ_{ij} der Winkel zwischen den Impulsvektoren der Teilchen i und j , und E_{vis} die gesamte im Detektor registrierte Energie ($E_{vis} = \sum E_i$) ist. Dann werden die Teilchen i und j , für die die Variable y_{ij} am kleinsten ist, zu einem Pseudoteilchen zusammengefaßt, indem man ihre Viererimpulse aufaddiert und durch dieses Pseudoteilchen ersetzt. Dadurch reduziert sich die Anzahl der Teilchen um eins. Schließlich wird auf diesen neuen Satz von Teilchen das Verfahren erneut angewandt und solange wiederholt, bis der kleinste y_{ij} -Wert größer als ein Auflösungparameter y_{cut} ist.

Die Anzahl der verbliebenen Teilchen bzw. Pseudoteilchen gibt die Anzahl der Jets wieder. Die Summe der Impulsvektoren der zu einem Jet zusammengefaßten Teilchen ergibt die Jetachse. Die Rate, mit der Ereignisse mit n Jets auftreten, ist vom Auflösungsparameter y_{cut} abhängig. Eine hohe Auflösung, also ein kleines y_{cut} , führt zu vielen Jets. Die maximale 3-Jet-Rate wird mit diesem Algorithmus bei $y_{cut} = 0,002$ erreicht. Ein hohes y_{cut} führt zu weniger Jets, die dafür aber besser getrennt sind. Die beste Trennung der Jets im Falle eines 3-Jet-Ereignisses erhält man, wenn die Jets untereinander einen Winkel von 120° einschließen: sogenannte Mercedesereignisse. Dies würde bei einem $y_{cut} = \frac{1}{3}$ erreicht werden, allerdings mit einer verschwindend kleinen 3-Jet-Rate. Um einen Kompromiß zwischen „Mercedesartigkeit“ der 3-Jet-Ereignisse und genügender Statistik einzugehen, ist ein $y_{cut} = 0,1$ mit einer 3-Jet-Rate von 5 % gewählt worden. Ein Beispiel für ein 3-Jet-Ereignis von einem hadronischen Z^0 -Zerfall, das mit dem JETSET-Generator erzeugt und mit dem Durham-Algorithmus und einem y_{cut} von 0,1 gebildet wurde, ist in Abb. 3.1 dargestellt. Die Teilchen, die eine Lebensdauer von mehr als 10^{-11} s haben (nur solche werden vom Detektor registriert), werden darin als Linien, deren Länge dem Teilchenimpuls proportional ist, repräsentiert. Die Zugehörigkeit zu einem Jet wird durch unterschiedliche

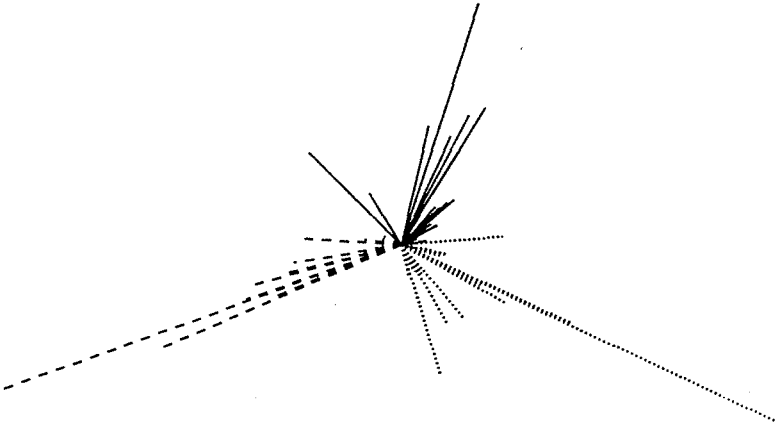


Abbildung 3.1: 3-Jet-Ereignis erzeugt vom JETSET-Generator.

Linienarten signalisiert. Die Häufigkeitsverteilung der minimalen Winkel (Θ_{min}) zwischen den Jets eines 3-Jet-Ereignisses, das mit dem Durham-Algorithmus und einem y_{cut} von 0,1 gebildet wurde, ist in Abb. 3.2 dargestellt. Aus Abb. 3.2 läßt sich entnehmen, daß alle Paare von Jets einen Winkel von mindestens 60° einschließen. Die wahrscheinlichste Konfiguration tritt mit einem minimalen Winkel zwischen den Jets von 100° auf.

3.2 Gluonjetdefinition

Im Rahmen von Partonschauermodellen kann ein Gluonjet auf Partonebene auf folgende Weise definiert werden. Zunächst werden 3-Jet-Ereignisse mit einem bestimmten Auflöseparameter y_{cut} gesucht. Verfolgt man in solch einem Ereignis die beiden primär erzeugten Quarks durch die Schauerevolution, so definiert man die Jets, in denen die primären Quarks enden, als Quarkjets. Der Jet, in dem keines der beiden primär erzeugten Quarks zu finden ist, wird als Gluonjet definiert.

Um auf Hadronebene einen Gluonjet definieren zu können, muß wiederum zunächst nach 3-Jet-Ereignissen gesucht werden. Ist ein solches gefunden, wird auf Partonebene ein 3-Jet-Ereignis erzwungen, indem die Partonen solange zu Clustern zusammen gefaßt werden, bis sich drei Jets gebildet haben. Anschließend werden nach obiger Definition Quark- und Gluonjets ausgewiesen. Danach wer-

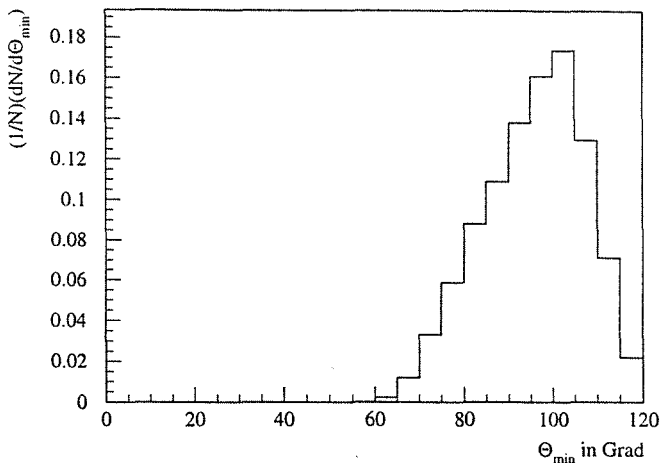


Abbildung 3.2: Häufigkeitsverteilung der minimalen Winkel Θ_{\min} zwischen den Jets eines 3-Jet-Ereignisses. Die Jets wurden mittels Durham-Algorithmus und einem Auflöseparameter $y_{\text{cut}} = 0,1$ gebildet.

den die Partonjets den Hadronjets zugewiesen. Diese Zuweisung erfolgt nach folgendem Schema. Zunächst wird der Partonjet dem Hadronjet zugewiesen, dessen Jetrichtung mit der Jetrichtung des Hadronjets den kleinsten Winkel einschließt. Von den beiden übrigen Paaren werden wiederum die zusammengefaßt, deren Jetachsen den kleineren Winkel miteinander bilden. So wird die Eigenschaft Quark- oder Gluonjet von der Partonebene auf die Hadronebene übertragen.

Diese Definitionen sind leider nicht ganz eindeutig. Zum einen gibt es Fälle, in denen auf Partonebene lediglich ein $q\bar{q}$ -Paar existiert, also kein 3-Jet-Ereignis erzwingen werden kann. Diese Art zweideutiger Ereignisse ist bei einem $y_1 = 0,1$ unerheblich. Zum anderen kann es vorkommen, daß die beiden primär erzeugten Quarks im selben Jet enden. Diese Ambiguitäten, in denen obige Definitionen versagen, treten in so wenigen Fällen auf, daß sie vernachlässigbar sind. Die Häufigkeit mehrdeutiger Ereignisse ist vom Auflöseparameter y_{cut} abhängig. Für einen Auflöseparameter $y_{\text{cut}} = 0,1$ ergibt sich eine Häufigkeit von 0,5 %.

Neben gut separierten Jets und geringer Ambiguitätsrate haben Mercedesereignisse den Vorteil, daß die Energien der Jets annähernd gleich sind, so daß der Beitrag von Energieeffekten zum unterschiedlichen Verhalten von Quark- und Gluonjets gering ist. Die Häufigkeitsverteilung der Jetenergien ist in Abb. 3.3 dargestellt. Aus Abb. 3.3 entnimmt man für Quarkjets eine mittlere Energie von

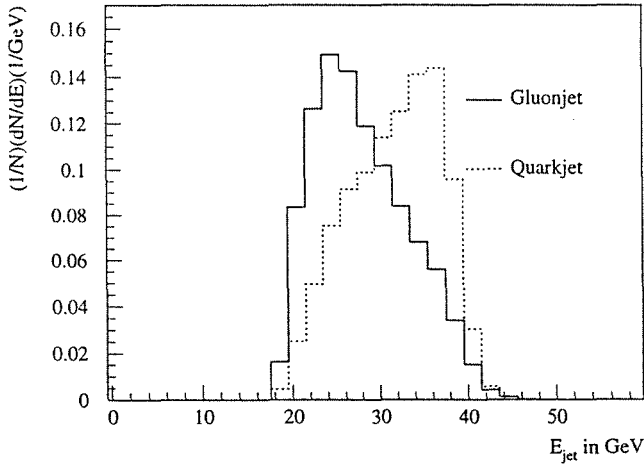


Abbildung 3.3: Häufigkeitsverteilung der Jetenergien E_{jet} für Quark- und Gluonjets.

$31,61 \pm 0,05 \text{ GeV}$ und für Gluonjets $28,03 \pm 0,05 \text{ GeV}$. Somit ist die mittlere Jetenergie eines Gluonjets um 11% kleiner als die für Quarkjets. Für die Teilchenmultiplizität bedeutet dies, daß die niedrigere Jetenergie der Gluonjets der Erhöhung der Teilchenmultiplizität von Gluonjets durch QCD-Effekte entgegenwirkt.

3.3 Untersuchte Variablen

An früheren Beschleunigerexperimenten (PEP, PETRA) wurde versucht, Unterschiede zwischen Quark- und Gluonjets zu finden. Das erste Mal wurde dies am JADE-Experiment versucht [23, 24, 25, 26]. Aufgrund der geringen Energie oder der niedrigen Statistik abseits der Z^0 -Resonanz war es kaum möglich, Unterschiede zu erkennen [27].

Unterschiede zwischen Quark- und Gluonjets kommen durch die Farbfaktoren, die im Kapitel 2 besprochen wurden, sowie durch die unterschiedliche Aufteilung der Energien bei den verschiedenen elementaren Verzweigungen (Altarelli-Parisi-Funktionen), zustande. Diese Effekte wirken zwar alle in die gleiche Richtung (zum Beispiel Erhöhung der Teilchenmultiplizität im Gluonjet), der dominante Effekt beruht aber auf den Farbfaktoren. Für die Verzweigung $g \rightarrow gg$ er-

gibt sich daraus ein höherer Wirkungsquerschnitt als für $q \rightarrow qg$. Daher erwartet man qualitativ eine höhere Teilchenmultiplizität N in Gluonjets als in Quarkjets. Für den Quotienten der Teilchenmultiplizitäten in Gluon- und Quarkjets sagt die QCD [28] im Grenzfall unendlicher Schwerpunktsenergie (E_s)

$$\lim_{E_s \rightarrow \infty} \frac{N_g}{N_q} = \frac{C_A}{C_F} = \frac{9}{4}$$

voraus. Unter Berücksichtigung höherer Ordnungen [29] erwartet man für

$$\frac{N_g}{N_q} \approx 2,0.$$

Auch die Hadronisierung leistet einen mehr oder minder großen Beitrag, um Unterschiede zwischen Quark- und Gluonjets zu verstärken. Beim String-Modell wird dieses durch den String-Effekt hervorgerufen. Da sich ein String von einem Quark über Gluonen zu einem Antiquark erstreckt, bekommt ein Gluonjet, aufgrund seiner Mittellage, mehr Stringlänge zugewiesen als die Quarkjets. Dies führt wiederum zu einer Erhöhung der Multiplizität von Gluonjets. Im Cluster-Modell entspricht dem ein ähnliches Bild. Es kann sich nämlich ein sehr langes Cluster von einem Quark eines Quarkjets zu einem Quark des Gluonjets erstrecken. Wiederum ist der Gluonjet aufgrund seiner Mittellage bevorzugt, da er zweimal an jetübergreifenden Clustern beteiligt sein kann, im Gegensatz zu Quarkjets, von denen jeder Jet höchstens einmal an einem jetübergreifenden Cluster teilnimmt.

Aus der Vielzahl möglicher Variablen haben sich die Subjet-Multiplizität, die Subjet-Rate, die y_2 -Verteilung, die Rapidität und die Jetbreite, die im folgenden weiter erläutert werden, als für diese Arbeit besonders geeignet erwiesen.

3.3.1 Subjet-Multiplizität und -Rate

Um die innere Struktur eines Jets zu ermitteln, werden die Jets eines 3-Jet-Ereignisses in Subjets zerlegt [30, 31, 32]. Die Subjets werden dabei mit demselben Algorithmus gebildet, mit dem die Jets gefunden wurden (Durham-Algorithmus), lediglich der Auflösese-parameter ist kleiner ($y_{cut} = y_0 < y_1$) und damit die Auflösese-genauigkeit größer, so daß mehr Struktur und damit mehr Jets gefunden werden. Die Subjet-Eigenschaften können daher als Funktion des Auflöseseparameters y_0 angesehen werden. Für sehr große y_0 in der Nähe von y_1 wird sehr wenig zusätzliche Struktur aufgelöst. Das bedeutet für die Subjet-Multiplizität N_s :

$$\lim_{y_0 \rightarrow y_1} N_s(y_0) = 1.$$

Im anderen Extremfall, in dem y_0 sehr klein im Vergleich zu y_1 ($y_0 \ll y_1$) ist, wird jedes Teilchen als Subjet aufgelöst, und man beobachtet ein Maximum an

Struktur. Für die Subjet-Multiplizität bedeutet dies:

$$\lim_{y_0 \rightarrow 0} N_s(y_0) = N_p$$

wobei N_p die Anzahl der Teilchen des Jets wiedergibt.

Im weiteren wird als Subjet-Multiplizität die mittlere Anzahl an Subjets minus eins ($\langle N_s(y_0) - 1 \rangle$) bezeichnet, da diese Größe für y_0 -Werte, die sehr viel kleiner sind als y_1 , die Anzahl der zusätzlich erzeugten Partonen wiedergibt. Abb. 3.4 zeigt die mittlere Subjet-Multiplizität als Funktion von y_0 für Hadron- und Partonjets jeweils für Quark- und Gluonjets. Dabei wurden die

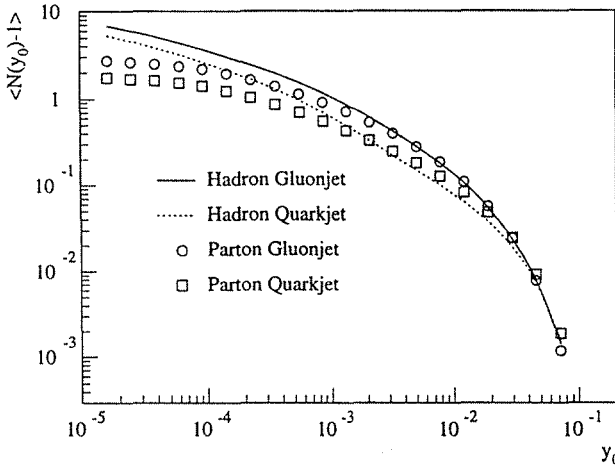


Abbildung 3.4: Mittlere Subjet-Multiplizität als Funktion von y_0 (JETSET).

Subjet-Multiplizitäten mit JETSET gewonnen. Für y_0 -Werte größer 10^{-3} folgt die Subjet-Multiplizität auf Hadronebene sehr gut der störungstheoretischen Vorgabe auf Partonebene. Für y_0 -Werte kleiner 10^{-3} spielen Hadronisierungseffekte eine so große Rolle, daß die Partoninformationen verloren gehen. Ähnliches gilt für den Quotienten Q der Subjet-Multiplizität von Gluon- und Quarkjets, der in Abb. 3.5 dargestellt ist. Hier zeigen Hadronen ein qualitativ ähnliches Verhalten wie Partonen bis etwa zu einem y_0 -Wert von 10^{-3} . Für kleinere Werte nimmt der Quotient auf Hadronebene ab. Wohingegen auf Partonebene kaum mehr eine Änderung eintritt. Die generell höhere Subjet-Multiplizität von hadronischen Gluonjets im Vergleich zur Partonebene für y_0 -Werte größer 10^{-3} , die sich in einem höheren Wert des Quotienten in Abb. 3.5 äußert, ist hauptsächlich auf Quarkmassen zurückzuführen.

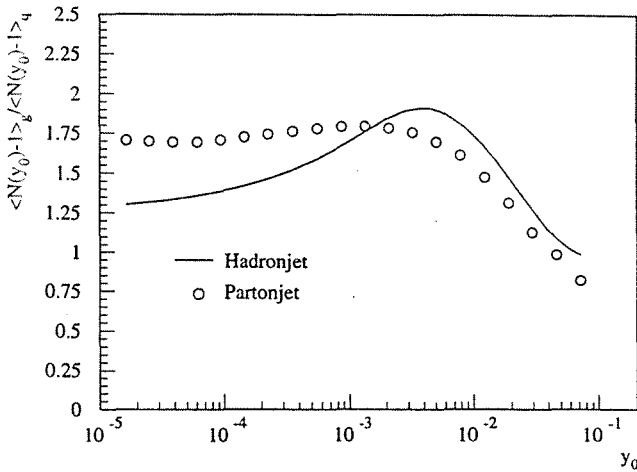


Abbildung 3.5: Subjet-Multiplizitätsquotient $\frac{\langle N_s(y_0) \rangle_q}{\langle N_s(y_0) \rangle_{-1}>_q}$ als Funktion von y_0 generiert mittels JETSET.

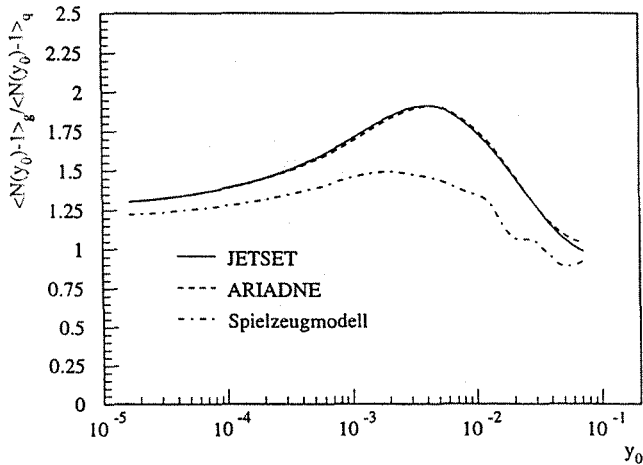


Abbildung 3.6: Um den Einfluß der QCD-Farbfaktoren auf den Subjet-Multiplizitätsquotienten zu überprüfen, wurde im Spielzeugmodell $C_A = \frac{4}{3}$ gesetzt.

Der Verlauf der Subjet-Multiplizitätskurve ist dadurch bestimmt, daß für sehr kleine y_0 -Werte viel Struktur und damit viele Subjets aufgelöst werden, wohingegen für y_0 -Werte in der Nähe von y_1 sehr wenig zusätzliche Struktur aufgelöst werden kann. Im Grenzfall, für y_0 -Werte, die gegen y_1 streben, wird nur noch der Jet selbst als Subjet aufgelöst, so daß die Subjet-Multiplizität minus eins gegen Null streben muß. Wie sich die Subjet-Multiplizität minus eins an den Wert null annähert ist jedoch für Quark- und Gluonjets verschieden.

Für große Werte von y_0 in der Nähe von y_1 streben sowohl die Subjet-Multiplizität von Quark- als auch die von Gluonjets gegen eins. Darum sollte auch der Quotient der Subjet-Multiplizitäten gegen eins streben, wenn man y_0 gegen y_1 laufen läßt. Da aber nicht die Multiplizität an sich, sondern die Multiplizität minus eins betrachtet wird, kann eine geringfügige Fluktuation relativ große Auswirkungen im Grenzverhalten für $y_0 \rightarrow y_1$ haben. So ist eine Abweichung vom zu erwartenden Wert eins des Quotienten bei großen y_0 -Werten nicht unerwartet. Das Abfallen des Quotienten auf Werte unter eins ist durch die unterschiedliche Energie von Quark- und Gluonjets bestimmt. Wie in Abb. 3.3 gezeigt, haben die Gluonjets im Mittel weniger Energie als Quarkjets. Da für y_0 -Werte in der Nähe von y_1 hauptsächlich bei höherenergetischen Jets ein zweites Subjet aufgelöst wird, sind dadurch Quarkjets bevorzugt. Diese Bevorzugung ist sogar so stark, daß sie gegenüber der höheren Farbladung von Gluonjets dominiert und zu dem Abfallen des Quotienten der Subjet-Multiplizitäten von Quark- und Gluonjets unter den Wert eins für große y_0 -Werte in der Nähe von y_1 führt.

Um zu prüfen, wie sehr der Quotient der Subjet-Multiplizität durch die QCD-Farbfaktoren bestimmt wird, werden die Vorhersagen verschiedener Generatoren in Abb. 3.6 mit einem „Spielzeugmodell“ verglichen. Bei diesem Spielzeugmodell handelt es sich um den JETSET-Generator, bei dem der Farbfaktor C_A von 3 auf $\frac{4}{3}$ gesetzt wurde. Genaugenommen wurde diese Änderung nur für die Wahrscheinlichkeit der Verzweigung $g \rightarrow gg$ vorgenommen. Die Abweichung der Vorhersage des Subjet-Multiplizitätsquotienten des Spielzeugmodells vom Wert eins läßt sich darauf zurückführen, daß nicht nur die unterschiedlichen Farbfaktoren, sondern auch die unterschiedlichen Altarelli-Parisi-Funktionen sowie die Hadronisierung einen Teil zur Erhöhung der Multiplizität in Gluonjets beitragen. Der Vergleich von JETSET mit dem Spielzeugmodell vermittelt zugleich auch einen Eindruck, wie groß diese Effekte einzuschätzen sind. Die größte Abweichung des Spielzeugmodells von den QCD-Modellen bei einem y_0 -Wert von $5 \cdot 10^{-3}$ zeigt jedoch den starken Einfluß der Farbfaktoren auf die Vorhersage.

Unter der Subjet-Rate R_s versteht man die Häufigkeit, mit der eine bestimmte mittlere Subjet-Multiplizität bei einem festen y_0 auftritt. In dieser Arbeit sind die Häufigkeiten des Auftretens von einem, zwei, drei oder vier Subjets als Funktion von y_0 untersucht worden. Abb. 3.7 zeigt die Subjet-Rate für zwei Subjets. Subjet-Raten von drei oder vier Subjets werden erst bei y_0 -Werten kleiner 10^{-3}

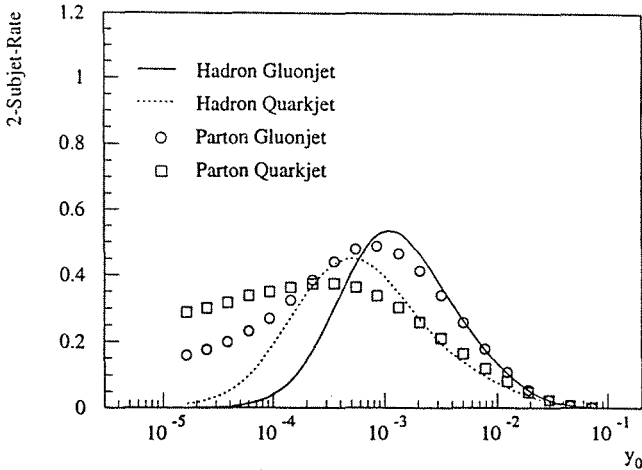


Abbildung 3.7: Subjet-Rate für zwei Subjets für Quark- und Gluonjets auf Hadron- und Partonebene (JETSET).

relevant. Bei diesen y_0 -Werten sind Hadronisierungseffekte jedoch so groß, daß Hadron- und Partonebene stark voneinander abweichen. Um störungstheoretische Vorhersagen zu machen, eignen sich daher nur die 1- und 2-Subjet-Rate.

3.3.2 Die y_2 -Verteilung

Wird ein Jet in zwei Subjets aufgelöst, so bezeichnet man die zugehörige Durham-Variable y_{ij} als y_2 . Um diese Größe in ein handliches Format zu bringen, betrachtet man allerdings $-\ln(y_2)$ (gelegentlich wird $-\ln(y_2)$ auch als L_2 bezeichnet). Die y_2 -Verteilung ist somit die Häufigkeitsverteilung der $-\ln(y_{ij})$ -Werte der Durham-Variablen im Falle zweier erzwungener Subjets. Diese Größe ist deshalb besonders interessant, da mit ihr die starke Kopplungskonstante für Gluonjets bestimmt werden könnte, indem an die Verteilung eine theoretisch berechnete Kurve angepaßt wird. Leider ist momentan noch keine theoretische Vorhersage für die y_2 -Verteilung zugänglich, aus deren Anpassung an die Daten man einen Wert für α_s extrahieren könnte. Eine Messung der starken Kopplungskonstanten ist in diesem Fall aber besonders interessant, da sie für Gluonjets getrennt ermittelt werden könnte. In Abb. 3.8 ist die Häufigkeitsverteilung der L_2 -Werte für Quark- und Gluonjets auf Hadron- und Partonebene dargestellt. Die dargestellten Verteilungen sind mit Hilfe des JETSET-Modells vorhergesagt worden.

Quark- und Gluonjets auf Hadron- und Partonebene zeigen große Unterschiede. Gluonjets auf Hadronebene folgen der Partonvorhersage in einem Bereich von $2 < -\ln(y_2) < 5$.

3.3.3 Rapidität

Die Rapidität y der Teilchen ist in diesem Zusammenhang bezüglich der Jetachse wie folgt definiert:

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_L}{E - p_L},$$

wobei E die Energie des Teilchens und p_L sein Longitudinalimpuls bezüglich der Jetachse sind. Diese Größe zeigt Unterschiede für Quark- und Gluonjets besonders deutlich. So wird für Quarkjets eine Plateaubildung in der Rapiditätsverteilung vorhergesagt [34], die bei Gluonjets nicht auftritt. Abb. 3.9 zeigt die Rapiditätsverteilung für Quark- und Gluonjets auf Parton- und Abb. 3.10 auf Hadronebene. Leider können Hadron- und Partonebene nicht direkt miteinander verglichen werden, da sie aufgrund der unterschiedlichen Multiplizitäten stark voneinander abweichen. Man kann allerdings den qualitativen Verlauf der Kurven vergleichen. Zunächst kann festgestellt werden, daß sich in beiden Abbildungen deutliche Unterschiede in den Maxima für Quark- und Gluonjets ergeben. Aus dem Quotienten Q_y der Maximalwerte von Quark- und Gluonjets erwartet man [34] für unendliche Schwerpunktsenergie, daß er dem Verhältnis der QCD-Farbfaktoren entspricht.

$$\lim_{E_s \rightarrow \infty} \frac{y_g^{max}(E_s)}{y_q^{max}(E_s)} = \lim_{E_s \rightarrow \infty} Q_y(E_s) = \frac{C_A}{C_F}$$

Auf Hadronebene ergibt sich für den Quotienten der Maximalwerte der Rapiditäten $Q_y = 1,65 \pm 0,01$, auf Partonebene erhält man $Q_y = 1,76 \pm 0,01$. Diese beiden Werte wurden jeweils mit dem JETSET-Generator gewonnen. Vergleicht man Quark- und Gluonjets auf Hadron- bzw. Partonebene, so ist das vorhergesagte Plateau für Quarkjets auf Partonebene deutlicher zu erkennen als auf Hadronebene. Auf Hadronebene wird es etwas durch die Hadronisierung verwaschen, ist aber ansatzweise noch vorhanden.

3.3.4 Jetbreite

Die Gesamtjetbreite B_E ist der Energiefluß in einem bestimmten Raumwinkelbereich um die Jetachse normiert auf die gesamte Jetenergie:

$$B_E(\Theta) = \frac{1}{E_{jet}} \int_0^\Theta \int_0^{2\pi} E(\phi, \vartheta) d\phi d\vartheta .$$

Dabei ist E_{jet} die gesamte Jetenergie und $E(\phi, \vartheta)$ die Energiedichte um die Jetachse. Um Unterschiede zwischen Quark- und Gluonjets besser sichtbar zu machen, kann man auch die differentielle Jetbreite ξ betrachten. Dabei ist $\xi(\Theta)$ definiert als

$$\xi(\Theta) = \frac{dB_E(\Theta)}{d\Theta} .$$

In Abb. 3.11 ist die Gesamtjetbreite und in Abb. 3.12 die differentielle Jetbreite für das JETSET-Modell dargestellt. Sowohl aus der Gesamtjetbreite als auch aus der differentielle Jetbreite läßt sich entnehmen, daß Gluonjets breiter sind als Quarkjets. Auf Partonebene zeigen Quarkjets ein eigenartiges Verhalten. Um dies zu verdeutlichen, sind die ersten fünf Grad der differentielle Jetbreite in Abb. 3.13 dargestellt. Der hohe Wert der differentielle Jetbreite bei null Grad für Quarkjets auf Partonebene ist auf Einpartonjets zurückzuführen. Einpartonjets treten auch in Gluonjets auf, aber mit einer wesentlich geringeren Häufigkeit, so daß dort kein auffälliges Verhalten beobachtet werden kann.

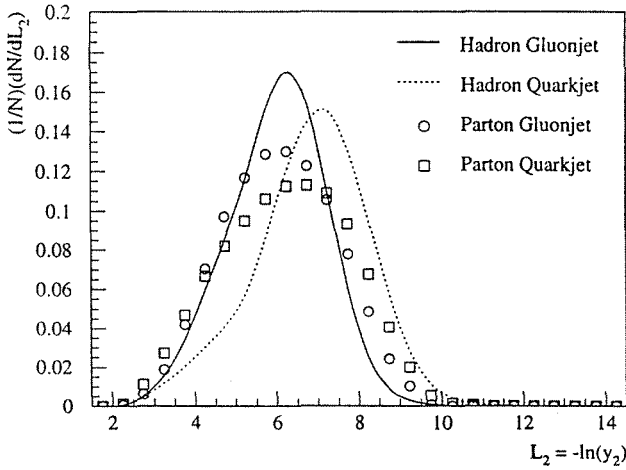


Abbildung 3.8: Häufigkeitsverteilung der L_2 -Werte für Quark- und Gluonjets auf Hadron- und Partonebene (JETSET).

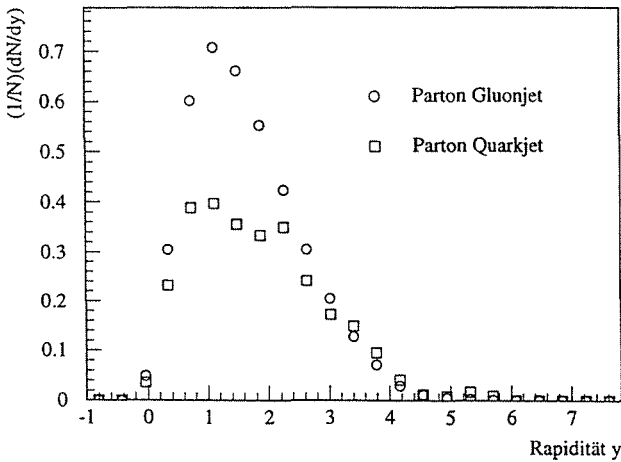


Abbildung 3.9: Rapiditätsverteilung der Teilchen eines Jets auf Partonebene (JETSET).

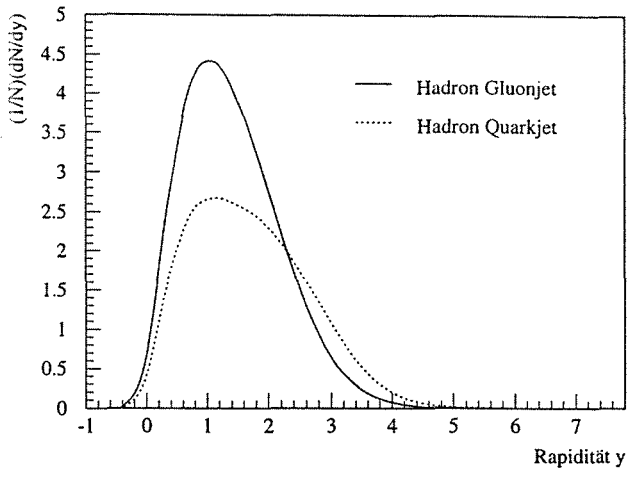


Abbildung 3.10: *Rapidityverteilung der Teilchen eines Jets auf Hadronebene (JETSET).*

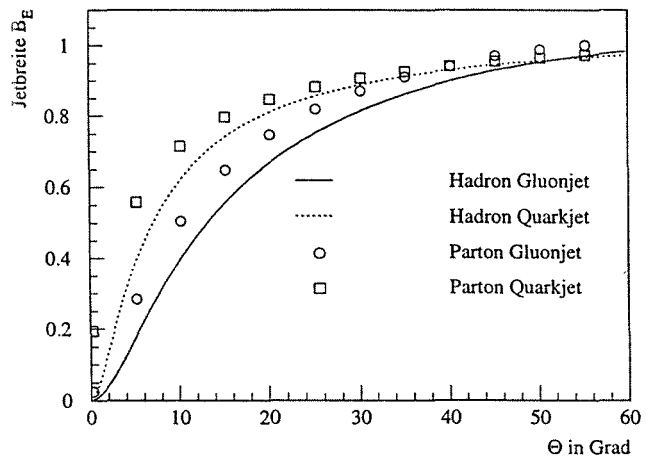


Abbildung 3.11: *Gesamtjetbreite $B_E(\Theta)$ auf Hadron- und Partonebene (JETSET).*

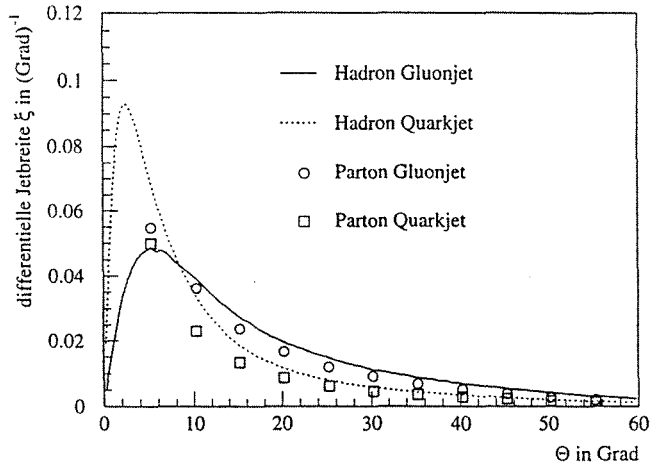


Abbildung 3.12: *Differentielle Jetbreite $\xi(\Theta)$ auf Hadron- und Partonebene (JETSET).*

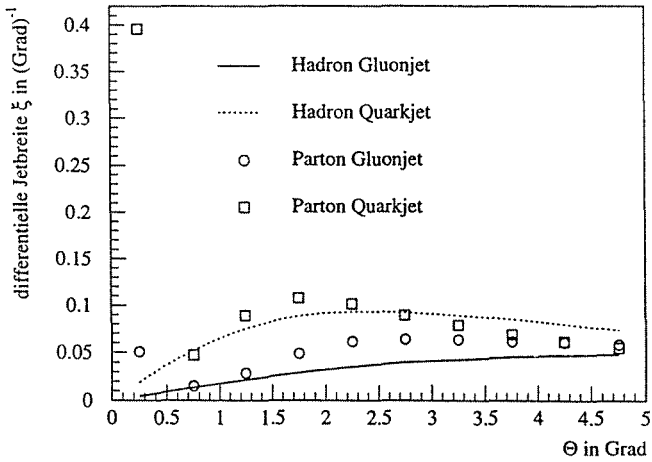


Abbildung 3.13: *Die ersten fünf Grad der differentiellen Jetbreite $\xi(\Theta)$ (JETSET).*

Kapitel 4

Beschreibung des ALEPH-Experiments

Am europäischen Kernforschungszentrum CERN nahe der Stadt Genf wurde 1989 der Elektron-Positron-Beschleuniger LEP (Large Electron Positron Collider) in Betrieb genommen. In diesem Speicherring mit einem Umfang von ca. 27 km werden Elektronen und Positronen auf eine Energie von je 45 GeV beschleunigt und an vier Wechselwirkungspunkten zur Kollision gebracht. An diesen Stellen sind unterirdisch vier große Detektorkomplexe aufgebaut, die der Untersuchung der e^+e^- -Annihilation dienen und im besonderen das elektroschwache Vektorboson Z^0 und seine Zerfallsprozesse erforschen.

Einer dieser Detektoren ist der ALEPH-Detektor (Aparatus for LEP Physics). Der Detektor ist schalenförmig aus mehreren Subdetektoren um den Wechselwirkungspunkt der Elektronen und Positronen aufgebaut und deckt den 4π Raumwinkel fast vollständig ab. Zu den inneren Subdetektoren zählen der Vertex-Detektor (VDET), die innere Spurkammer (ITC) und die Zeitprojektionskammer (TPC). Sie alle sind konzipiert, die Spuren geladener Teilchen sehr genau zu rekonstruieren. Die beiden äußeren Schalen sind das elektromagnetische Kalorimeter (ECAL) und das Hadronkalorimeter (HCAL), mit deren Hilfe die Energie der Teilchen bestimmt wird und insbesondere den Nachweis der neutralen Teilchen ermöglicht. Zwischen den beiden Kalorimetern befindet sich ein supraleitendes Solenoid, das ein Magnetfeld von 1,5 T parallel zur Detektorlängsachse (z -Richtung) erzeugt. Das aus Eisen bestehende Hadronkalorimeter dient gleichzeitig als dessen Rückflußjoch. Neben den Neutrinos, die den Detektor ungehindert durchdringen, ohne ein Signal zu hinterlassen, sind die energiereichen Myonen (ab einer Energie von ca. 3 GeV) die einzigen bekannten Teilchen, die nicht in den Kalorimetern absorbiert werden. Deshalb befinden sich zum Myon-Nachweis außerhalb des Hadronkalorimeters zwei Doppellagen an Streamer-Rohrkammern (Myon-Kammern).

Der gesamte Detektor hat eine Länge von etwa 11 m und ist ca. 9,3 m hoch.

Seine Gesamtmasse beträgt etwa 3000 t. Eine schematische Gesamtansicht ist in Abb. 4.1 dargestellt. Eine genaue Beschreibung des experimentellen Aufbaus befindet sich in [35, 36].

In den folgenden Abschnitten werden zunächst die einzelnen Subdetektoren sowie andere Detektorkomponenten wie das Triggersystem und die Datenerfassung beschrieben. Dabei werden solche Detektorkomponenten genauer erläutert, die für diese Analyse vorrangig sind. Für diese Arbeit sind am wichtigsten die drei Spurkammern, das elektromagnetische Kalorimeter und das Hadronkalorimeter. Mit diesen Subdetektoren kann ein hadronisches Ereignis fast vollständig erfaßt werden. Bei den Kriterien, die in dieser Arbeit auf die Ereignisse angewendet werden (siehe hierzu das Kapitel über die Meßmethode), um geeignete hadronische Z^0 -Zerfälle zu selektieren, fallen die Luminositätskalorimeter aus dem geometrischen Akzeptanzbereich heraus, so daß sie im Rahmen dieser Arbeit keine Rolle spielen. Bei den Spurkammern kann nur unter Berücksichtigung der Informationen des Vertex-Detektors die für diese Arbeit notwendige Genauigkeit erreicht werden, so daß ihm eine entscheidende Rolle zufällt.

4.1 Vertex-Detektor

Der Vertex-Detektor dient der genauen Spurrekonstruktion. Mit ihm ist es möglich, Aussagen über Zerfälle schwerer Quarks zu gewinnen. Da diese Arbeit hauptsächlich auf dem Nachweis der Zerfallsprodukte langlebiger Hadronen mit schweren Quarks basiert, wird der Vertex-Detektor im folgenden genauer beschrieben.

Der Vertex-Detektor ist der zum Wechselwirkungspunkt nächste Detektor. Zwischen dem Wechselwirkungspunkt und dem Vertex-Detektor befindet sich nur noch das Strahlrohr, das in diesem Bereich (± 38 cm um den Vertex) aus einem 0,3 mm starken Berylliumrohr mit einem Durchmesser von 11,6 cm besteht. Den Vertex-Detektor bilden Siliziumstreifendetektoren, die auf zwei Stützstrukturen aus kohlefaserverstärktem Kunststoff montiert sind. Jeweils vier dieser Siliziumstreifendetektoren nebeneinander angeordnet bilden ein sogenanntes Modul. Der innere Zylinder ist aus 12 Modulen aufgebaut und hat einen Durchmesser von 19,2 cm; der äußere Zylinder mit einem Durchmesser von 22,6 cm besteht aus 15 Modulen. Ein schematischer Aufbau des Vertex-Detektors ist in Abb. 4.2 dargestellt. Der Vertex-Detektor deckt 77 % des gesamten Raumwinkels ab. Teilchen, die unter einem Winkel von mehr als 30° bezüglich der Strahlachse vom primären Vertex kommen, kann der Vertex-Detektor mit beiden Detektorebenen nachweisen.

Jeder der 108 quadratischen Siliziumstreifen-Detektoren hat eine Kantenlänge von 51,2 mm und eine Dicke von 300 μm . Auf beiden Seiten befinden sich Aus-

lesestreifen. Diese sind so angeordnet, daß die Streifen auf der einen und die auf der anderen Seite senkrecht zueinander verlaufen. Um das Auslesen der Streifen zu vereinfachen und um den nachzuweisenden Teilchen möglichst wenig Materie in Form von Leiterbahnen und Ausleseelektronik in den Weg zu stellen, sind hintereinander liegende Auslestestreifen zweier Scheiben eines Moduls zusammengeschaltet. Daher können die Längsstreifen durch Vorverstärker am Modulende ausgelesen werden. Die Querstreifen werden über Vorverstärker, die auf den Siliziumplättchen montiert sind, ausgelesen. Die Auslestestreifen haben einen Abstand von $25 \mu\text{m}$. Jeder vierte Streifen wird ausgelesen. Durch Schwerpunktsbildung der Ladungseinträge über benachbarte angesprochene Streifen wird mit dem Vertex-Detektor eine Genauigkeit von $12 \mu\text{m}$ bei der Bestimmung des Durchgangsorts eines geladenen Teilchens durch die Siliziumscheiben erreicht.

4.2 Innere Spurkammer

Die innere Spurkammer erfüllt zwei Aufgaben. Einerseits dient sie dem Spurnachweis, andererseits stellt sie sehr schnell (innerhalb $5 \mu\text{s}$ nach der Wechselwirkung) Informationen über Spuren geladener Teilchen dem Triggersystem zur Verfügung. Bei der ITC handelt es sich um eine zylindrische, etwa 2 m lange Vieldrahtdriftkammer mit einem Innendurchmesser von 32 cm und einem Außendurchmesser von 52 cm . Alle Drähte verlaufen parallel zur z -Achse. Die insgesamt 960 Signaldrähte sind in acht konzentrischen Lagen angeordnet. Die Felddrähte sind um die Signaldrähte so montiert, daß sich ein hexagonales Wabenmuster ergibt.

Die Ortsbestimmung in der Ebene senkrecht zur z -Achse erfolgt über die Driftzeitmessung und erreicht eine Genauigkeit von etwa $100 \mu\text{m}$. Die z -Koordinate erhält man aus dem Laufzeitunterschied der Signale auf den Drähten zu den Endplatten. Sie läßt sich mit einer Genauigkeit von 3 cm bestimmen.

4.3 Zeitprojektionskammer

Die Zeitprojektionskammer ist als zentrale Spurkammer eines der Hauptbestandteile des ALEPH-Detektors (siehe Abb. 4.3). Die TPC ist im wesentlichen ein mit Gas (91 % Argon, 9 % Methan) gefüllter Hohlzylinder. Ihre Außenmaße sind: Länge: $4,7 \text{ m}$, Innendurchmesser: 62 cm , Außendurchmesser: $3,6 \text{ m}$. In der Mitte der TPC, parallel zu den Deckflächen, befindet sich eine Membran aus $25 \mu\text{m}$ starker Mylarfolie, die die Kammer in zwei Drifthälften teilt.

In der Kammer herrscht parallel zum magnetischen Feld, das durch das supraleitende Solenoid erzeugt wird, ein elektrisches Feld. Das elektrische Feld wird

durch Anlegen einer Hochspannung zwischen der Membran und den Endflächen erzeugt. Elektronen aus Ionisationsprozessen driften entlang des elektrischen Feldes zu den Endflächen. An den Endflächen befinden sich zum Nachweis der ankommenden Elektronen Vieldrahtproportionalkammern. Vor den Proportionalkammern liegt eine weitere Lage Drähte, die als Gate bezeichnet wird. Das Gate befindet sich auf einem Potential, das das Eindringen driftender Elektronen verhindert. Es wird durch ein externes Triggersignal kurzzeitig geöffnet, um die TPC auszulesen. Die Kathodenflächen der Vieldrahtproportionalkammern sind in kleine Segmente (Pads) mit einer Kantenlänge von $6,2 \times 30 \text{ mm}$ unterteilt. Die Elektronenwolke, die im Bereich der Gasverstärkung in der Nähe der Anodendrähte entsteht, influenziert auf den Pads Ladung, die ebenfalls ausgelesen wird. Somit werden sowohl die Signaldrähte als auch die Pads zur Ortsbestimmung in der Ebene senkrecht zu z -Achse verwendet. Die Auflösung in dieser Ebene hängt vom Winkel zwischen der Teilchenspur und der Endfläche ab und liegt im Bereich zwischen $160 \text{ }\mu\text{m}$ und $400 \text{ }\mu\text{m}$. Die z -Koordinate erhält man aus der Driftzeitmessung. Die Auflösung in z -Richtung beträgt etwa $1,5 \text{ mm}$. Aus den Krümmungsradien der in der TPC und ITC rekonstruierten Spuren lassen sich die Impulse geladener Teilchen sehr genau bestimmen. Mit der in der TPC und ITC resultierenden Ortsauflösung ergibt sich eine Genauigkeit in der Impulsbestimmung (der Impuls wird mit p bezeichnet) von:

$$\frac{\Delta p}{p^2} = 0,0008 \left(\frac{\text{GeV}}{c} \right)^{-1}$$

Da zum Auslesen der TPC Proportionalkammern verwendet werden, kann der Energieverlust geladener Teilchen beim Durchgang durch Materie anhand der Ionisation gemessen werden. Dadurch ergibt sich die Möglichkeit, Teilchen anhand einer Energieverlustmessung zu identifizieren. Ein typischer Fehler der Energieverlustmessung pro Gesamtwegstrecke beträgt:

$$\frac{\Delta \frac{dE}{dz}}{\frac{dE}{dz}} \approx 0,05$$

Um die Driftzeitmessung zu kalibrieren, steht der TPC ein Laserkalibrationssystem zur Verfügung. Hierzu werden mit einem Laser geradlinige Ionisationsspuren in der TPC erzeugt. Die Driftzeitmessung wird nun so kalibriert, daß wieder geradlinige Spuren rekonstruiert werden.

4.4 Elektromagnetisches Kalorimeter

Das elektromagnetische Kalorimeter (ECAL) dient der Orts- und Energiebestimmung geladener Teilchen und Photonen. Elektronen und Photonen schauen vollständig in ihm auf, während Hadronen und Myonen in der Regel nur einen Teil

ihrer Energie deponieren und durch die Spule bis zum Hadronkalorimeter vordringen. Ein schematischer Aufbau des ECAL ist in Abb. 4.4 dargestellt.

Das ECAL ist in Schichten aus Bleiplatten als Schauermedium und Proportionalkammern als Nachweiskammern aufgebaut und umschließt die TPC vollständig. Die Bleiplatten der ersten 33 Lagen sind 2 mm dick, die letzten 12 der insgesamt 45 Lagen sind 4 mm dick. Die zwischen den Bleiplatten liegenden Proportionalkammern mit quadratischem Querschnitt (die Zellengröße beträgt 3,8 × 3,8 mm) und 3 × 3 cm Kathodenflächensegmentierung sind so übereinander angeordnet, daß sie projektive Türmchen bezüglich des Wechselwirkungspunkts bilden. Ein solches Türmchen deckt einen Raumwinkel von 1° × 1° ab. Die Proportionalkammern werden mit einer Gasmischung aus 80 % Xenon und 20 % CO₂ betrieben.

Die mit dem ECAL erreichte Energieauflösung liegt bei:

$$\frac{\Delta E}{E} = \sqrt{(0,017)^2 + \left(\frac{0,19}{\sqrt{E \cdot \frac{1}{\text{GeV}}}}\right)^2}$$

Der Ort des Schauerschwerpunkts läßt sich mit einer Genauigkeit von:

$$\Delta r_{\perp} = \frac{6,8 \text{ mm}}{\sqrt{E \cdot \frac{1}{\text{GeV}}}}$$

bestimmen.

4.5 Hadronkalorimeter und Myon-Kammern

Das Hadronkalorimeter, das im wesentlichen aus Eisen als Schauermedium besteht, erfüllt mehrere Aufgaben gleichzeitig. Zum einen formt es das Magnetfeld und dient als dessen Rückfußjoch. Zum anderen wirkt es als Schauermedium zur Energiebestimmung für diejenigen Teilchen, die im ECAL oder in der Spule nicht gestoppt wurden. Lediglich energiereiche Myonen mit einer Energie von mehr als 3 GeV durchqueren das HCAL und werden anschließend in den Myon-Kammern nachgewiesen. Myonen mit weniger Energie verlieren ihre Energie im ECAL und im HCAL vollständig.

Das Eisen des HCAL ist in 22 Platten von je 5 cm Dicke unterteilt. Zwischen den 22 Platten liegen die Nachweiskammern. Eine erste Lage von Nachweiskammern befindet sich noch vor der ersten Eisenplatte. Im Falle des HCAL erfolgt der Nachweis mittels Streamer-Rohren. Die Rohre sind aus PVC-Profilen, deren Innenflächen durch eine Graphitbeschichtung leitend gemacht wurden, gefertigt und haben einen Innenquerschnitt von 9 × 9 mm. Die Wandstärke beträgt 1 mm. Da die Rohre parallel zur Strahlrichtung verlaufen und somit die gesamte Länge

überspannen, sind die Drähte alle 50 cm unterstützt. Oberhalb der Rohre befindet sich eine segmentierte Kathodenplatte, deren Pads jeweils so gefertigt sind, daß sie wie beim ECAL bezüglich des Wechselwirkungspunkt Türmchen bilden. Ein Türmchen im HCAL überdeckt $3,5 \times 3,5$ Türmchen im ECAL.

Die Energieauflösung für Hadronen beträgt:

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{84\%}{\sqrt{E \cdot \frac{1}{\text{GeV}}}}$$

Die Ortsauflösung mit der der Schauerschwerpunkt bestimmt werden kann, ist stark vom Winkel zwischen der Schauerlängsrichtung und der z -Achse abhängig; im Azimut ist eine Ortsauflösung von 3,5 mm erreichbar.

Außerhalb des HCAL befinden sich zwei Doppellagen von Streamer-Rohrkammern. Sie dienen dem Nachweis und der Ortsbestimmung von Myonen, die die Kalorimeter durchquert haben. Bei diesen Kammern handelt es sich um die gleichen, die im HCAL verwendet werden. Man erreicht mit ihnen eine Winkelauflösung von $0,6^\circ$.

4.6 Triggersystem

Das ALEPH-Triggersystem ist konzipiert, um e^+e^- -Wechselwirkungen zu selektieren. Es muß mit einer Rate von etwa 90 kHz, mit der die e^+e^- -Pakete in der Wechselwirkungszone kollidieren, arbeiten und dabei den Untergrund soweit reduzieren, daß die Triggerrate für die TPC akzeptabel und die Totzeit in der Datenerfassung minimiert wird. Interessante Ereignisse treten mit einer wesentlich geringeren Rate, die im 1 Hz Bereich liegt, auf. Zu diesem Zweck ist das Triggersystem in drei Stufen geteilt. Hier sollen nur die Aspekte des Triggersystems besprochen werden, die für diese Arbeit wichtig sind. Auf eine Beschreibung der Triggerbedingungen für die Luminositätskalorimeter wird daher ganz verzichtet.

- **erste Triggerstufe:**

Für die erste Triggerstufe werden Daten von ITC, ECAL und HCAL verwendet. Sie liefert innerhalb 15 μs eine Entscheidung. Von der ITC werden Informationen über die angesprochenen Drähte (x, y -Spurkoordinate geladener Teilchen) genutzt. Informationen über die z -Koordinate stehen zu diesem Zeitpunkt noch nicht zur Verfügung. Vom ECAL werden die Signale der Proportionalkammern und vom HCAL die Signale der Streamer-Rohre der ersten Triggerstufe zur Verfügung gestellt. Die jeweiligen Subdetektoren sind in 60 Raumwinkelbereiche (Segmente) unterteilt. Für die ITC gilt ein Segment als angesprochen, wenn eine Spur vom Vertex dort hinzeigt. Für das ECAL gilt ein Segment als angesprochen, wenn die deponierte Energie

bestimmte Schwellen überschreitet. Für das HCAL gilt ein Segment als angesprochen wenn mehr als eine vorgegebene Anzahl an Streamer-Rohren in einem Segment angesprochen hat. Die Triggerentscheidung basiert auf räumlichen Koinzidenzen zwischen den Segmenten der verschiedenen Subdetektoren. Ein Ereignis wird an die zweite Triggerstufe weitergeleitet, wenn eine der folgenden Bedingungen erfüllt ist.

- mindestens zwei entgegengesetzte Spuren in der ITC (zwei angesprochene entgegengesetzte Segmente)
- ECAL-Energie $> 1 \text{ GeV}$
- Ein angesprochenes ITC-Segment und ECAL-Energie $> 100 \text{ MeV}$
- Ein angesprochenes ITC-Segment und mindestens drei angesprochene Streamer-Rohre im HCAL

Fällt die Entscheidung der ersten Stufe positiv aus, wird die zweite Triggerstufe aktiviert.

- **zweite Triggerstufe:**

In der zweiten Triggerstufe werden die ITC-Informationen durch genauere rekonstruierte Spuren in der TPC ersetzt. Dabei werden Spuren in der TPC in den von der ITC ausgewiesenen Segmenten rekonstruiert. Anschließend werden die gleichen Entscheidungskriterien wie in der ersten Triggerstufe angewendet. Ist das Ergebnis positiv wird die dritte Stufe durchlaufen.

- **dritte Triggerstufe:**

Die dritte Triggerstufe entscheidet, nachdem der Detektor vollständig ausgelesen wurde, ob die gemessenen Daten aufgezeichnet werden sollen. Sie ist ein reiner Softwaretrigger. Zu diesem Zweck werden Spuren in den von den ersten beiden Triggerstufen ausgewählten Segmenten rekonstruiert. Der Rekonstruktionsprozeß wird abgebrochen, wenn feststeht, ob das Ereignis einer e^+e^- -Kollision oder einem Untergrundereignis entspricht.

Geben alle drei Triggerstufen ein positives Ergebnis, so werden die Daten der Datenerfassung zugeführt. Fällt eine Triggerentscheidung negativ aus, wird der Detektor in einen wohldefinierten Zustand zurückgesetzt, der es erlaubt, die nächste e^+e^- -Kollision zu registrieren.

4.7 Datenerfassung

Die Untergliederung des Detektors in Subdetektoren spiegelt sich im modularen und streng hierarchischen Datenerfassungssystem wider. Die Daten jedes Subde-

tektors werden daher von einem speziell für die Detektorkomponente entwickelten Auslesesystem erfaßt. Die Hauptkomponenten sind:

- Die Zeitsynchronisation und Triggerüberwachung synchronisieren die Detektorausleseelektronik mit dem LEP-Maschinenzyklus. Auch nehmen sie die Statusmeldung der Subdetektor-Kontrolleinheiten entgegen und informieren diese über die Verfügbarkeit der Daten.
- Die Kontrolleinheiten der einzelnen Subdetektoren ihrerseits initialisieren die Ausleseelektronik der jeweiligen Detektorkomponente und lesen diese aus. Die ausgelesenen Daten werden in ein Standardformat übertragen und von den subdetektorspezifischen Datenverarbeitungssystemen („Event-Buildern“) weiterverarbeitet.
- Die Event-Builder der einzelnen Subdetektoren fassen die Daten des jeweiligen Subdetektors zusammen, überprüfen ihre Qualität und leiten sie an den Haupt-Event-Builder weiter.
- Der Haupt-Event-Builder seinerseits sammelt alle Daten der Event-Builder der einzelnen Subdetektoren und bringt sie in einen räumlichen und zeitlichen Zusammenhang. Außerdem stellt er sicher, daß das Ereignis vollständig erfaßt wurde.

Schließlich werden die Daten auf Magnetplatte und Magnetband gespeichert. Von dort aus werden sie weiteren Programmen zur Verfügung gestellt, von denen sie dann abgekoppelt von der Datennahme weiterbehandelt werden. Der nächste Schritt besteht darin, die vom Datenerfassungssystem gelieferten Daten (Rohdaten) einer genauen Ereignisrekonstruktion zu unterziehen.

4.8 Datenrekonstruktion

Geladene Teilchen hinterlassen in den Spurkammern einzelne Meßpunkte, die zu Spuren zusammengefaßt werden. Die Rekonstruktion der Spuren geladener Teilchen [37] in den Spurkammern erfolgt in vier Schritten:

- Die Suche nach Ketten von Spurpunkten in der TPC.
- Die Kombination solcher Ketten zu Spurkandidaten.
- Die Anpassung einer Helix an die Spurpunkte eines Spurkandidaten.
- Die Verbindung der TPC-Spuren mit Spurpunkten in der ITC und dem VDET.

Die Suche nach Ketten von Spurpunkten wird in der TPC von außen nach innen durchgeführt, da die Spurpunkte außen räumlich besser getrennt sind. Jeder Spurpunkt wird nur einer Spur zugerechnet. Zunächst werden benachbarte Spurpunkte zu einer ersten Kette von Spurpunkten zusammengesetzt. Ein χ^2 -Test entscheidet, ob die Punkte mit einer Helix verträglich sind und verwirft die Kette, falls das nicht der Fall ist. Diese erste, noch sehr ungenau bestimmte Helix wird nun nach innen extrapoliert, und es wird nach weiteren Punkten in der Nähe gesucht. Wird ein Punkt assoziiert, so werden die Helixparameter neu bestimmt, bereits assoziierte Spurpunkte mit sehr großem Abstand zur neuen Helix werden gelöscht, und die Extrapolation beginnt von neuem. Können keine weiteren Punkte mehr assoziiert werden, so ist die Kette fertig.

Das Verfahren birgt die Gefahr, daß Spurpunkte, die von einem Teilchen stammen, zu mehreren Ketten rekonstruiert werden. Im zweiten Schritt wird daher versucht, Ketten zusammenzufügen. Die Helixparameter werden paarweise verglichen und falls sie grob übereinstimmen, wird eine Helixanpassung an die Spurpunkte beider Ketten versucht. Fällt ein erneuter χ^2 -Test positiv aus, werden die beiden Ketten zu einer gemeinsamen Kette zusammengefaßt, und das Verfahren beginnt von neuem. Sind alle Kombinationen getestet, ist die Suche abgeschlossen.

Im nächsten Schritt werden Spurpunkte gelöscht, die in der Nähe von Überkreuzungen von Spurkandidaten liegen, um ihre Zuordnung zur falschen Spur zu verhindern. Bisher wurden zur Helixanpassung Näherungsformeln verwendet, um Rechenzeit zu sparen. Nun wird jedoch eine vollständige Helixanpassung durchgeführt. Ein letztes Mal werden weit entfernte Punkte gelöscht und gegebenenfalls wird eine neue Anpassung vorgenommen.

Im letzten Schritt wird die Spur aus der TPC in die ITC extrapoliert. Werden in der Nähe der Extrapolation Spurpunkte gefunden, so werden diese zur Helix assoziiert und die Helixparameter entsprechend angepaßt. Schließlich wird geprüft, ob zur Helix Spurpunkte des Vertex-Detektors hinzugenommen werden können.

Die Strategie zur Rekonstruktion der Kalorimetereinträge [37] gliedert sich ebenfalls in vier Punkte:

- Auffinden topologischer Anhäufungen („Cluster“) angesprochener Kalorimeterzellen.
- Eventuell rekonstruierte Spuren aus den Spurdetektoren den Kalorimeterclustern zuweisen.
- Beziehungen zwischen ECAL-Clustern und HCAL-Clustern herausfinden.
- Teilchenidentifizierungshypothesen für Kalorimeterobjekte auswerten.

Ein topologisches Cluster ist eine Gruppe benachbarter angesprochener Türmchen, die in einer bestimmten Weise miteinander verbunden sind. ECAL und HCAL werden zu diesem Zeitpunkt getrennt behandelt. So erhält man separate ECAL- und HCAL-Cluster. Ein angesprochenes Türmchen wird zum Cluster gehörig gezählt, wenn eine Energie von mindestens 30 MeV deponiert wurde. Ein Cluster wird als solches nur gewertet, wenn in mindestens einem Türmchen eine Energie von mehr als 90 MeV gemessen wird. Im nächsten Schritt werden die Bahnen der in den Spurkammern rekonstruierten Spuren bis zum ECAL extrapoliert und es wird versucht, sie ECAL-Clustern zuzuordnen. Dabei werden nur Spuren benutzt, deren Vertex gut bekannt ist und deren Impuls zu mehr als 500 $\frac{MeV}{c}$ bestimmt wurde. Einem Cluster können auch mehrere Spuren zugeordnet werden. Nun werden den ECAL-Clustern ECAL-Objekte zugeordnet. Dabei wird ein Cluster ohne zugeordnete Spur als ein neutrales ECAL-Objekt bezeichnet. Cluster mit einer oder mehreren zugeordneten Spuren werden entsprechend der Anzahl der zugeordneten Spuren in geladene Objekte aufgeteilt. Schließlich wird versucht, ECAL-Objekte oder Spuren aus der TPC, die zu keinem ECAL-Objekt assoziiert werden konnten, mit HCAL-Clustern in Verbindung zu bringen. Dabei wird in ähnlicher Weise vorgegangen wie eben für das ECAL beschrieben. Für geladene und neutrale Kalorimeterobjekte werden aus deren Schauerprofilen im ECAL und im HCAL Hypothesen über die Teilchen aufgestellt, die das Objekt verursacht haben.

Zum Schluß werden die Energien neutraler Kalorimeterobjekte (isolierte Photonen und neutrale Hadronen) bestimmt und mit einigen Korrekturfaktoren versehen. Da es sich bei ECAL und HCAL um nichtkompensierende Kalorimeter handelt, dies bedeutet, daß die elektromagnetisch gemessene Energiedeposition im Kalorimeter nicht dem Energieverlust der Teilchen durch hadronische Wechselwirkungen entspricht, wird die gemessene Energie im Falle eines Hadrons mit einem Hadronkalorimeterkompensationsfaktor multipliziert. Weiterer Korrekturen betreffen Sättigungseffekte und nicht sensitive Bereiche in den Kalorimetern.

Aus den rekonstruierten Spuren geladener Teilchen und den Energieeinträgen neutraler und geladener Kalorimeterobjekte in den Kalorimetern werden sogenannte Energieflußobjekte („EFlow-Objekte“) [38, 39] gebildet, die die Viererimpulse der rekonstruierten Spuren und der Kalorimeterobjekte sowie eine Teilchenidentifikation darstellen. In dieser Arbeit spielt die Teilchenidentifikation eine untergeordnete Rolle, daher wird auf sie nur insoweit eingegangen, wie sie zur Energie- und Impulsbestimmung der Teilchen notwendig ist. EFlow-Objekte werden so berechnet, daß man die Informationen über die rekonstruierten Spuren mit den Kalorimereinträgen so miteinander verbindet, daß daraus die Viererimpulse der Teilchen, die ein Kalorimeterobjekt bilden, möglichst gut bestimmt werden. Die Impulswerte geladener EFlow-Objekte werden von den geladenen Spuren übernommen. Um die Energie eines geladenen EFlow-Objekts zu bestimmen, wird angenommen, daß das die Spur verursachende Teilchen ein π^+ oder π^- war.

Für die meisten geladenen Teilchen ist das ohnehin richtig. Außerdem sind fast alle Teilchen sehr hochenergetisch, so daß es keine große Rolle spielt, welches Teilchen der Energiebestimmung zugrundegelegt wird. Wurde eine geladene Spur als Elektron erkannt, und ist die Energie des zugehörigen Kalorimeterobjekts dreimal so größer, als man aufgrund des Elektronenimpulses erwarten würde, so wird die zusätzliche im Kalorimeter deponierte Energie einem Photon zugeschrieben. Das gleiche geschieht auch mit anderen identifizierten Teilchen (zum Beispiel π^0 -Mesonen oder Myonen). Wird dabei die Energie eines geladenen Teilchens von einem ECAL-Objekt subtrahiert, so wird die verbliebene Energie einem Photon zugeschrieben. Im Fall des HCAL wird die verbliebene Energie auf ein neutrales Hadron zurückgeführt.

4.9 Detektorsimulation

Die von den verschiedenen Ereignisgeneratoren simulierten hadronischen Z^0 -Zerfälle (siehe das Kapitel über theoretische Grundlagen) sollen mit den gemessenen hadronischen Z^0 -Zerfällen verglichen werden. Dafür müssen die simulierten Daten in die Form, wie der Detektor das Ereignis liefert, gebracht werden. Zu diesem Zweck wird jedes generierte Teilchen mit einer genügend langen Lebensdauer, die es erlaubt, daß das Teilchen vom Detektor gesehen werden kann, auf seiner Bahn entsprechend seines Viererimpulses durch den Detektor verfolgt, und für jedes Material, das dem Teilchen auf seinem Weg durch den Detektor im Weg steht, berechnet man entsprechend der Wechselwirkungen, die das Teilchen mit dem entsprechenden Material machen kann, Energie- und Impulsänderung des Teilchens solange, bis es entweder gestoppt wird oder den Detektor verlassen hat. Findet eine solche Wechselwirkung im aktiven Volumen des Detektors statt, so werden die im Meßprozeß gelieferten Werte ebenfalls simuliert. Die Simulation ist dabei so komplex, daß sie hier im einzelnen nicht besprochen werden kann. Eine genaue Beschreibung befindet sich in [37]. Anschließend werden die simulierten Daten, die jetzt dieselbe Form haben, wie direkt mit dem Detektor gemessene Daten, der Ereignisrekonstruktion zugeführt. Neben den rekonstruierten Objekten wird allerdings nun auch noch, da es sich um Monte-Carlo-Ereignisse handelt, das gesamte vom Generator erzeugte Ereignis abgespeichert, so daß aus Vergleich der vom Monte-Carlo-Generator berechneten Ereignisse mit den nun rekonstruierten Monte-Carlo-Ereignissen der Einfluß des Detektors ermittelt werden kann.

4.10 Weitere Detektorkomponenten

In diesem Abschnitt sollen Detektorkomponenten beschrieben werden, die für diese Arbeit nicht unmittelbar benötigt werden, aber der Vollständigkeit halber erwähnt werden sollten.

4.10.1 Luminositätskalorimeter

Zur Bestimmung der Luminosität, die ein Faktor ist, um aus dem Wirkungsquerschnitt die Ereignisanzahl zu berechnen, stehen dem ALEPH-Experiment drei Detektoren zur Verfügung. Dies sind das Luminositätskalorimeter (LCAL), das Siliziumkalorimeter (SICAL) und das Bhabha-Kalorimeter (BCAL). Das LCAL ist ähnlich wie das ECAL aufgebaut und setzt dieses bis an das Strahlrohr fort. Sein Innendurchmesser beträgt 20 cm, sein äußerer Durchmesser 104 cm. Mit dem LCAL ist es möglich, die Luminosität bis auf einen Fehler von 0,5 % zu bestimmen. Das SICAL besteht aus 12 Schichten von Bleiplatten und Siliziumstreifenzählern. Es sind jeweils 16 Streifen auf einer trapezförmigen Siliziumscheibe von 300 μm Stärke untergebracht. Der äußere Streifen hat eine Kantenlänge von 5,2 mm. Mit dem SICAL kann die Luminosität zu 0,1 % genau bestimmt werden. Des weiteren steht zur ständigen schnellen Überwachung der Luminosität ein Szintillationzähler (BCAL) zur Verfügung. Das BCAL gibt die Luminosität schon während der Datennahme mit einer Genauigkeit von 17% wieder.

4.10.2 Untergrundmonitor

Um den Strahluntergrund zu überwachen, sind im ALEPH-Detektor zwei Systeme installiert. Das eine ist eine Vieldrahtproportionalkammer (SAMBA), die unmittelbar vor dem SICAL installiert ist und einen Untergrundreferenzwert sowohl an LEP als auch an ALEPH liefert. Das andere besteht aus Siliziumdioden, die die Strahlenbelastung des Vertex-Detektors überwachen und bei zu hoher Untergrundstrahlung ein Signal zur Strahlabschaltung auslösen, um den Vertex-Detektor vor zu schneller Alterung oder Zerstörung zu schützen.

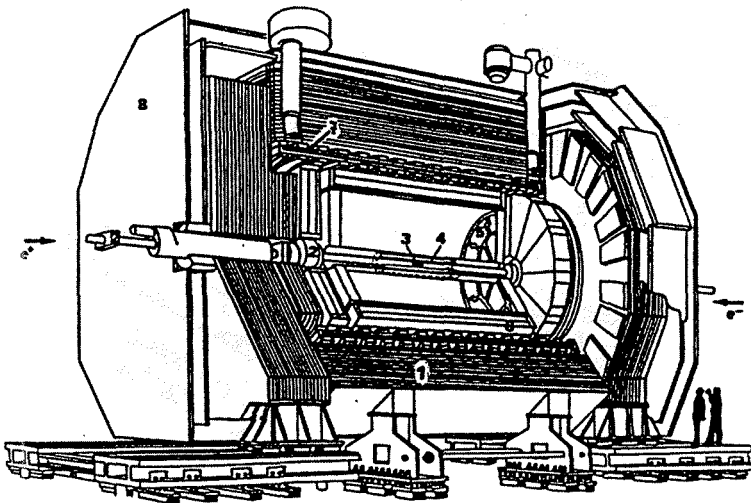


Abbildung 4.1: Schematischer Aufbau des ALEPH-Detektors. (1) Hadronkalorimeter, (2) Luminositätskalorimeter (LCAL), (3) Vertex-Detektor, (4) innere Spurkammer, (5) Zeitprojektionskammer, (6) elektromagnetisches Kalorimeter, (7) supraleitendes Solenoid und (8) Myon-Kammern.

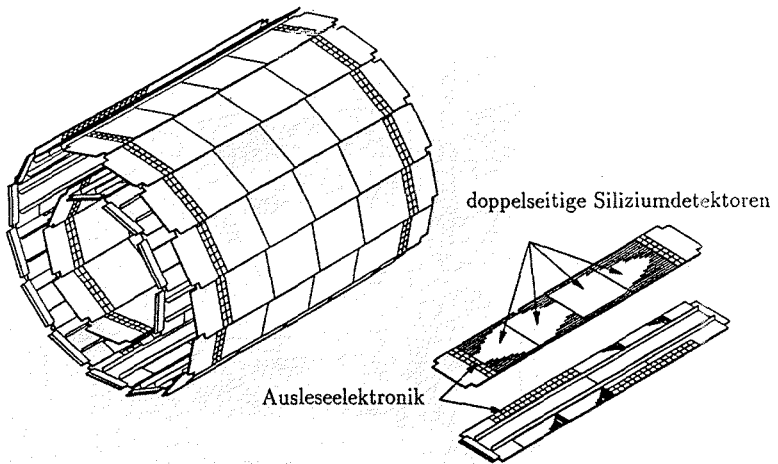


Abbildung 4.2: Schematischer Aufbau des Vertex-Detektors.

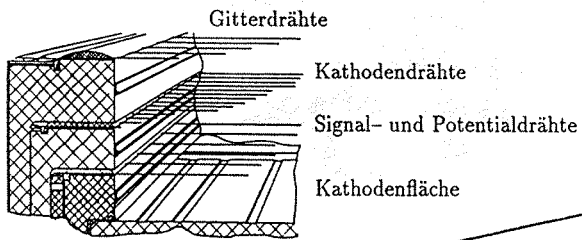


Abb. B

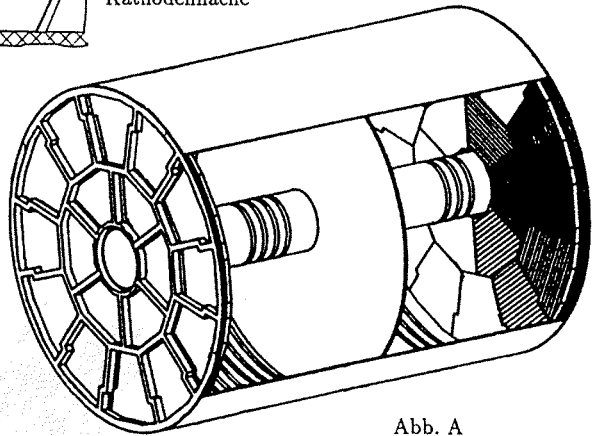


Abb. A

Abbildung 4.3: Schematischer Aufbau der TPC (A) und der Proportionalkammern (B).

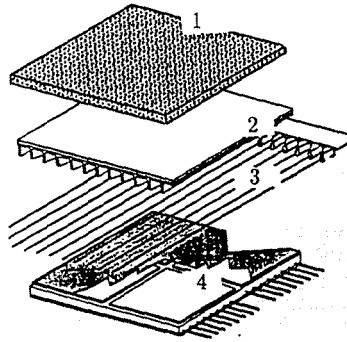


Abbildung 4.4: Schematischer Aufbau des ECAL. (1) Bleiplatte, (2) Proportionalkammern, (3) Signaldrähte und (4) Kathodenfläche.

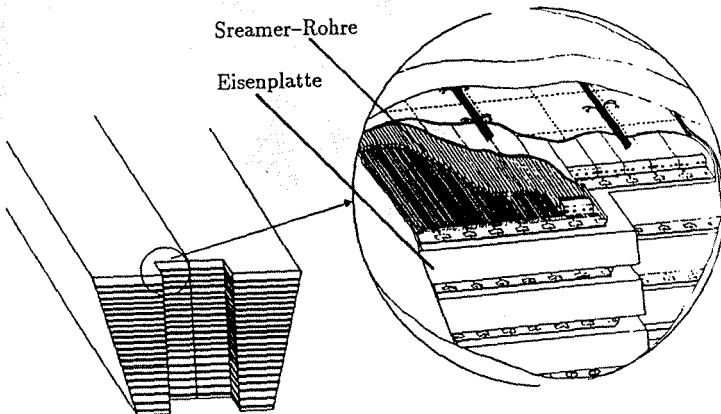


Abbildung 4.5: Schematischer Aufbau des HCAL.

Kapitel 5

Meßmethode

Im Kapitel 2 wurde erläutert, daß die Erzeugung von b - oder c -Quarks während der Fragmentierung äußerst unwahrscheinlich ist. Daher treten Hadronen mit einer c - oder b -Quarkkomponente in einem Hadronjet nur dann auf, wenn b - oder c -Quarks schon im zugrundeliegenden Partonjet vorhanden waren. Dies wiederum kann durch zwei Prozesse zustandekommen. Zum einen kann ein Z^0 in ein $b\bar{b}$ - oder $c\bar{c}$ -Paar zerfallen; dann ist definitionsgemäß der Jet, in dem ein b - oder c -Quark auftritt, ein Quarkjet. Bei der in dieser Analyse benutzten Methode zum Auffinden von Gluonjets, spielen c -Quarks allerdings keine so große Rolle wie b -Quarks, wie später noch erklärt wird, so daß sie im weiteren nicht mehr explizit aufgeführt werden. Zum anderen kann ein Gluon in ein $b\bar{b}$ -Paar verzweigen. Dieser Fall tritt nach Monte-Carlo-Simulationen (JETSET) zufolge in 2% aller hochenergetischen Gluonjets auf, so daß nach der 3-Jet-Selektion in 98% aller Fälle ein Partonjet mit einem b -Quark zu einem Quarkjet auf Hadronebene führt. Auf Hadronebene werden zur Jetfindung allerdings nicht B-Hadronen selbst sondern deren Zerfallsprodukte benutzt. In gut separierten Jets sind meist alle Zerfallsprodukte eines B-Hadrons im selben Jet enthalten, so daß Jets, in denen B-Hadronen nachgewiesen werden, mit großer Wahrscheinlichkeit Quarkjets sind. In 3-Jet-Ereignissen, bei denen in zwei Jets Zerfallsprodukte von B-Hadronen gefunden wurden, ist der dritte Jet, in dem kein Hinweis auf B-Zerfallsprodukte zu finden ist, ein Gluonjet. Um Gluonjets zu selektieren, müssen 3-Jet-Ereignisse gefunden werden, bei denen in zwei der Jets B-Hadronen nachgewiesen werden.

In dieser Arbeit werden nicht nur Gluonjets sondern auch Quarkjets untersucht. Zu diesem Zweck betrachtet man neben der Menge an Gluonjets eine zweite Jetmenge. Diese besteht aus allen Jets eines 3-Jet-Ereignisses, also zu $\frac{2}{3}$ Quark- und zu $\frac{1}{3}$ aus Gluonjets. Aus diesen beiden Mengen werden die Eigenschaften von Quark- und Gluonjets extrahiert. Es ist nicht sinnvoll, die ausgewiesenen Quarkjets, bei denen es sich um Jets mit langlebigen Hadronen schwerer Quarks (B-Jets) handelt, zu nehmen, da es sich zum einen hauptsächlich um B-Jets handelt und man damit nicht über eine repräsentative Zusammensetzung der

Quark-Flavours auf der Z^0 -Resonanz verfügt. Zum anderen sind diese Jets durch die Auswahlmethode so stark in ihren Eigenschaften verändert, daß sie nicht die typischen Eigenschaften von „normalen“ B-Jets aufweisen. Man müßte, um dem entgegenzuwirken, große Korrekturen anbringen. Um dies zu vermeiden, gibt es die Möglichkeit, eine zweite unverzerrte Menge an Jets heranzuziehen und mit ihrer Hilfe die Eigenschaften von Quark- und Gluonjets herauszuarbeiten.

Das Auffinden von B-Jets wird im weiteren in diesem Kapitel beschrieben. Die Entfaltung der Eigenschaften von Quark- und Gluonjets aus den Eigenschaften der beiden Jetmengen wird im nächsten Kapitel erläutert.

5.1 Auswahl der Ereignisse

Zur Analyse der Eigenschaften von Quark- und Gluonjets wurden die mit Hilfe des ALEPH-Experiments gewonnenen Daten ausgewertet. Um von hadronischen Z^0 -Zerfällen Informationen über geladene als auch neutrale Teilchen zu benutzen, wurden EFlow-Objekte, die im Kapitel 4 vorgestellt wurden, verwendet. Bei den EFlow-Objekten handelt es sich um die Viererimpulse geladener und neutraler Teilchen, die im Detektor registriert und rekonstruiert wurden. Um zu gewährleisten, daß es sich bei den registrierten Objekten um ein oder mehrere Teilchen handelt, die ausreichend gut vermessen wurden, wurden folgende in Tabelle 5.1 zusammengefaßte Selektionskriterien an die EFlow-Objekte angelegt. Von geladenen Spuren wird verlangt, daß sie einen radialen Abstand (D_0) vom Wechselwirkungspunkt von weniger als 2 cm und einen Abstand (Z_0) in Strahlrichtung von weniger als 5 cm haben. Das heißt, daß der Punkt einer Spur, der dem Vertex am nächsten kommt, in einem Zylinder um den Wechselwirkungspunkt mit 2 cm Radius und 10 cm Höhe eingeschlossen ist. Desweiteren wird verlangt, daß sie einen Transversalimpuls (p_t) bezüglich der Strahlachse von mehr als $200 \frac{MeV}{c}$ haben. Außerdem müssen sie in der TPC mehr als vier Meßpunkte hinterlassen haben. Für ein neutrales EFlow-Objekt wird verlangt, daß es im Falle eines Photons im ECAL mehr als 200 MeV Energie deponiert. Im Falle anderer neutraler Objekte wird im ECAL mehr als 350 MeV oder im HCAL mehr als 500 MeV registrierte Energie verlangt, um es zu akzeptieren.

Zunächst werden geeignete Ereignisse hadronischer Z^0 -Zerfälle gesucht. Um Ereignisse zu vermeiden, die nicht von einem Z^0 -Zerfall stammen, wie zum Beispiel Photon-Photon-Streuung, Strahl-Gas-Wechselwirkungen oder Detektorrauschen, verlangt man eine im Detektor gemessene Mindestenergie von 20 GeV. Aus den verbleibenden Ereignissen werden nun 3-Jet-Ereignisse selektiert. Da zum Nachweis von B-Hadronen die VDET-Informationen benötigt werden, werden nur Ereignisse weiter betrachtet, bei denen die Jets mit dem Strahlrohr einen Winkel von mehr als 35° einschließen. Dies gewährleistet, daß die meisten Teil-

chen eines Jets vom Vertex-Detektor vermessen werden können. Außerdem wird zur Bestimmung von B-Jets neben dem VDET auch die Strahlposition in der transversalen Ebene benötigt, so daß Ereignisse, in denen VDET nicht voll funktionsfähig war oder die Strahlposition unbekannt ist, verworfen werden. 3-Jet-Ereignisse können auch durch Abstrahlung von Photonen von Quarks während des Partonschauers erzeugt werden. Um solche $q\bar{q}\gamma$ -Ereignisse zu vermeiden, werden Ereignisse verworfen, bei denen in einem Jet ein Photon mehr als 85 % der Jetenergie trägt. Die Ereignisse, die alle eben beschriebenen Selektionskriterien (sie sind in Tabelle 5.1 mit der entsprechenden Datenreduktion zusammengefaßt) erfüllen konnten, bilden die Menge der Jets mit $\frac{2}{3}$ Quark- und $\frac{1}{3}$ Gluonjetanteil (gemischte Menge). Desweiteren ist sie die Grundlage zur Selektion von Gluonjets (markierte Menge).

Selection von EFlow-Objekten		
Geladene EFlow-Obj. :	Anzahl an TPC-Hits ≥ 4	
	$D0 \leq 2 \text{ cm}$	
	$Z0 \leq 5 \text{ cm}$	
	$p_t \geq 200 \frac{\text{MeV}}{c}$	
Neutrale EFlow-Obj. :	$E_\gamma > 200 \text{ MeV}$	
	$E_{\text{ECAL}} > 350 \text{ MeV}$	
	$E_{\text{HCAL}} > 500 \text{ MeV}$	
Ereignisselektion		
Selektionskriterium:	Ereignisanzahl	Datenreduktion in %
Hadronische Ereignisse:	894727	
Gesamtenergie $\geq 20 \text{ GeV}$:	893832	0,1
3-Jet-Selektion:	45585	94,9
$\angle(\text{Jetachse, Strahl}) \geq 35^\circ$:	30998	32,0
VDET-Probleme:	29470	3,8
$q\bar{q}\gamma$ -Ereignisse:	28350	0,8
Jetmengen		
	Jetanzahl	Datenreduktion in %
Gemischte Menge	85050	
Markierte Menge	1750	93,8

Tabelle 5.1: Zusammenfassung der EFlow-Objekt- und Ereignisselektionskriterien für die Daten der Jahre 1992 und 1993.

5.2 B-Markierungsmethode

Im einleitenden Teil dieses Kapitels wurde erläutert, daß man Gluonjets aus 3-Jet-Ereignissen selektieren kann, indem man in zwei Jets Hadronen mit einer c - oder b -Quarkkomponente identifiziert und dadurch dem dritten verbliebenen Jet die Eigenschaft Gluonjet verleiht. In diesem Abschnitt soll die Methode beschrieben werden, mit der B-Jets gefunden werden. Dabei werden B-Hadronen im einzelnen nicht rekonstruiert, sondern es wird ein Selektionskriterium entwickelt, mit dessen Hilfe es möglich ist, zu entscheiden, inwieweit ein Jet einem durchschnittlich zu erwartenden B-Jet bezüglich dieses Selektionskriteriums ähnelt.

Ein Kriterium, anhand dessen sich B-Hadronen von anderen beim Z^0 -Zerfall erzeugten Hadronen unterscheiden, ist ihre mittlere Zerfallslänge. Die mittlere Lebensdauer für B-Mesonen beträgt $(1,5 \pm 0,1) \cdot 10^{-12}$ s [40]. Bei einer Masse von $5,3 \frac{GeV}{c^2}$ [40] und einem mittleren Impuls von $29,1 \frac{GeV}{c}$ (γ -Faktor $\approx 5,6$) ergibt sich die mittlere Zerfallslänge von B-Mesonen beim hadronischen Z^0 -Zerfall zu $2,2$ mm. Die mittlere Zerfallslänge von D-Mesonen ist kürzer als die von B-Mesonen ($c\tau_{B^0} = 0,4$ mm und $c\tau_{D^0} = 0,1$ mm [40]) daher ist ihr Nachweis schwieriger und ihr Beitrag zu Gluonjetidentifikation viel geringer als der von Hadronen mit einer b -Quarkkomponente. Neben Sekundärvertizes aufgrund von Zerfällen von Hadronen mit einer c - oder b -Quarkkomponente gibt es auch noch Sekundärvertizes, die von anderen Hadronen wie zum Beispiel K_S^0 ($c\tau_{K_S^0} = 2,7$ cm) oder Λ^0 ($c\tau_{\Lambda^0} = 7,9$ cm) stammen können. Die mittleren Zerfallslängen dieser Hadronen sind jedoch so groß, daß sie prinzipiell von Zerfällen von Hadronen mit einer c - oder b -Quarkkomponente unterschieden werden können. K_S^0 beispielsweise haben eine mittlere Zerfallslänge von 15 cm, so daß diese Teilchen kein Problem darstellen.

Trotz der sehr guten Spurrekonstruktion im ALEPH-Detektor ist die Rekonstruktion einzelner Sekundärvertizes, die von B-Hadronen stammen, nur in Einzelfällen möglich. Ein Beispiel eines Ereignisses, bei dem sie möglich war, ist in Abb. 5.1 abgebildet. Im unteren Teil von Abb. 5.1 sind die Meßpunkte in den Spurkammern und den Kalorimetern sowie die daraus rekonstruierten Spuren dargestellt. Deutlich ist dabei zu erkennen, daß es sich um ein 3-Jet-Ereignis handelt. Betrachtet man den Vertex-Bereich genauer (oberer Teil von Abb. 5.1) so können die beiden rekonstruierten Sekundärvertizes erkannt werden. Die Flugbahn der B-Mesonen ist dabei als gestrichelte Linie eingezeichnet. Um eine genügend große Anzahl an Gluonjets selektieren zu können, begnügt man sich daher mit einer Wahrscheinlichkeitsaussage [41] über das Auftreten eines Sekundärvertex in einem Jet. Diese Jetwahrscheinlichkeit wird nach folgender Methode berechnet und stellt ein Auswahlkriterium zur Selektion von B-Jets dar. Zunächst bestimmt man für jedes geladene EFlow-Objekt eine Wahrscheinlichkeit, die eine Aussage darüber macht, ob die Spur dem Primärvertex zuzuordnen ist. Der Primärvertex wird aus allen Spuren und der Strahlposition für jedes Ereignis separat ermit-

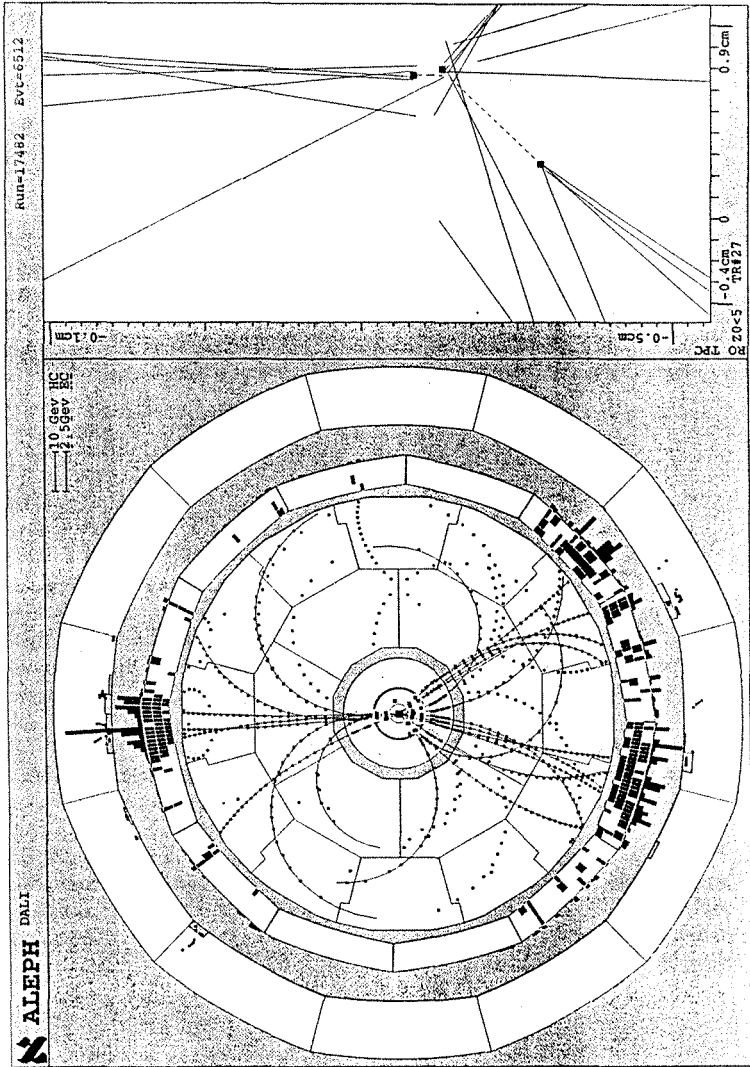


Abbildung 5.1: Quark-Quark-Gluon Ereignis.

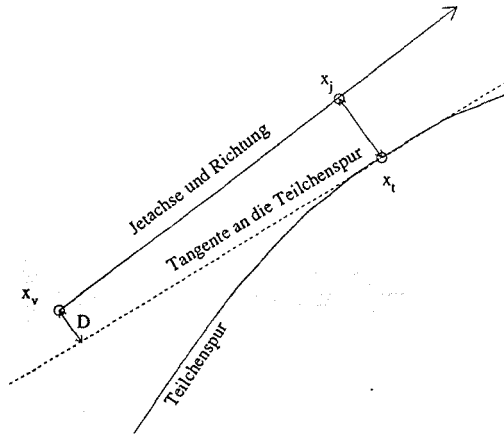


Abbildung 5.2: Bestimmung des Stoßparameters D .

telt. Um diese Spürwahrscheinlichkeit zu bestimmen, bedient man sich eines mit einem Vorzeichen behafteten Stoßparameters D (siehe Abb. 5.2). Der Wert von D ist dabei definiert als der Abstand einer Tangente an die Teilchenspür zum Primärvertex x_v . Der Punkt x_t auf der Teilchenspür, an den die Tangente angelegt wird, ist der Punkt, in dem sich Teilchenspür und Jetachse des Jets, zu dem das Teilchen gehört, am nächsten kommen. Das Vorzeichen von D ist wie folgt definiert. Im Punkt x_t wird eine Senkrechte an die Tangente gelegt, die die Jetachse schneidet (dieser Schnittpunkt sei x_j). Zeigt nun der Vektor vom Primärvertex x_v zum Punkt x_j in Jetrichtung, so ist das Vorzeichen von D positiv. Im anderen Fall ist das Vorzeichen von D negativ. Da die Genauigkeit, mit der D bestimmt werden kann, stark mit dem Teilchenimpuls, dem Spürwinkel und der Anzahl der getroffenen VDET-Lagen variiert, genügt D alleine nicht, um eine aussagekräftige Größe zu entwickeln. Vielmehr muß auch der Fehler ΔD von D berücksichtigt werden, indem man sich eine Größe σ_D zu

$$\sigma_D = \frac{D}{\Delta D}$$

definiert. Die Größe σ_D ist dabei als geschätzte statistische Signifikanz von D zu interpretieren. Zerfallsprodukte von langlebigen Teilchen haben meist eine positive Signifikanz, weil sie ein Stück in Jetrichtung vom Primärvertex entfernt zerfallen. Teilchen die vom Primärvertex stammen haben dagegen eine Signifikanz mit einem zufälligen Vorzeichen. So formt die Signifikanzverteilung $f_D(\sigma_D)$ im

negativen Definitionsbereich eine Kontrollmenge mit der man eine Wahrscheinlichkeit angeben kann, ob eine Spur vom Primärvertex stammt. Eine Möglichkeit eine Wahrscheinlichkeit $P_i(\sigma_D)$ zu definieren, die angibt, wie weit eine Spur einer Spur vom Primärvertex ähnlich ist, ist folgende:

$$P_i(\sigma_D) = \frac{1}{N} \int_{-\infty}^{-|\sigma_D|} f_D(\tau) d\tau.$$

Hierbei ist N eine Normierungskonstante, die f_D im negativen Definitionsbereich auf eins normiert. P_i läßt sich somit als das Maß interpretieren, dem der gemessene positive σ_D -Wert eines Punkts auf der Kurve negativer σ_D -Werte also der Kurve, die keine Sekundärvertizes beinhaltet, entspricht. Für Spuren, die ihren Ursprung nahe am Primärvertex haben ist P_i klein. Dagegen ist P_i groß für Spuren die weit am Primärvertex vorbeilaufen.

Aus den Einzelwahrscheinlichkeiten P_i ergibt sich eine Wahrscheinlichkeit P_{jet} dafür, daß ein Jet keinen Sekundärvertex enthält zu:

$$P_{jet} = \psi \cdot \sum_{k=1}^{n-1} \frac{(-\ln \psi)^k}{k!}$$

wobei n die Anzahl der Teilchen des Jets angibt, denen eine Wahrscheinlichkeit P_i zugeordnet werden konnte ($\sigma_D > 0$). Die Größe ψ ist das Produkt der Wahrscheinlichkeiten P_i :

$$\psi = \prod_{k=1}^n P_{i_k}.$$

Die Häufigkeitsverteilung der P_{jet} -Werte für B-Jets und Gluonjets für Monte-Carlo-Ereignisse ist in Abb. 5.3 dargestellt. Aus Abb. 5.3 läßt sich entnehmen, daß Gluonjets (Jets ohne Sekundärvertex) einer weitgehend flachen P_{jet} -Verteilung gehorchen. Im Gegensatz dazu sind die P_{jet} -Werte von b-Quarkjets (Jets mit Sekundärvertex) bei kleinen P_{jet} -Werten gehäuft. Die erhöhte Häufigkeit von P_{jet} -Werten kleiner als 0,01 für Gluonjets ist auf den zu erwartenden Anteil an B-Hadronen in den Gluonjets zurückzuführen.

Fordert man in einem 3-Jet-Ereignis, daß zwei Jets ein P_{jet} kleiner als ein Selektionskriterium P_{cut} (B-Jets) haben, und ein Jet mit einem P_{jet} größer als P_{cut} vorhanden ist, so ist letzterer ein Gluonjetkandidat. Die Gluonjetreinheit der so gefundenen Gluonjetkandidaten als Funktion von P_{cut} ist in Abb. 5.4 dargestellt. Um eine genügend große Zahl an Gluonjets zu selektieren, muß man einen Kompromiß zwischen Reinheit und Effizienz eingehen. Die Effizienz dieser Methode des Auffindens eines Gluonjetkandidaten aus der Menge aller 3-Jet-Ereignisse ist in Abb. 5.5 dargestellt. In dieser Arbeit wird $P_{cut} = 0,01$ als Standardwert verwendet. Dies führt zu 1750 Gluonjets aus den 1992 und 1993 genommenen

Daten mit einer Reinheit von $94,6 \pm 0,4(\text{stat.}) \pm 0,5(\text{theo.})$ % (hierbei bezeichnet *theo.*, die Unsicherheit, die sich aus der Mehrdeutigkeit der Gluonjetdefinition mancher Ereignisse ergibt) und einer Effizienz von 6%. Die Anzahl der Jets in der gemischten Jetmenge ist weit größer; sie beträgt 85050 Jets. Die Reinheit gegen die Effizienz dieser Methode ist in Abb. 5.6 aufgetragen.

Betrachtet man den Quarkjetanteil (siehe Tabelle 5.2) der selektierten Gluonjetkandidaten, also die mißidentifizierten Gluonjets, so stellt man fest, daß dieser sich nicht aus der natürlichen Flavour-Mischung des hadronischen Z^0 -Zerfalls zusammensetzt, sondern einen überhöhten Anteil an b-Quarkjets und c-Quarkjets aufweist. Dies liegt zum einen daran, daß in Gluonjets aufgrund von Meßun-

Quark-Flavour	Mißidentifizierung	natürlicher Anteil
u-Quark jets:	6 ± 1 %	22 %
d-Quark jets:	10 ± 1 %	17 %
s-Quark jets:	9 ± 1 %	22 %
c-Quark jets:	29 ± 2 %	17 %
b-Quark jets:	46 ± 3 %	21 %

Tabelle 5.2: *Flavour-Anteil der mißidentifizierten Gluonjetkandidaten (Monte-Carlos-Vorhersage) und natürlicher Anteil.*

genauigkeiten fehlerhaft Sekundärvertices rekonstruiert wurden. Wurde solch ein nichtvorhandener Vertex in einem Gluonjet rekonstruiert und hat es sich dabei tatsächlich um ein $b\bar{b}$ -Ereignis gehandelt, dann ist die Wahrscheinlichkeit, daß einer der beiden B-Jets einen weiteren Sekundärvertex aufweist und somit der zweite B-Jet als Gluonjet ausgewiesen wird, groß. Zum anderen liefern B-Mesonen in Gluonjets einen kleinen Beitrag zur Mißidentifikation. Desweiteren tendiert diese Methode des Auffindens von Gluonjets zu geringfügig höheren Teilchenmultiplizitäten in den selektierten Jets. Diese Verzerrungen werden später durch ein Korrekturverfahren behoben, das im nächsten Kapitel besprochen wird.

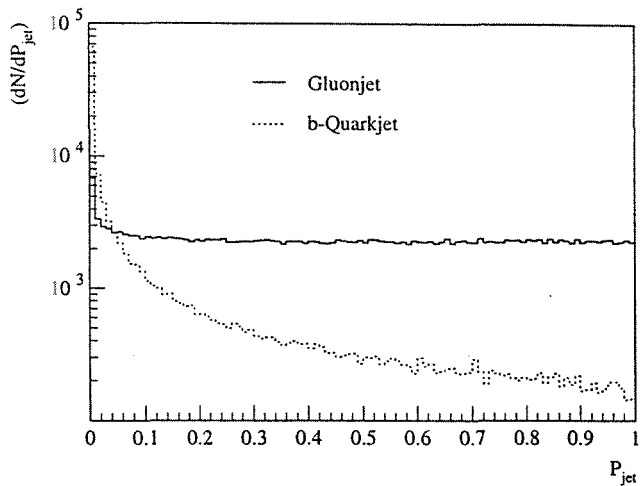


Abbildung 5.3: Häufigkeitsverteilung von P_{jet} für b -Quark- und Gluonjets für Monte-Carlo-Vorhersagen.

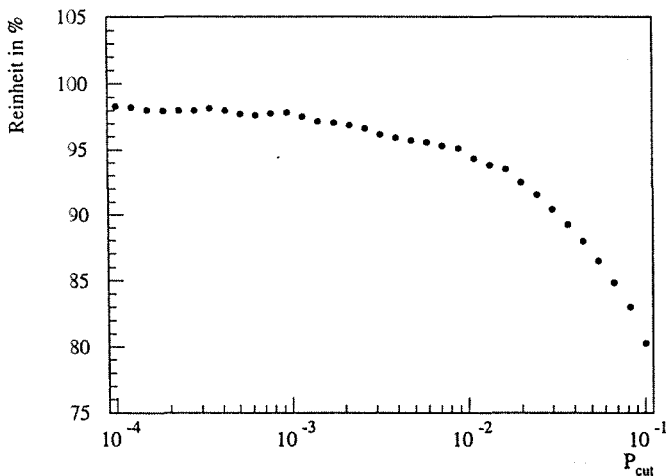


Abbildung 5.4: Gluonjetreinheit als Funktion des Selektionskriteriums P_{cut} (Monte-Carlo-Berechnung).

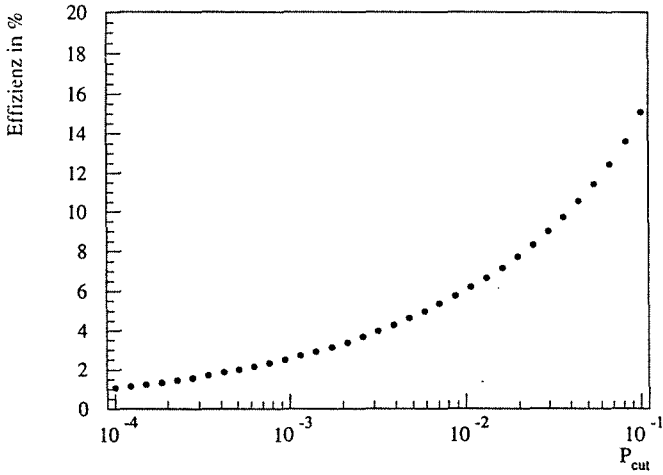


Abbildung 5.5: Effizienz des Auffindens von Gluonjets aus der gemischten Jetmenge als Funktion des Selektionskriteriums P_{cut} (Monte-Carlo-Berechnung).

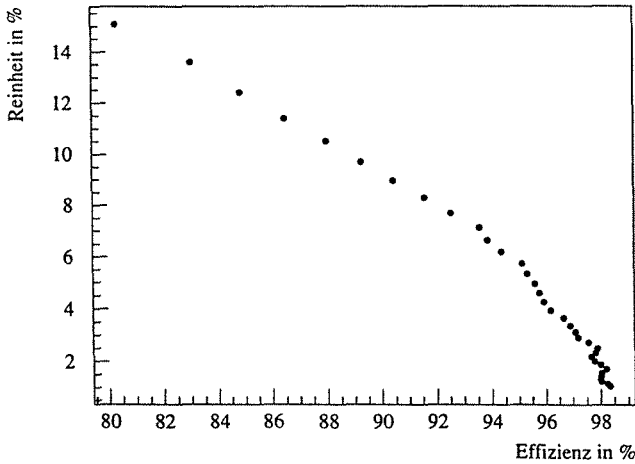


Abbildung 5.6: Reinheit gegen Effizienz (Monte-Carlo-Berechnung).

Kapitel 6

Meßergebnisse und Detektorkorrekturen

In diesem Kapitel werden die Meßergebnisse der im Kapitel 3 vorgestellten Größen ausgewertet. Zunächst werden die verschiedenen experimentell gewonnenen Größen der beiden Jetmengen, gemischte und markierte Jets, mit den entsprechenden Größen der Monte-Carlo-Simulation verglichen. Dabei handelt es sich beim Monte-Carlo um JETSET mit vollständiger Detektorsimulation. Anschließend werden die experimentell gewonnenen Daten auf Detektoreffekte korrigiert, und daraus die Größen für reine Quark- und Gluonjets extrahiert. Diese werden schließlich mit den Vorhersagen der einzelnen Generatoren verglichen.

6.1 Vergleich der Messung mit Monte-Carlo-Vorhersagen

In diesem Abschnitt werden die mit dem ALEPH-Detektor gemessenen Daten mit Monte-Carlo-Vorhersagen verglichen. Beim Monte-Carlo handelt es sich um den JETSET-Generator, auf dessen Endzustandsteilchen die vollständige Detektorsimulation und Ereignisrekonstruktion angewendet wurde, so daß die Monte-Carlo-Vorhersage in einer Form vorliegt, wie der Detektor das Ereignis gemessen hätte. Dies erlaubt, die Monte-Carlo-Vorhersage wie gemessene Daten zu behandeln und somit dieselben Selektionskriterien, die zur Ereignisselektion an gemessenen Daten angebracht wurden, auf die Monte-Carlo-Vorhersage anzuwenden.

Diese Betrachtung dient zunächst einmal dazu zu beurteilen, ob die Monte-Carlo-Simulation (Generator mit Detektorsimulation) überhaupt in der Lage ist, die Daten zu beschreiben. Würden nämlich größere Diskrepanzen zwischen Daten und Monte-Carlo-Vorhersage aufgezeigt werden, so müßte überprüft werden, ob dies an der Detektorsimulation oder an unbekanntem oder unerwarteten physika-

lischen Effekten liegen kann. Da aber keinerlei unerklärbar große Diskrepanzen beobachtet werden, wie im einzelnen noch gezeigt wird, kann der Detektorsimulation vertraut werden. Der hohe Übereinstimmungsgrad zwischen gemessenen Daten und Monte-Carlo-Vorhersage erlaubt daher, die Daten auf Detektoreffekte zu korrigieren, um sie mit anderen Generatoren, für die keine Detektorsimulation durchgeführt wurde, vergleichen zu können. Der Detektorsimulation wurde nur JETSET unterzogen, weil nicht genügend Rechnerkapazität vorhanden war, um auf genügend Ereignisse anderer Generatoren eine Detektorsimulation anzuwenden. Die Korrektur der gemessenen Daten auf Detektoreffekte hat allerdings auch den Vorteil, daß die Daten dadurch in eine Form gebracht werden, die anderen Experimenten oder theoretischen Vorhersagen zum Vergleich dienen kann.

Für die Subjet-Multiplizität ergibt sich die in Abb. 6.1 dargestellte Messung. Zunächst kann Abb. 6.1 entnommen werden, daß die Monte-Carlo-Vorhersage

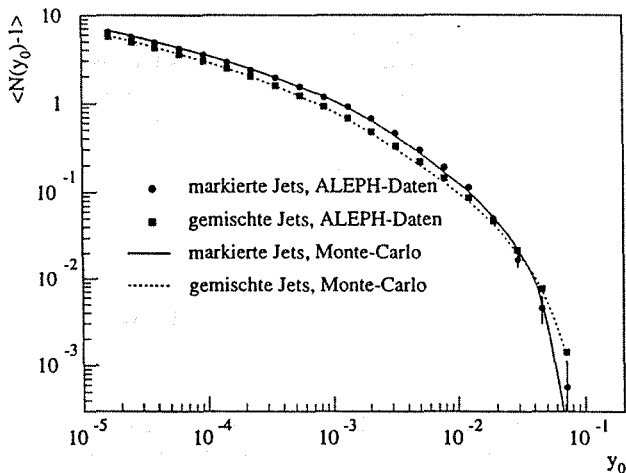


Abbildung 6.1: Subjet-Multiplizität ($\langle N(y_0) - 1 \rangle$) als Funktion des Auflösparameters y_0 für gemessene Daten und Monte-Carlo-Vorhersage (JETSET mit Detektorsimulation).

über den gesamten y_0 -Bereich die gemessenen Daten sehr gut beschreibt. Darüberhinaus werden Unterschiede im Verhalten von Quark- und Gluonjets deutlich. Diese Unterschiede haben hier noch nicht ihre volle Deutlichkeit erreicht, da es sich bei den beiden Kurven nicht um reine Quark- und Gluonjetmengen handelt sondern um eine Mischung. Durch den Gluonjetanteil von 33 % in der gemischten Jetmenge wird die mittlere Subjet-Multiplizität dieser Menge im Vergleich zu einer reinen Quarkjetmenge erhöht und dadurch der mittleren Subjet-Multiplizität

der markierten Jetmenge, die überwiegend aus Gluonjets besteht, angenähert. Die jetzt schon deutlichen Unterschiede werden durch eine Entfaltung der reinen Quark- und Gluonjeteigenschaften verstärkt.

In Abb. 6.2 und 6.3 sind die Subjet-Raten für ein, zwei, drei und vier Subjets dargestellt. Dabei sind in Abb. 6.2 die gemessenen Werte und die entsprechenden Monte-Carlo-Vorhersagen für die markierte und in Abb. 6.3 für die gemischte Jetmenge abgebildet. Auch hier beschreibt in beiden Fällen die Monte-Carlo-Simulation die gemessenen Daten sehr gut. Keine Vorhersage über das Verhalten einer Subjet-Rate weicht so stark von den gemessenen Werten ab, daß die Monte-Carlo-Vorhersage mit der Messung unverträglich wäre. In den meisten Fällen können sie ohnehin mit statistischen Fluktuationen erklärt werden.

In Abb. 6.4 ist die Häufigkeitsverteilung der y_2 -Werte dargestellt. Wieder beschreiben die Monte-Carlo-Vorhersagen die gemessenen Daten sehr gut. Im Falle der markierten Jetmenge macht sich allerdings die geringe Statistik sowohl in den gemessenen Daten als auch im Monte-Carlo bemerkbar. Die daraus resultierenden Abweichungen erklären die Unterschiede zwischen gemessenen Daten und Monte-Carlo, so daß sich auch in diesem Fall kein unerklärliches Verhalten zeigt.

Die Häufigkeitsverteilung der Rapiditäten y der Teilchen in Jets in Bezug auf die Jetachse ist in Abb. 6.5 abgebildet. Das für Quarkjets erwartete Plateau ist für die gemischte Jetmenge, die einen Quarkjetanteil von $\frac{2}{3}$ hat, nicht zu erkennen. Bei hadronischen Quarkjets ist das Plateau stark durch die Hadronisierung verwischt. Im Falle der gemischten Jetmenge ist allerdings noch ein Anteil von $\frac{1}{3}$ Gluonjets hinzugekommen, so daß man keine zu hohen Erwartungen an die Plateaubildung stellen darf. Das eigentlich Wichtige, was aus Abb. 6.5 entnommen werden kann, ist die gute Übereinstimmung der Monte-Carlo-Vorhersage mit den gemessenen Daten.

Dies zeigt sich auch für die Gesamtjetbreite B_E und die differentielle Jetbreite ξ , die in den Abb. 6.6 und 6.7 dargestellt sind. In beiden Fällen werden die gemessenen Daten durch die Monte-Carlo-Vorhersage sehr genau wiedergegeben.

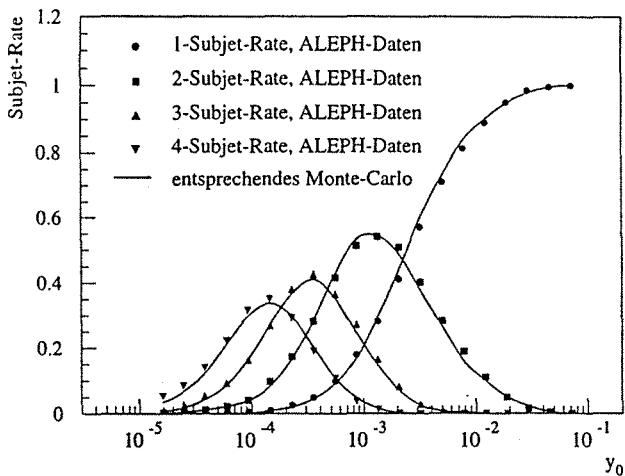


Abbildung 6.2: *Subjet-Raten für ein, zwei, drei und vier Subjets als Funktion des Auflöseparameters y_0 für markierte Jets.*

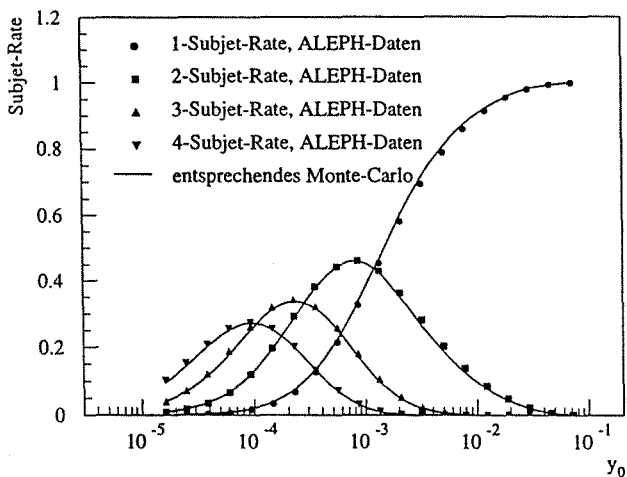


Abbildung 6.3: *Subjet-Raten für ein, zwei, drei und vier Subjets als Funktion des Auflöseparameters y_0 für gemischte Jets.*

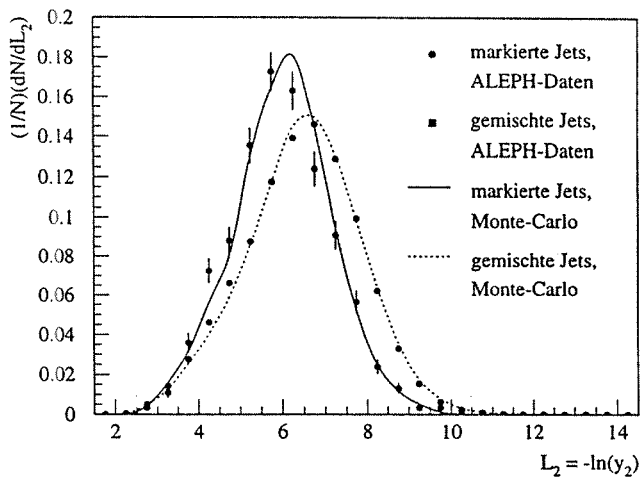


Abbildung 6.4: y_2 -Verteilung für markierte und gemischte Jets.

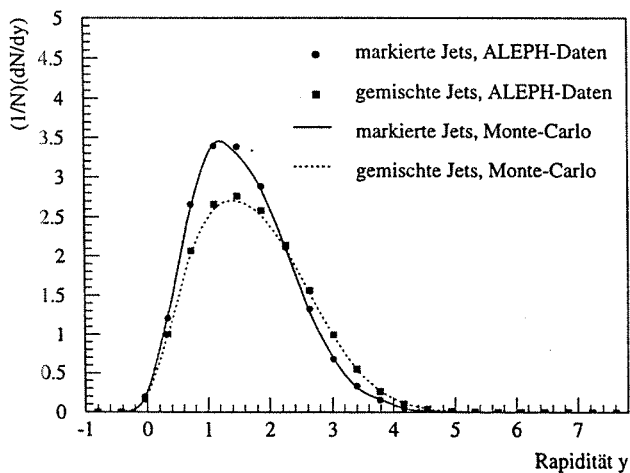


Abbildung 6.5: Rapiditätsverteilung für markierte und gemischte Jets.

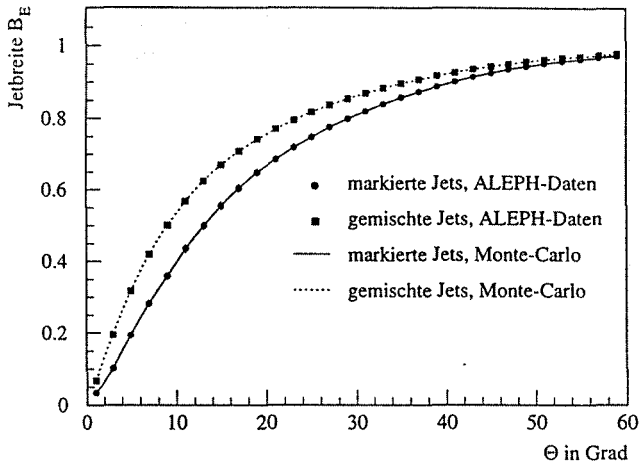


Abbildung 6.6: Gesamtjetbreite der markierten und gemischten Jets.

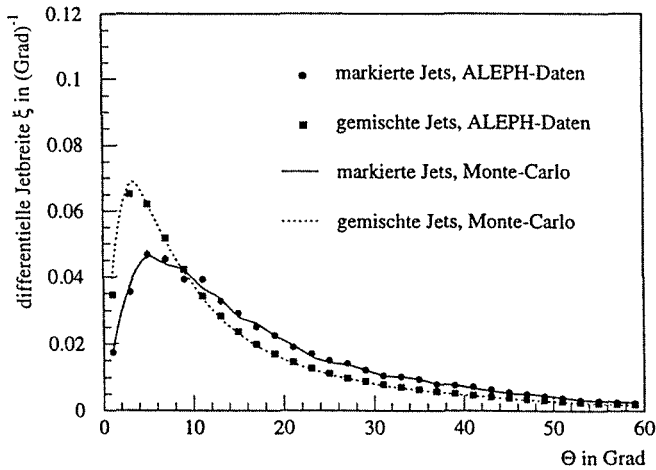


Abbildung 6.7: Differentielle Jetbreite der markierten und gemischten Jets.

6.2 Detektorkorrekturen

Neben den im Kapitel 5 erwähnten Effekten, die sich dadurch ergeben, daß Gluonjets indirekt über die Selektion von B-Jets gefunden werden, verfälscht der Detektor selbst auch die Ereignisse. Die auf dem Detektor beruhenden Effekte sind insensitive Stellen, die sich als Löcher im Detektor für das Strahlrohr, Leitungen und Halterungen ergeben, und die endliche Auflösegenauigkeit des Detektors bei der Energie- und Impulsbestimmung oder der Teilchentrennung. So kann es vorkommen, daß zwei Teilchen, die sehr nahe zusammen sind, einer Spur oder einem Kalorimeterobjekt zugeordnet werden. Desweiteren ergeben sich auch noch Effekte durch die Abstrahlung von Anfangszustandsbremsstrahlungsphotonen. Um all diese Effekte zu korrigieren, werden die gemessenen Größen einem Korrekturverfahren unterzogen. Dies geschieht in einer Weise, daß die korrigierten Werte anschließend möglichst solchen Größen entsprechen, die mit einem vollkommenen Detektor gemessen worden wären, und somit vergleichbar mit Ergebnissen anderer Experimente oder theoretischer Vorhersagen werden. Zu diesem Zweck wird eine gemessene Größe X_{mes} mit einem Korrekturfaktor C multipliziert, um die korrigierte Größe X_{kor} zu erhalten:

$$X_{kor} = C \cdot X_{mes} .$$

Dabei ist unwesentlich, ob X ein Zahlenwert oder eine Funktion einer Variablen, zum Beispiel des Auflöseparameters y_0 im Falle der Subjet-Multiplizität oder -Rate, ist. Entsprechend muß dann der Faktor C ebenfalls eine Zahl oder eine Funktion derselben Variablen sein. Der Korrekturfaktor C wird mittels Monte-Carlo berechnet. Er ergibt sich aus dem Quotienten der Vorhersage X_{gen} eines QCD-Generators für die Größe X und der Vorhersage $X_{gen+sim}$ desselben Generators, die einer vollständigen Detektorsimulation unterzogen wurde,

$$C = \frac{X_{gen}}{X_{gen+sim}} .$$

Dabei setzt sich X_{gen} aus derselben Quark-Gluonjetmischung zusammen, die man für $X_{gen+sim}$ durch die Ereignis- und Jetselektion erhält. Im Falle der markierten Jets sind das 95 % Gluon- und 5 % Quarkjets mit der natürlichen Flavourmischung (siehe Tabelle 5.2) des hadronischen Z^0 -Zerfalls. Im Falle der gemischten Jetmenge sind es $\frac{1}{3}$ Gluon- und $\frac{2}{3}$ Quarkjets.

Dieses Verfahren beinhaltet die Gefahr, daß bei inkorrekt Detektorsimulation die Daten nach der Korrektur verfälscht sind. Um solche Verfälschungen zu vermindern, werden nur die korrigierten Daten betrachtet, für die die Korrektur kleiner als 20 % ist. Für den Korrekturfaktor bedeutet dies, daß er zwischen 0,8 und 1,25 liegt. Eine kleine Korrektur bedeutet nämlich, daß die gemessene Größe auf insensitive Detektorbereiche und andere oben beschriebene Ineffizienzen unempfindlich reagiert. Die Möglichkeit, daß sich eine ungenügende Detektorsimulation und ein unphysikalischer Generator bei der Berechnung der Korrekturen

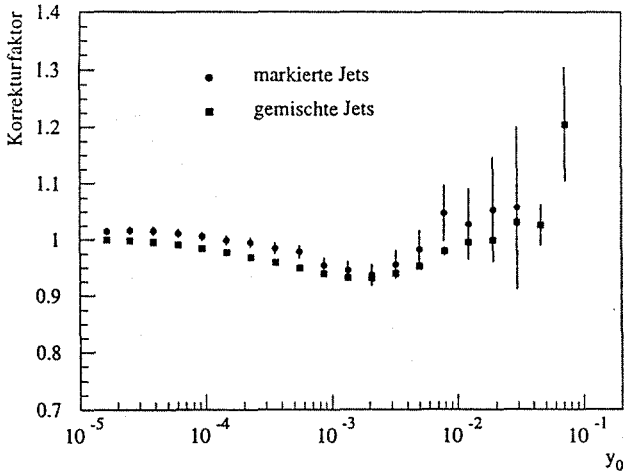


Abbildung 6.8: Korrekturfaktoren der Subjet-Multiplizitäten.

so beeinflussen, daß sich fälschlicherweise kleine Korrekturen ergeben, ist bei der mittlerweile beim ALEPH-Experiment erreichten Präzision der Simulation nicht zu erwarten.

Als Beispiel für die Detektorkorrekturen sollen die Korrekturfaktoren der Subjet-Multiplizitäten, die in Abb. 6.8 abgebildet sind, dienen. Die Korrekturfaktoren der anderen untersuchten Größen sind in Anhang A dargestellt. Betrachtet man die Kurven der Werte der Korrekturfaktoren in Abb. 6.8, so stellt man fest, daß die Korrekturen für die Subjet-Multiplizität durchweg kleiner als 10 % ($0,9 < C(y_0) < 1,1$) sind und sich damit im akzeptablen Rahmen bewegen. Desweiteren zeigen die beiden Kurven (gemischte und markierte Menge) einen sehr ähnlichen Verlauf. Im Bereich kleiner y_0 -Werte, bei dem jeder Subjet mehr oder weniger ein EFlow-Objekt darstellt, sind die Korrekturfaktoren größer als eins. Dies bedeutet, daß im Detektor weniger Objekte rekonstruiert werden konnten als vom Generator Teilchen erzeugt wurden. Da bei sehr kleinen y_0 -Werten fast jedes Teilchen als solches ein Cluster bildet, spielen hier die Detektorineffizienzen die größte Rolle, so daß das Ansteigen der Korrekturfaktoren für sehr kleine y_0 -Werte den Erwartungen entspricht. Daß der Anstieg allerdings so klein ist spiegelt die hohe Güte des ALEPH-Detektors wider. Das Unterschreiten des Wertes eins der Korrekturfaktoren im Bereich um den y_0 -Wert 10^{-3} , ist nicht so ohne weiteres zu erklären, da hier mehrere komplizierte Effekte zusammenwirken. Eine Möglichkeit einer Erklärung könnte folgende sein. Im y_0 -Bereich um 10^{-3} beträgt die mittlere Anzahl an Clustern pro Jet etwa 1,6. Bei einer mittleren

Multiplizität von etwa 7 EFlow-Objekten pro Jet ergibt sich, daß ein Cluster im y_0 -Bereich um 10^{-3} im Mittel aus etwa drei bis vier Objekten besteht. Wird nun eines dieser Objekte durch Detektorineffizienzen nicht nachgewiesen, so kann dieses Objekt als zwei Objekte aufgelöst werden, weil die Winkel der Objekte des Clusters so größere Werte annehmen und dadurch vom Clusteralgorithmus als zwei Cluster erkannt werden. Durch diese Betrachtungsweise kann erklärt werden warum im y_0 -Bereich um 10^{-3} mehr Cluster im Detektor registriert als vom Generator geliefert wurden. Das Ansteigen der Korrekturfaktoren für große y_0 -Werte in der Nähe von y_1 ist aufgrund der hohen statistischen Fluktuationen, die sich in den Fehlerbalken widerspiegeln, so schwierig zu verstehen, daß im weiteren kein Versuch unternommen wird, eine Erklärung zu finden.

Die korrigierten Meßgrößen befinden sich auf einem Niveau, wie sie von einem vollkommenen Detektor gesehen werden würden. Die Zusammensetzung der einzelnen Jetmengen aus Gluonjet- und Quarkjetanteil hat sich dabei allerdings nicht geändert. Nur die Flavour-Zusammensetzung der mißidentifizierten Gluonjets, die bisher durch schwere Quarks dominiert war, wurde auf eine natürliche, dem hadronischen Z^0 -Zerfall entsprechende Flavour-Komposition gebracht. Dadurch ist es nun möglich, aus den korrigierten Daten die Größen für reine Quark- und Gluonjets zu extrahieren. Die Eigenschaften der Gluonjets der markierten Jetmenge könnten dadurch, daß sie hauptsächlich von Zerfällen des Z^0 stammen, bei denen das Z^0 in ein $b\bar{b}$ -Paar zerfallen ist, verfälscht worden sein. Daß die Monte-Carlo-Generatoren keinen Hinweis auf solch eine Verzerrung aufweisen, zeigt ein Vergleich der Eigenschaften von Gluonjets von $b\bar{b}$ -Zerfällen des Z^0 mit den Eigenschaften von Gluonjets, die von $q\bar{q}$ -Zerfällen des Z^0 stammen. Dabei bedeutet $q\bar{q}$ die natürliche Flavour-Zusammensetzung des hadronischen Z^0 -Zerfalls. Alle untersuchten Größen zeigen ein flavour-unabhängiges Verhalten von Gluonjets, wie aus den Abbildungen in Anhang B hervorgeht.

6.3 Entfaltung der reinen Quark- und Gluonjet Eigenschaften

Mit der Detektorkorrektur wurden die Daten auf ein Niveau gebracht, das hadronischen Endzuständen auf Generatorebene entspricht. Eine Größe X setzt sich dabei für die beiden Jetmengen wie folgt aus einem Quarkjetanteil und einem Gluonjetanteil zusammen:

$$\begin{aligned} X_{tag} &= pX_{gluon} + (1-p)X_{quark} \\ X_{mix} &= \frac{1}{3}X_{gluon} + \frac{2}{3}X_{quark} \end{aligned}$$

Dabei bezeichnet X_{tag} die Größe, die aus der markierten Jetmenge berechnet wurde, X_{mix} die mit Hilfe der gemischten Jetmenge gewonnene Größe, X_{quark} und X_{gluon} die auf reinen Quarkjet- und Gluonjetmengen basierenden Größen und p ist die Reinheit der Gluonjetkandidaten der markierten Jetmenge (als Standardwert wird 0,946 verwendet). Dieses lineare Gleichungssystem läßt sich nach den Größen X_{quark} und X_{gluon} auflösen und man erhält:

$$X_{quark} = \frac{\frac{1}{3}X_{tag} - pX_{mix}}{\frac{1}{3} - p}$$

$$X_{gluon} = \frac{\frac{2}{3}X_{tag} - (1-p)X_{mix}}{p - \frac{1}{3}}.$$

6.4 Vergleich der Quark- und Gluonjet Eigenschaften mit Generatorvorhersagen

In diesem Abschnitt sollen nun die Eigenschaften von reinen Quark- und Gluonjets mit den Vorhersagen der einzelnen auf der QCD basierenden Monte-Carlo-Generatoren und dem Spielzeugmodell verglichen werden.

Zur Abschätzung der systematischen Fehler wurden die Selektionskriterien variiert, für die eine erhebliche Datenreduktion eintritt und von deren Variation die Endergebnisse unabhängig sein sollten. Im einzelnen sind dies der Winkel zwischen den Jetachsen und dem Strahl und die Größe P_{cut} , die eine Variation der Gluonjetreinheit zur Folge hat. Der Auflöseparameter y_{cut} zur Selektion der 3-Jet Ereignisse wurde nicht variiert, obwohl die 3-Jet Ereignisselektion ebenfalls zu einer erheblichen Datenreduktion führt. Dies liegt daran, daß mit dem Auflöseparameter y_{cut} die zu untersuchende Ereignistopologie, nämlich symmetrische mercedesartige 3-Jet Ereignisse, festgelegt wird. Eine Variation würde bedeuten, eine andere Größe zu messen. Von den beiden Selektionskriterien, die zur Abschätzung der systematischen Fehler variiert wurden, hat sich die Variation des Winkels zwischen den Jets und der Strahlachse als unerheblich erwiesen. So ergibt sich der systematische Fehler allein aus der Variation von P_{cut} zur Gluonjetselektion. Die Größe P_{cut} wurde zwischen 0,02 und 0,005 (Standardwert von P_{cut} ist 0,01) variiert. Dies entspricht einer Variation der Gluonjetreinheit zwischen 93 % und 96 % oder einer Änderung der Größe der zugrundeliegenden Jetmengen von 30 % mehr und weniger als die Größe der Standardjetmenge. Es ist nicht möglich, ein pauschales Verhalten des systematischen Fehlers im Vergleich zum statistischen Fehler anzugeben. Man kann lediglich sagen, daß der systematische Fehler vergleichbar oder kleiner als der statistische ist. Für die Subjet-Multiplizität und -Rate sind in den Bereichen, in denen die perturbativen Vorhersagen durch die

Hadronisierung nicht verwischt werden, die systematischen Fehler etwa halb so groß wie die statistischen. Im weiteren wurden die angegebenen Fehlerbalken der einzelnen Größen aus der quadratischen Summe von statistischen und systematischen Fehlern berechnet.

Die Subjet-Multiplizität ist in Abb. 6.9 für Gluonjets und in Abb. 6.10 für Quarkjets dargestellt. Die Vorhersagen der auf der QCD basierenden Modelle sind generell in einer sehr guten Übereinstimmung mit den gemessenen Daten. Dagegen weicht das Spielzeugmodell von den gemessenen Daten in signifikanter Weise ab. Die Vorhersagen für den Quotienten der Subjet-Multiplizitäten für Quark- und Gluonjets, der in Abb. 6.11 dargestellt ist, stimmen im gesamten y_0 -Bereich mit den gemessenen Daten sehr gut überein. Das Spielzeugmodell zeigt dagegen im mittleren y_0 -Bereich signifikant kleinere Werte des Quotienten als die gemessenen Daten. Für $y_0 = 2,5 \cdot 10^{-3}$ wird der Subjet-Multiplizitätsquotient zu $1,90 \pm 0,15 \pm 0,05$ und für $y_0 = 1,3 \cdot 10^{-5}$ zu $1,27 \pm 0,02 \pm 0,01$ gemessen. Dies bedeutet, daß für mittlere y_0 -Bereiche die höhere Farbladung von Gluonen deutlich wird. Daß Gluonjets eine höhere Subjet-Multiplizität aufweisen, ist nicht so einfach im Bereich kleiner y_0 -Werte zu erkennen, bei denen mehr oder weniger einzelne Teilchen als Subjets aufgelöst werden. Die Sensitivität auf die QCD Farbfaktoren nimmt für kleine y_0 -Werte ab. Dies zeigt sich vor allem dadurch, daß sowohl die QCD-motivierten Modelle als auch das Spielzeugmodell einen Subjet-Multiplizitätsquotienten von 1,2 bis 1,3 vorhersagen. Einen ähnlichen Wert des Subjet-Multiplizitätsquotienten, wie man ihn für einen y_0 -Wert von $1,3 \cdot 10^{-5}$ erhält, erwartet man daher auch, wenn man den Multiplizitätsquotienten aus geladenen Teilchen bildet. Die mittlere Multiplizität an geladener Teilchen für Quark- und Gluonjets wird zu $\langle N_Q \rangle = 8,94 \pm 0,07 \pm 0,09$ bzw. zu $\langle N_G \rangle = 10,89 \pm 0,14 \pm 0,13$ gemessen. Die systematischen Fehler beinhalten einen Fehler von einem Prozent aus früheren Messungen der Multiplizität geladener Teilchen sowie eine Fehlerabschätzung aus einer Variation des Selektionskriteriums P_{cut} . Der Multiplizitätsquotient geladener Teilchen von Quark- und Gluonjets ergibt sich daraus zu $\frac{\langle N_G \rangle}{\langle N_Q \rangle} = 1,25 \pm 0,03 \pm 0,02$. Dieser Wert stimmt qualitativ mit Messungen anderer Analysen, die auf individuelle Hadronen gestützt sind, überein. Diese Werte sind nur vorsichtig mit dem Wert dieser Analyse zu vergleichen, da es sich dabei um unterschiedliche Ereignis topologien handelt. Ein qualitativer Vergleich ist jedoch zulässig und zeigt eine gute Übereinstimmung. So wurde im Rahmen des OPAL-Experiments der Quotient der geladenen Teilchen von Quark- und Gluonjets zu $1,27 \pm 0,04 \pm 0,06$ gemessen [42, 43]. Bei dieser Ereignis topologie wurden symmetrische Ereignisse verwendet, wobei die beiden niederenergetischeren Jets mit dem Jet höchster Energie einen Winkel von 150° einschließen. Auch im Rahmen des ALEPH-Experiments wurde eine äquivalente Messung durchgeführt; dabei wurde ein Quotient von $1,19 \pm 0,04 \pm 0,02$ beobachtet [44].

Die n -Subjet-Rate, wobei n die Werte eins, zwei, drei oder vier annehmen

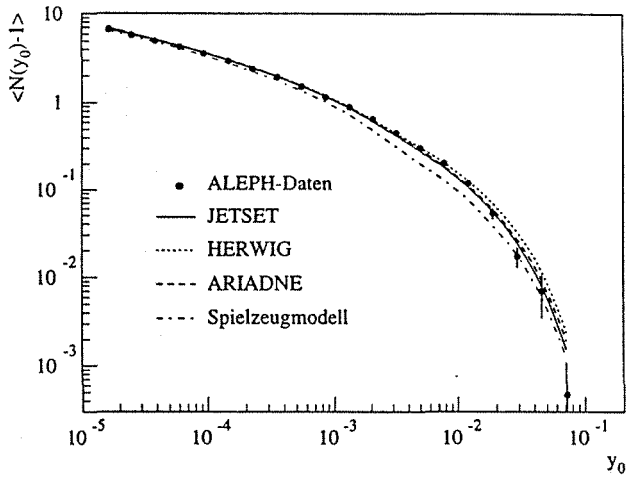


Abbildung 6.9: *Subjet-Multiplizität für Gluonjets.*

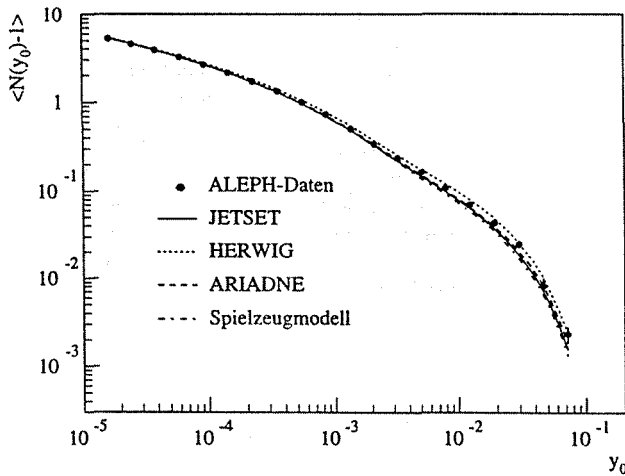


Abbildung 6.10: *Subjet-Multiplizität für Quarkjets.*

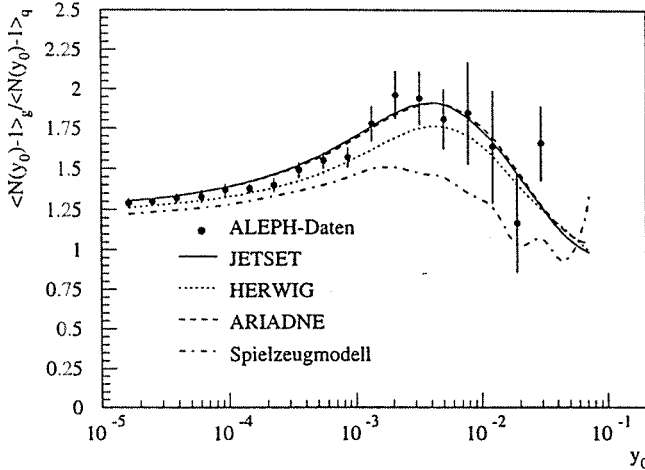


Abbildung 6.11: Quotient der Subjet-Multiplizitäten für Quark- und Gluonjets.

kann, gibt ähnliche Informationen wie die Subjet-Multiplizität. Für Gluonjets sind die n -Subjet-Raten in Abb. 6.12 dargestellt, für Quarkjets in Abb. 6.13. Für Quarkjets sagen die QCD-motivierten Modelle und das Spielzeugmodell ein ähnliches Verhalten voraus, das in einer guten Übereinstimmung mit den gemessenen Daten ist. Im Falle der Quarkjets erwartet man für das Spielzeugmodell kein sehr unterschiedliches Verhalten, da die Abstrahlung eines Gluons von einem Quark durch den Farbfaktor C_F dominiert ist, der aber beim Spielzeugmodell ungeändert blieb. Dagegen zeigt das Spielzeugmodell im Falle der Gluonjets eine deutlich niedrigere Subjet-Rate als die QCD-motivierten Modelle, was auf die reduzierte Farbladung der Gluonen des Spielzeugmodells zurückzuführen ist und sich in der signifikanten Abweichung des Spielzeugmodells von den gemessenen Daten äußert. Die QCD-motivierten Modelle zeigen dagegen eine sehr gute Übereinstimmung mit den gemessenen Daten.

Auch aus den Subjet-Raten werden Unterschiede zwischen Quark- und Gluonjets deutlich. So ergibt sich der y_0 -Wert, für den die 1-Subjet-Rate auf 50 % abgefallen ist, für die Gluonjets zu $2,2 \cdot 10^{-3}$ und für die Quarkjets zu $1,0 \cdot 10^{-3}$. Das häufigste Auftreten der 2-, 3- und 4-Subjets der Gluonjets wird bei den y_0 -Werten $1,0 \cdot 10^{-3}$, $2,7 \cdot 10^{-4}$ und $7,4 \cdot 10^{-5}$ erreicht. Bei den Quarkjets ergeben sich die entsprechenden Werte zu $4,3 \cdot 10^{-4}$, $1,1 \cdot 10^{-4}$ und $4,7 \cdot 10^{-5}$. Diese Beispiele sollen genügen, um die Unterschiede zwischen den beiden Jetmengen hervorzuheben.

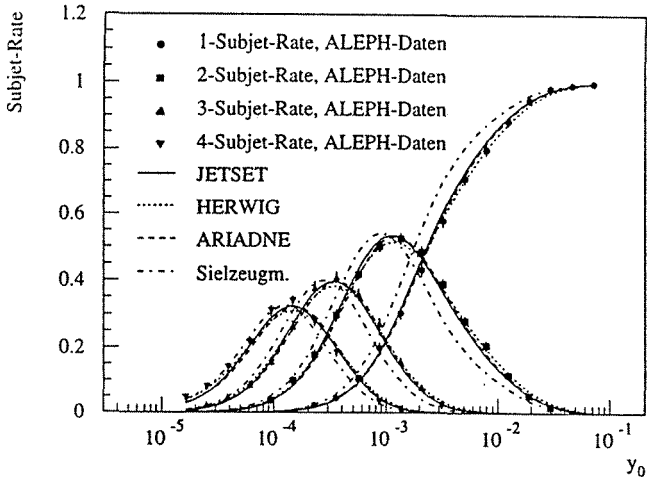


Abbildung 6.12: *Subjet-Raten für Gluonjets.*

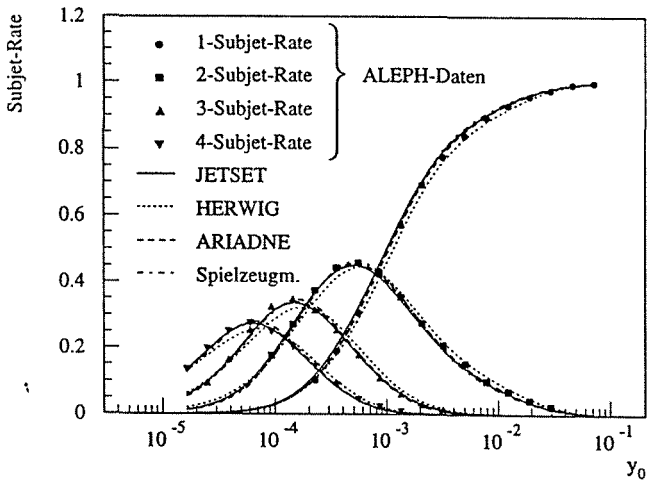


Abbildung 6.13: *Subjet-Raten für Quarkjets.*

Die y_2 -Verteilung ist in Abb. 6.14 für Gluonjets und in Abb. 6.15 für Quarkjets dargestellt. Die Quarkjets scheinen durch die Generatoren besser beschrieben zu werden als die Gluonjets. Allerdings sind bei Gluonjets die statistischen Fluktuationen groß genug, um die geringfügige Verschiebung der Generatorvorhersage nach größeren Werten von $-\ln(y_2)$ um etwa den Wert 0,5 zu erklären.

In Abb. 6.16 und 6.17 sind die Häufigkeitsverteilungen der Rapiditätswerte der Teilchen eines Jets im Bezug auf die Jetachse abgebildet. In Abb. 6.16 ist dabei die Rapiditätsverteilung für Gluonjets und in Abb. 6.17 für Quarkjets dargestellt. Zunächst kann festgestellt werden, daß die Generatoren die gemessenen Daten sehr gut beschreiben. Das für Quarkjets erwartete Plateau ist noch leicht zu erkennen. Der Quotient der häufigsten Rapiditätswerte für Quark- und Gluonjets liefert den Wert $1,63 \pm 0,07$ und stimmt somit mit dem der Generatoren im Rahmen der Fehler überein.

Die Gesamtjetbreite B_E , die in Abb. 6.18 für Gluonjets und in Abb. 6.19 für Quarkjets dargestellt ist, zeigt, daß Gluonjets wesentlich breiter sind als Quarkjets. So konzentrieren sich 50 % der Jetenergie bei Gluonjets in einem Kegel um die Jetachse mit einem halben Öffnungswinkel von $13,3^\circ$, wohingegen bei Quarkjets 50 % der Jetenergie schon in einem Kegel von $7,5^\circ$ halbem Öffnungswinkel anzutreffen sind. 90 % der Jetenergie sind bei Gluonjets in einem Kegel von 42° halbem Öffnungswinkel enthalten. Bei Quarkjets sind im selben Kegel um die Jetachse 94 % der Jetenergie zu finden. Noch deutlicher werden diese Unterschiede in der Jetbreite bei Betrachtung der differentiellen Jetbreite ξ , die in Abb. 6.20 für Gluonjets und in Abb. 6.21 für Quarkjets dargestellt ist.

Hier ist am deutlichsten von allen betrachteten Variablen das unterschiedliche Verhalten von Quark- und Gluonjets zu erkennen. Das Maximum der differentiellen Jetbreite erreichen Gluonjets bei einem Winkel von $5,7^\circ$ und Quarkjets bei $2,1^\circ$. Der maximale Wert der differentiellen Jetbreite, also die maximale Steigerungsrate an Jetenergie, liegt bei $4,8 \pm 0,6$ % pro Grad Winkeländerung bei Gluonjets und bei $9,4 \pm 0,3$ % pro Grad Winkeländerung bei Quarkjets und ist damit $2,0 \pm 0,3$ mal so groß wie für Gluonjets. Auch bei den Jetbreiten kann festgestellt werden, daß die Generatoren die Daten sehr gut beschreiben.

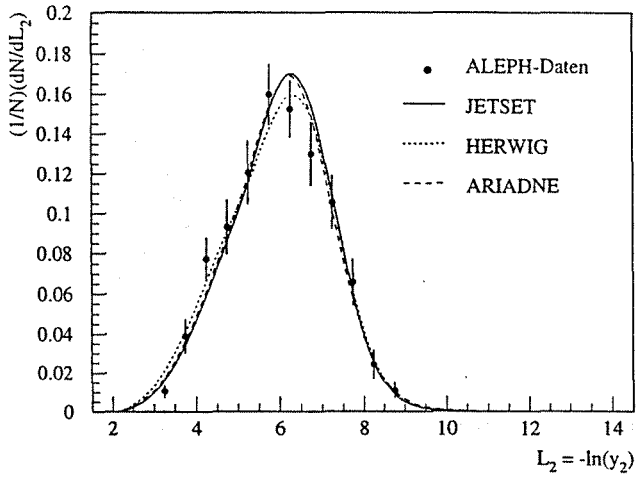


Abbildung 6.14: y_2 -Verteilung für Gluonjets.

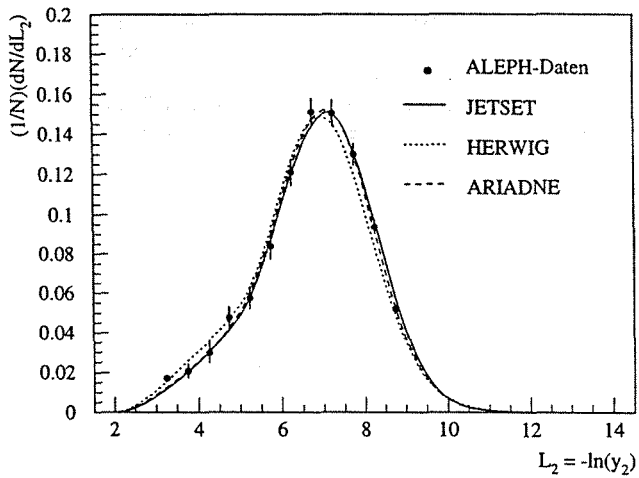


Abbildung 6.15: y_2 -Verteilung für Quarkjets.

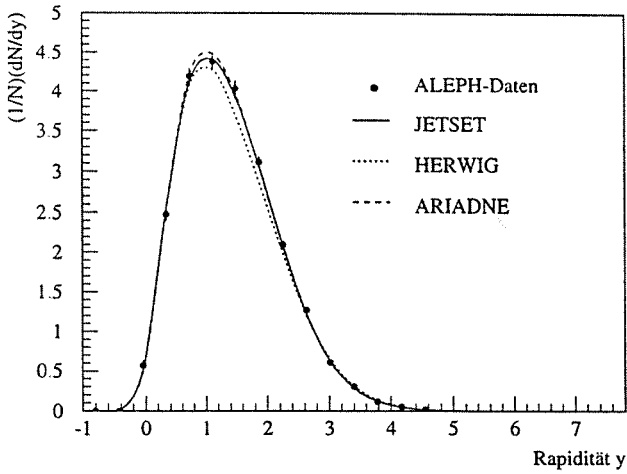


Abbildung 6.16: *Rapiditätsverteilung für Gluonjets.*

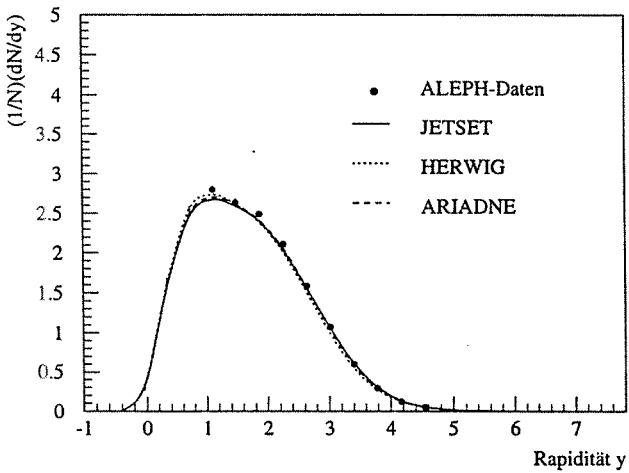


Abbildung 6.17: *Rapiditätsverteilung für Quarkjets.*

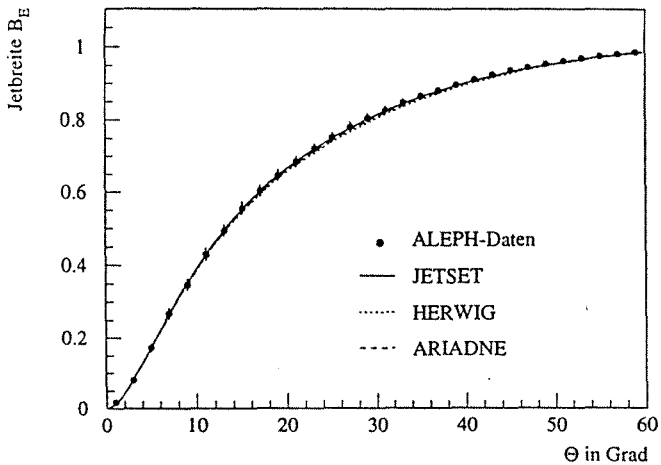


Abbildung 6.18: Gesamtjetbreite für Gluonjets.

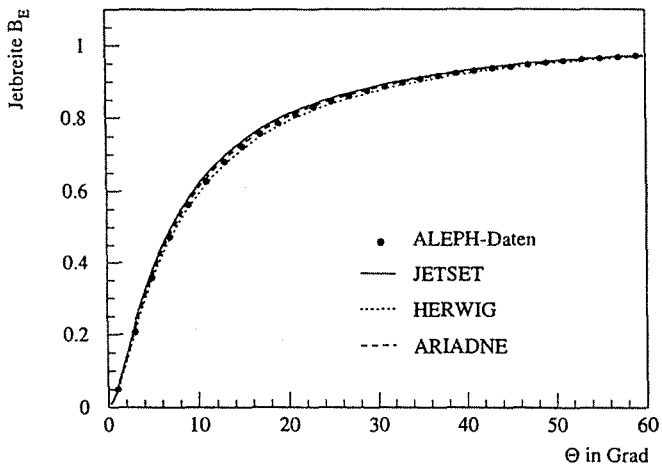


Abbildung 6.19: Gesamtjetbreite für Quarkjets.

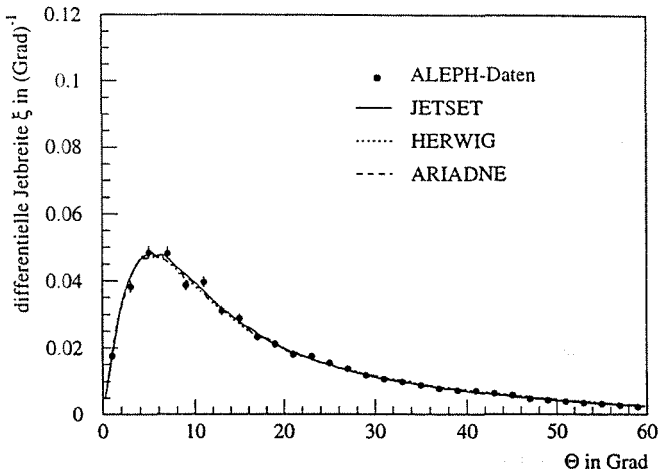


Abbildung 6.20: *Differentielle Jetbreite für Gluonjets.*

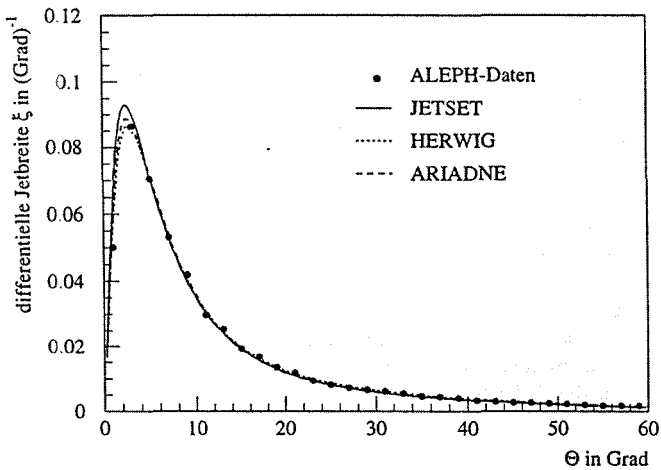


Abbildung 6.21: *Differentielle Jetbreite für Quarkjets.*

Kapitel 7

Zusammenfassung

Zusammenfassend läßt sich zunächst sagen, daß deutliche Unterschiede im Verhalten von Quark- und Gluonjets gemessen werden konnten. Diese Unterschiede manifestieren sich zum Beispiel im Quotienten der Subjet-Multiplizitäten von Quark- und Gluonjets für den bei einem y_0 -Wert von $2 \cdot 10^{-3}$ erstmals ein Wert in der erwarteten Größenordnung von 2,0, nämlich $1,96 \pm 0,15$ gemessen werden konnte. Ein anderes Beispiel, bei dem die Unterschiede zwischen Quark- und Gluonjets deutlich werden, ist die differentielle Jetbreite. Hier liegt der Maximalwert bei $4,8 \pm 0,6$ % pro Grad Winkeländerung bei Gluonjets und bei $9,4 \pm 0,3$ % pro Grad Winkeländerung bei Quarkjets und ist damit $2,0 \pm 0,3$ mal so hoch wie für Gluonjets.

Diese Unterschiede treten so deutlich heraus, da am LEP-Speicherring erstmals die hohe Schwerpunktsenergie von $91,2 \text{ GeV}$ bei e^+e^- -Annihilationen zur Verfügung steht, aber auch weil auf der Z^0 -Resonanz der Wirkungsquerschnitt für $e^+e^- \rightarrow \text{Hadronen}$ viel größer ist als abseits davon. Die technische Weiterentwicklung der Detektoren spielt in diesem Zusammenhang natürlich auch eine Rolle. Auch an früheren Beschleunigerexperimenten, wie zum Beispiel am PETRA-Speicherring am DESY-Forschungszentrum oder am PEP-Speicherring in den Vereinigten Staaten von Amerika, wurde nach Unterschieden im Verhalten von Quark- und Gluonjets gesucht. Unterschiede konnten dabei allerdings kaum nachgewiesen werden. So wurde beispielsweise im Rahmen des HRS-Experiments am PEP-Speicherring bei einer Schwerpunktsenergie von 29 GeV der Quotient der geladenen Multiplizitäten von Quark- und Gluonjets zu $1,29_{-0,41}^{+0,21} \pm 0,2$ bestimmt [27]. In dieser Analyse mißt man dagegen $1,25 \pm 0,03 \pm 0,02$. Die deutliche Verbesserung ist an den Fehlern der Messung zu erkennen. Am PEP-Speicherring wurde ein relativer statistischer Fehler von 16 % (Gesamtfehler von 22 %) angegeben, dagegen erreicht man am LEP-Speicherring einen relativen statistischen Fehler von 2 % (Gesamtfehler von 3 %).

Schließlich wurde nachgewiesen, daß die Quantenchromodynamik die Details der Quark- und Gluonjets sehr gut beschreibt. Dies manifestiert sich darin, daß

die QCD-motivierten Modelle die gemessenen Daten sehr genau beschreiben, wohingegen ein Spielzeugmodell in signifikanter Weise von den Daten abweicht. Diese Abweichung tritt vor allem bei Gluonjets auf. Bei Quarkjets, deren Verhalten durch das Angleichen von Gluonen an Quarks beim Spielzeugmodell weniger berührt ist, tritt dagegen, wie erwartet, keine große Änderung der Eigenschaften auf. Als bestes Beispiel ist hier die Subjet-Rate zu nennen. Bei Quarkjets liegt die Vorhersage des Spielzeugmodells in einem Bereich, der im Rahmen der Fehler in akzeptabler Weise mit der Messung übereinstimmt. Dagegen weichen Spielzeugmodell und Messung für Gluonjets weit voneinander ab.

Die Sensitivität der Subjet-Multiplizität und -Rate auf die QCD Farbfaktoren zeigt sich in dem y_0 -Bereich am deutlichsten, in dem störungstheoretisch berechnete Größen durch die Hadronisierung unverändert gelassen werden. In diesem Bereich wird beim Quotienten der Subjet-Multiplizitäten von Quark- und Gluonjets ein Wert von $1,96 \pm 0,15$ gemessen. Diese Sensitivität geht durch die Hadronisierung weitgehend verloren, wenn man die Subjet-Multiplizität bei sehr kleinen y_0 -Werten oder einzelnen Teilchen betrachtet. Eine theoretische Beschreibung dieses Effekts steht noch aus.

Im weiteren Betrieb des LEP-Speicherrings wird sich die Anzahl hadronischer Z^0 -Zerfälle so erhöhen (1994 hat sich die Datenmenge mehr als verdoppelt), daß weitere Messungen zur Überprüfung der QCD durchgeführt werden können. Dann wird es möglich sein, 2- oder 3-Subjet-Systeme genauer zu untersuchen, für die die QCD ebenfalls präzise Vorhersagen macht.

Anhang A

Korrekturfaktoren

Im folgenden werden die Korrekturfaktoren der einzelnen Größen dargestellt. In den einzelnen Abbildungen sind jeweils die Korrekturfaktoren für die markierte und gemischte Jetmenge dargestellt. In den Abb. A.1 bis A.4 sind die Korrekturfaktoren der Ein- bis Viersubjet-Raten dargestellt. In Abb. A.5 sind die der Häufigkeitsverteilung der y_2 -Werte, in Abb. A.6 die der Häufigkeitsverteilung der Rapiditäten der Teilchen eines Jets bezüglich der Jetachse und in den Abb. A.7 und A.8 die der Gesamtjetbreite und der differentiellen Jetbreite abgebildet.

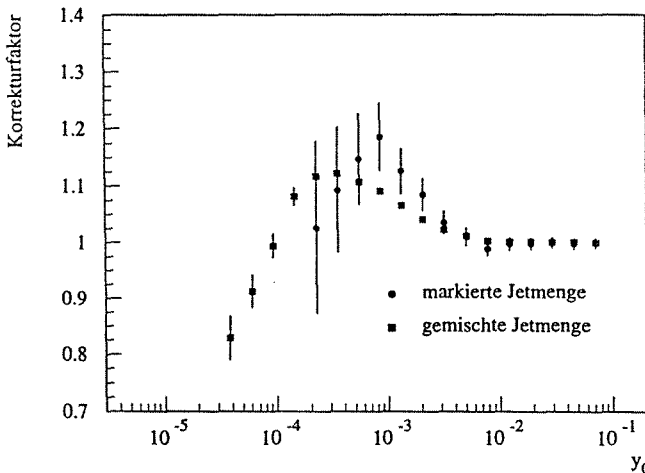


Abbildung A.1: Korrekturfaktor der Subjet-Rate für einen Subjet als Funktion des Auflöseparameters y_0 (Monte-Carlo-Vorhersagen).

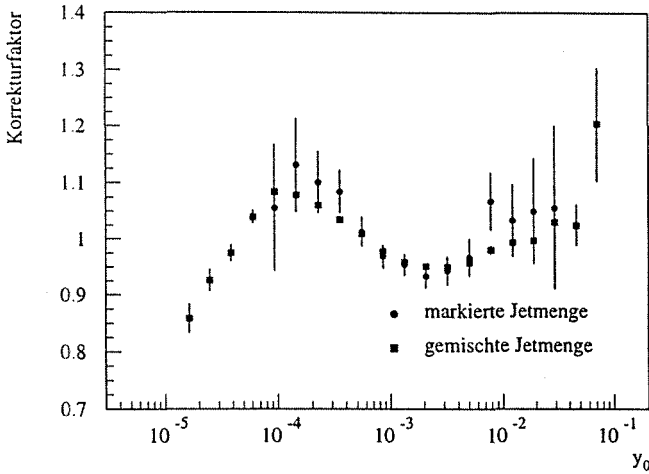


Abbildung A.2: Korrekturfaktor der Subjet-Rate für zwei Subjets als Funktion des Auflöseparameters y_0 (Monte-Carlo-Vorhersagen).

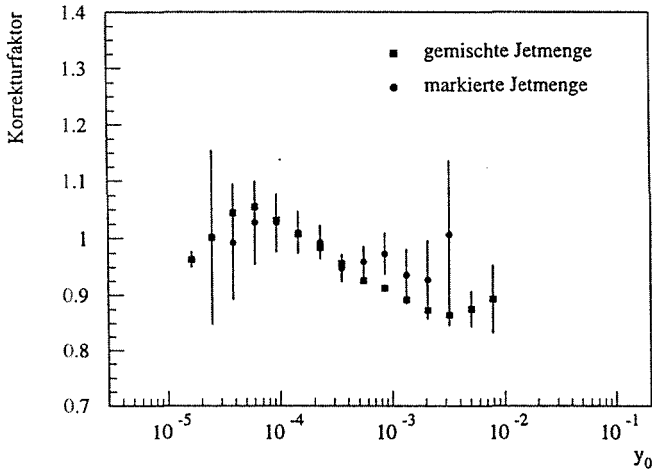


Abbildung A.3: Korrekturfaktor der Subjet-Rate für drei Subjets als Funktion des Auflöseparameters y_0 (Monte-Carlo-Vorhersagen).

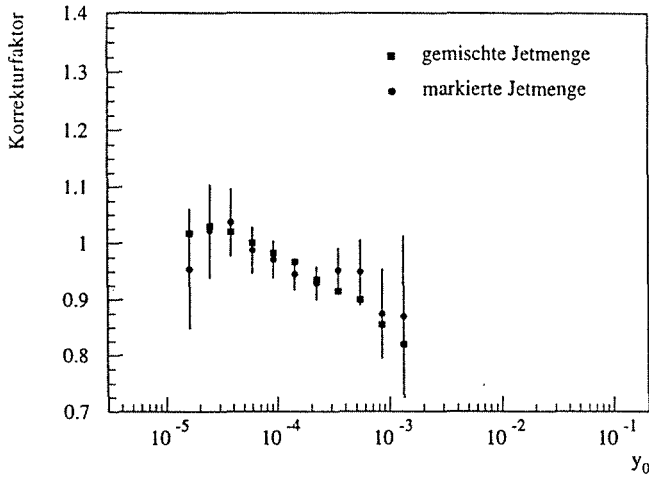


Abbildung A.4: Korrekturfaktor der Subjet-Rate für vier Subjets als Funktion Auflöseparameters y_0 (Monte-Carlo-Vorhersagen).

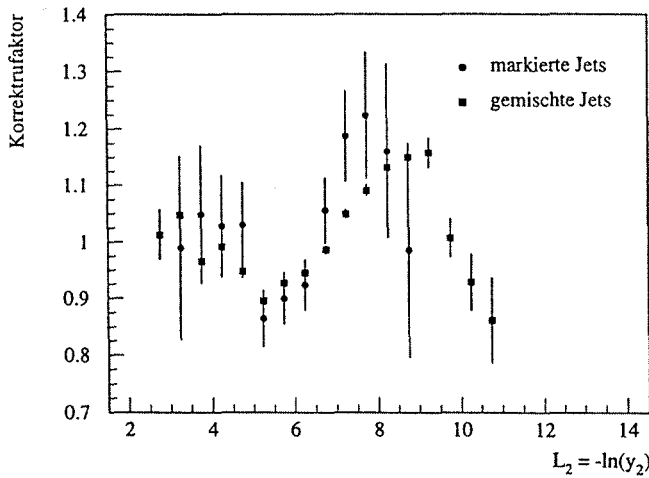


Abbildung A.5: Korrekturfaktor der y_2 -Verteilung (Monte-Carlo-Vorhersagen).

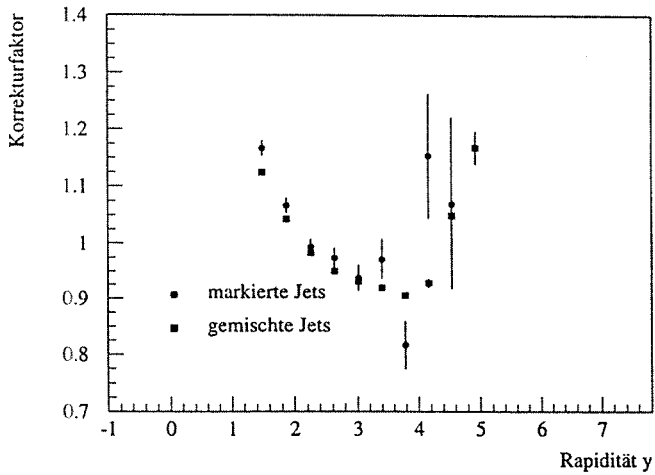


Abbildung A.6: Korrekturfaktor der Rapidityverteilung (Monte-Carlo-Vorhersagen).

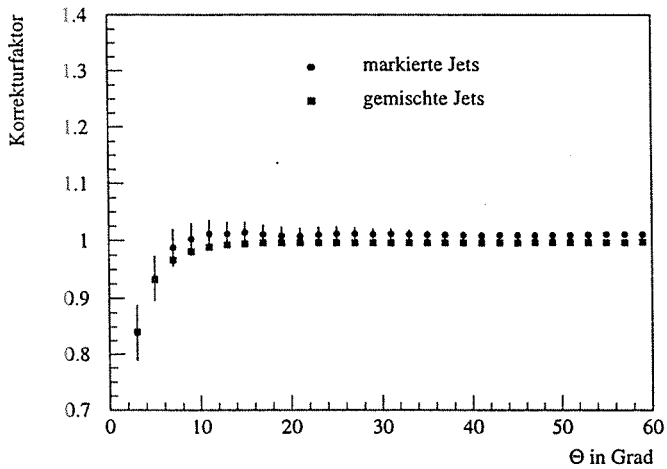


Abbildung A.7: Korrekturfaktor der Gesamtjetbreite (Monte-Carlo-Vorhersagen).

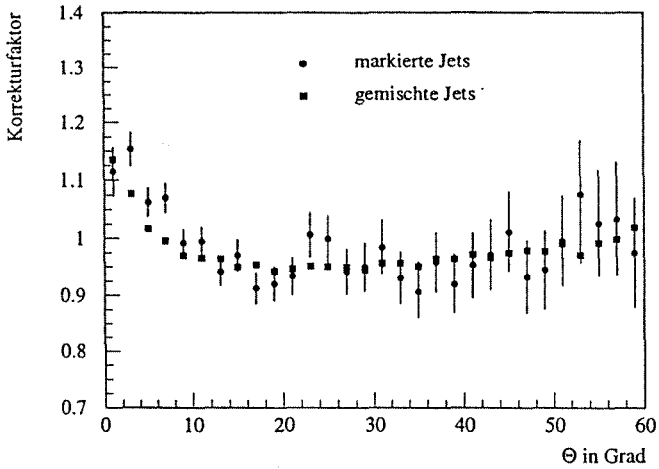


Abbildung A.8: Korrekturfaktor der differentiellen Jetbreite (Monte-Carlo-Vorhersagen).

Anhang B

Vergleich von $b\bar{b}$ - mit $q\bar{q}$ -Ereignissen

Die Eigenschaften von Gluonjets, die von $q\bar{q}$ -Ereignissen stammen, werden mit solchen, die von $b\bar{b}$ -Ereignissen stammen, verglichen. Dabei wurde zur Simulation des hadronischen Z^0 -Zerfalls der JETSET-Generator verwendet. In diesem Zusammenhang entsprechen $q\bar{q}$ -Ereignisse der natürlichen Flavour-Zusammensetzung des hadronischen Z^0 -Zerfalls. Aus den Darstellungen ist zu entnehmen, daß die inneren Eigenschaften von Gluonjets unabhängig vom Quark-Flavour sind, in die das Z^0 zerfallen kann. Auch die anderen Monte-Carlo-Generatoren zeigen ein flavour-unabhängiges Verhalten von Gluonjets. In Abb. B.1 ist die Subjet-Multiplizität, in Abb. B.2 die Subjet-Rate, in Abb. B.3 die Häufigkeitsverteilung der y_2 -Werte, in Abb. B.4 die inklusive Rapiditätsverteilung, in Abb. B.5 die Gesamtjetbreite und in Abb. B.6 ist die differentielle Jetbreite dargestellt.

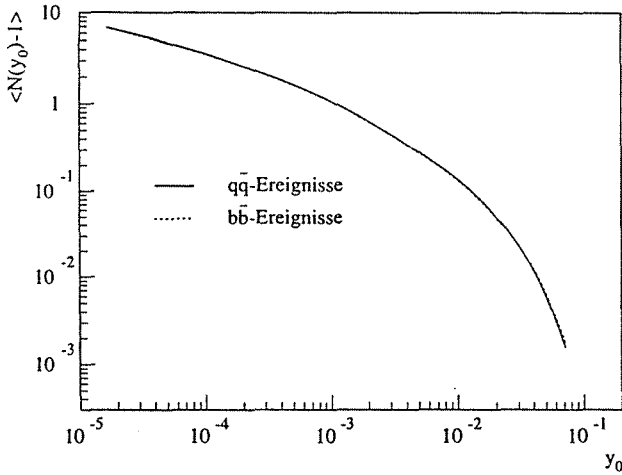


Abbildung B.1: Subjet-Multiplizität ($\langle N(y_0) - 1 \rangle$) als Funktion des Auflöseparameters y_0 für Gluonjets von $b\bar{b}$ - und $q\bar{q}$ -Ereignissen.

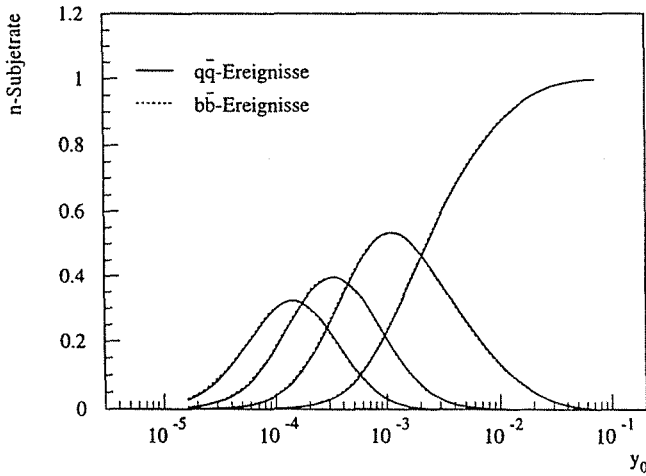


Abbildung B.2: Subjet-Raten (R_n mit $n = 1, 2, 3, 4$) als Funktion des Auflöseparameters y_0 für Gluonjets von $b\bar{b}$ - und $q\bar{q}$ -Ereignissen.

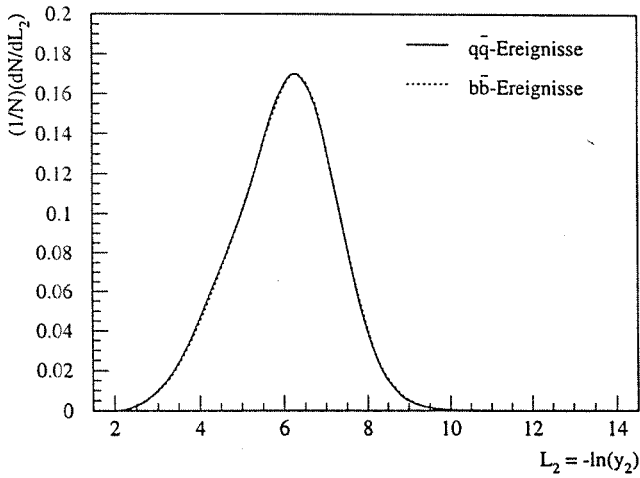


Abbildung B.3: Die y_2 -Verteilung für Gluonjets von $b\bar{b}$ - und $q\bar{q}$ -Ereignissen.

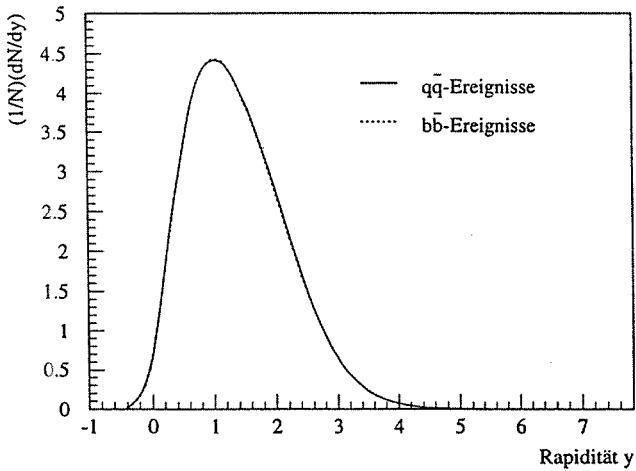


Abbildung B.4: Rapidityverteilung für Gluonjets von $b\bar{b}$ - und $q\bar{q}$ -Ereignissen.

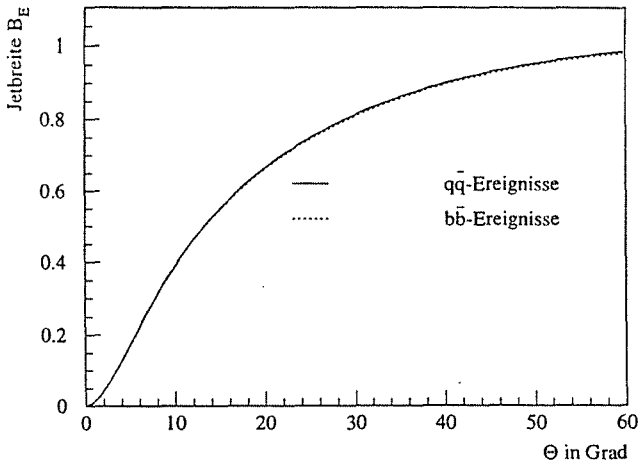


Abbildung B.5: Gesamtjetbreite für Gluonjets von $b\bar{b}$ - und $q\bar{q}$ -Ereignissen.

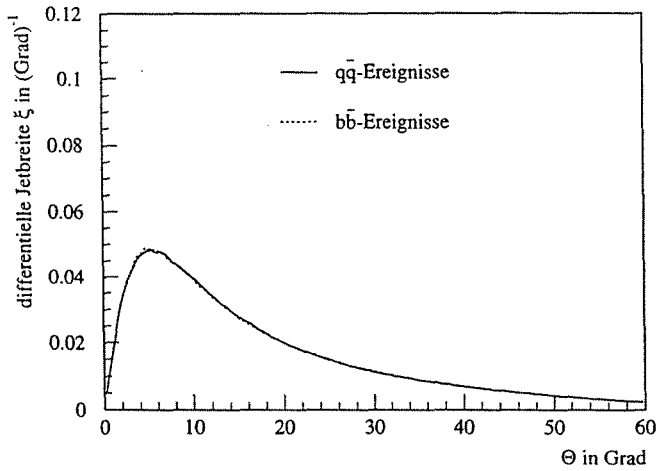


Abbildung B.6: Differentielle Jetbreite für Gluonjets von $b\bar{b}$ - und $q\bar{q}$ -Ereignissen.

Anhang C

Tabellierung der Ergebnisse

Um die Ergebnisse anderen zugänglich zu machen, sind sie hier in Tabellen zusammengefaßt. Es werden jeweils die wichtigsten Meßpunkte tabelliert.

y_0	$N_q - 1$	$\Delta N_q (stat.)$	$\Delta N_q (sys.)$	$N_g - 1$	$\Delta N_g (stat.)$	$\Delta N_g (sys.)$
$4,50 \cdot 10^{-2}$	0,0092	0,0020	0,0008	0,0072	0,0036	0,0015
$2,89 \cdot 10^{-2}$	0,0268	0,0026	0,0003	0,0178	0,0046	0,0007
$1,85 \cdot 10^{-2}$	0,0471	0,0044	0,0021	0,0553	0,0082	0,0042
$1,19 \cdot 10^{-2}$	0,0753	0,0065	0,0041	0,1236	0,0122	0,0083
$7,65 \cdot 10^{-3}$	0,1153	0,0083	0,0057	0,2136	0,0156	0,0115
$4,92 \cdot 10^{-3}$	0,1723	0,0091	0,0020	0,3117	0,0170	0,0040
$3,16 \cdot 10^{-3}$	0,2413	0,0104	0,0034	0,4669	0,0194	0,0067
$2,03 \cdot 10^{-3}$	0,3393	0,0114	0,0065	0,6648	0,0213	0,0130
$1,30 \cdot 10^{-3}$	0,5066	0,0128	0,0089	0,9015	0,0238	0,0177
$8,37 \cdot 10^{-4}$	0,7424	0,0141	0,0023	1,1682	0,0260	0,0046
$5,37 \cdot 10^{-4}$	1,0028	0,0163	0,0029	1,5520	0,0300	0,0058
$3,45 \cdot 10^{-4}$	1,3297	0,0182	0,0105	1,9770	0,0335	0,0209
$2,22 \cdot 10^{-4}$	1,7292	0,0202	0,0044	2,4294	0,0370	0,0087
$1,42 \cdot 10^{-4}$	2,1676	0,0228	0,0093	2,9998	0,0419	0,0185
$9,10 \cdot 10^{-5}$	2,6690	0,0256	0,0200	3,6491	0,0470	0,0400
$5,90 \cdot 10^{-5}$	3,2432	0,0289	0,0233	4,3199	0,0531	0,0466
$3,80 \cdot 10^{-5}$	3,8602	0,0326	0,0152	5,0904	0,0600	0,0304
$2,40 \cdot 10^{-5}$	4,5408	0,0364	0,0063	5,9144	0,0668	0,0126
$1,60 \cdot 10^{-5}$	5,2758	0,0400	0,0172	6,7905	0,0733	0,0344

Tabelle C.1: Die Subjet-Multiplizitäten minus Eins für Quark- und Gluonjets mit ihren statistischen und systematischen Fehlern in Abhängigkeit vom Subjet-Auflöseparameter y_0 .

y_0	r	$\Delta r(stat.)$	$\Delta r(sys.)$
$2,89 \cdot 10^{-2}$	0,66	0,23	0,03
$1,85 \cdot 10^{-2}$	1,17	0,28	0,14
$1,19 \cdot 10^{-2}$	1,64	0,30	0,19
$7,65 \cdot 10^{-3}$	1,85	0,26	0,18
$4,92 \cdot 10^{-3}$	1,81	0,19	0,04
$3,16 \cdot 10^{-3}$	1,94	0,16	0,05
$2,03 \cdot 10^{-3}$	1,96	0,13	0,07
$1,30 \cdot 10^{-3}$	1,78	0,09	0,06
$8,37 \cdot 10^{-4}$	1,57	0,06	0,01
$5,37 \cdot 10^{-4}$	1,55	0,05	0,01
$3,45 \cdot 10^{-4}$	1,49	0,04	0,03
$2,22 \cdot 10^{-4}$	1,40	0,04	0,01
$1,42 \cdot 10^{-4}$	1,38	0,03	0,01
$9,10 \cdot 10^{-5}$	1,37	0,03	0,03
$5,90 \cdot 10^{-5}$	1,33	0,03	0,02
$3,80 \cdot 10^{-5}$	1,32	0,03	0,01
$2,40 \cdot 10^{-5}$	1,30	0,02	0,00
$1,60 \cdot 10^{-5}$	1,29	0,02	0,01

Tabelle C.2: Der Quotient $r = \frac{(N_2-1)}{(N_1-1)}$ mit statistischen und systematischen Fehlern in Abhängigkeit vom Subjet-Auflöseparameter y_0 .

y_0	R_1^q	$\Delta R_1^q (stat.)$	$\Delta R_1^q (sys.)$	R_1^g	$\Delta R_1^g (stat.)$	$\Delta R_1^g (sys.)$
$7,00 \cdot 10^{-2}$	0,9983	0,0060	0,0003	0,9977	0,0107	0,0006
$4,50 \cdot 10^{-2}$	0,9911	0,0061	0,0005	0,9924	0,0108	0,0009
$2,89 \cdot 10^{-2}$	0,9738	0,0064	0,0003	0,9816	0,0115	0,0005
$1,85 \cdot 10^{-2}$	0,9534	0,0070	0,0021	0,9446	0,0127	0,0041
$1,19 \cdot 10^{-2}$	0,9257	0,0078	0,0033	0,8783	0,0143	0,0067
$7,65 \cdot 10^{-3}$	0,8883	0,0085	0,0048	0,7891	0,0157	0,0095
$4,92 \cdot 10^{-3}$	0,8339	0,0095	0,0013	0,6994	0,0176	0,0027
$3,16 \cdot 10^{-3}$	0,7735	0,0100	0,0022	0,5656	0,0186	0,0045
$2,03 \cdot 10^{-3}$	0,6959	0,0101	0,0086	0,4177	0,0187	0,0173
$1,30 \cdot 10^{-3}$	0,5756	0,0096	0,0098	0,2907	0,0176	0,0196
$8,37 \cdot 10^{-4}$	0,4314	0,0087	0,0040	0,1878	0,0158	0,0081
$5,37 \cdot 10^{-4}$	0,2949	0,0066	0,0039	0,0955	0,0117	0,0078
$3,45 \cdot 10^{-4}$	0,1746	0,0046	0,0017	0,0419	0,0079	0,0033
$2,22 \cdot 10^{-4}$	0,0875	0,0033	0,0017	0,0212	0,0056	0,0033
$1,42 \cdot 10^{-4}$	0,0398	0,0018	0,0006	0,0064	0,0029	0,0013
$9,10 \cdot 10^{-5}$	0,0126	0,0026	0,0012	0,0085	0,0051	0,0024
$5,90 \cdot 10^{-5}$	0,0040	0,0009	0,0018	0,0040	0,0016	0,0035
$3,80 \cdot 10^{-5}$	0,0019	0,0005	0,0002	0,0011	0,0009	0,0005
$2,40 \cdot 10^{-5}$	0,0007	0,0003	0,0001	0,0006	0,0006	0,0002
$1,60 \cdot 10^{-5}$	0,0002	0,0003	0,0002	0,0006	0,0006	0,0003

Tabelle C.3: Die 1-Subjet-Rate für Quark- und Gluonjets mit statistischen und systematischen Fehlern in Abhängigkeit vom Subjet-Auflöseparameter y_0 .

y_0	R_2^g	$\Delta R_2^g (stat.)$	$\Delta R_2^g (sys.)$	R_2^g	$\Delta R_2^g (stat.)$	$\Delta R_2^g (sys.)$
$7,00 \cdot 10^{-2}$	0,0026	0,0005	0,0026	0,0005	0,0006	0,0005
$4,50 \cdot 10^{-2}$	0,0092	0,0020	0,0008	0,0072	0,0036	0,0015
$2,89 \cdot 10^{-2}$	0,0267	0,0026	0,0003	0,0177	0,0046	0,0007
$1,85 \cdot 10^{-2}$	0,0470	0,0044	0,0021	0,0551	0,0082	0,0042
$1,19 \cdot 10^{-2}$	0,0738	0,0064	0,0032	0,1218	0,0120	0,0065
$7,65 \cdot 10^{-3}$	0,1062	0,0083	0,0053	0,2152	0,0158	0,0107
$4,92 \cdot 10^{-3}$	0,1591	0,0085	0,0011	0,2901	0,0160	0,0021
$3,16 \cdot 10^{-3}$	0,2102	0,0091	0,0024	0,4008	0,0171	0,0048
$2,03 \cdot 10^{-3}$	0,2701	0,0092	0,0079	0,4960	0,0171	0,0157
$1,30 \cdot 10^{-3}$	0,3492	0,0092	0,0073	0,5286	0,0170	0,0145
$8,37 \cdot 10^{-4}$	0,4244	0,0092	0,0084	0,4951	0,0169	0,0169
$5,37 \cdot 10^{-4}$	0,4707	0,0095	0,0024	0,4068	0,0173	0,0048
$3,45 \cdot 10^{-4}$	0,4645	0,0092	0,0096	0,2815	0,0167	0,0191
$2,22 \cdot 10^{-4}$	0,3947	0,0080	0,0088	0,1664	0,0142	0,0176
$1,42 \cdot 10^{-4}$	0,2779	0,0066	0,0042	0,0905	0,0115	0,0084
$9,10 \cdot 10^{-5}$	0,1705	0,0042	0,0034	0,0326	0,0069	0,0067
$5,90 \cdot 10^{-5}$	0,0859	0,0025	0,0007	0,0119	0,0037	0,0014
$3,80 \cdot 10^{-5}$	0,0389	0,0015	0,0001	0,0046	0,0021	0,0002
$2,40 \cdot 10^{-5}$	0,0177	0,0009	0,0003	0,0015	0,0012	0,0005
$1,60 \cdot 10^{-5}$	0,0066	0,0010	0,0006	0,0021	0,0019	0,0013

Tabelle C.4: Die 2-Subjet-Rate für Quark- und Gluonjets mit statistischen und systematischen Fehlern in Abhängigkeit vom Subjet-Auflöseparameter y_0 .

y_0	R_3^q	$\Delta R_3^q (stat.)$	$\Delta R_3^q (sys.)$	R_3^g	$\Delta R_3^g (stat.)$	$\Delta R_3^g (sys.)$
$7,65 \cdot 10^{-3}$	0,0037	0,0005	0,0037	0,0006	0,0007	0,0006
$4,92 \cdot 10^{-3}$	0,0063	0,0022	0,0009	0,0109	0,0042	0,0018
$3,16 \cdot 10^{-3}$	0,0147	0,0034	0,0016	0,0321	0,0064	0,0032
$2,03 \cdot 10^{-3}$	0,0306	0,0049	0,0016	0,0813	0,0094	0,0031
$1,30 \cdot 10^{-3}$	0,0638	0,0068	0,0021	0,1674	0,0130	0,0043
$8,37 \cdot 10^{-4}$	0,1108	0,0085	0,0088	0,2852	0,0162	0,0176
$5,37 \cdot 10^{-4}$	0,1764	0,0089	0,0094	0,3680	0,0167	0,0187
$3,45 \cdot 10^{-4}$	0,2448	0,0090	0,0096	0,4138	0,0168	0,0192
$2,22 \cdot 10^{-4}$	0,3096	0,0091	0,0062	0,3722	0,0169	0,0124
$1,42 \cdot 10^{-4}$	0,3579	0,0084	0,0064	0,2530	0,0152	0,0128
$9,10 \cdot 10^{-5}$	0,3416	0,0073	0,0074	0,1477	0,0128	0,0148
$5,90 \cdot 10^{-5}$	0,2670	0,0060	0,0049	0,0791	0,0102	0,0098
$3,80 \cdot 10^{-5}$	0,1686	0,0046	0,0020	0,0428	0,0078	0,0040
$2,40 \cdot 10^{-5}$	0,0907	0,0033	0,0016	0,0211	0,0057	0,0031
$1,60 \cdot 10^{-5}$	0,0475	0,0024	0,0007	0,0089	0,0041	0,0013

Tabelle C.5: Die 3-Subjet-Rate für Quark- und Gluonjets mit statistischen und systematischen Fehlern in Abhängigkeit vom Subjet-Auflöseparameter y_0 .

y_0	R_4^q	$\Delta R_4^q (stat.)$	$\Delta R_4^q (sys.)$	R_4^g	$\Delta R_4^g (stat.)$	$\Delta R_4^g (sys.)$
$2,03 \cdot 10^{-3}$	0,0027	0,0007	0,0024	0,0014	0,0013	0,0048
$1,30 \cdot 10^{-3}$	0,0090	0,0019	0,0009	0,0119	0,0034	0,0018
$8,37 \cdot 10^{-4}$	0,0250	0,0032	0,0013	0,0362	0,0059	0,0026
$5,37 \cdot 10^{-4}$	0,0464	0,0058	0,0021	0,1143	0,0110	0,0042
$3,45 \cdot 10^{-4}$	0,0912	0,0071	0,0065	0,1955	0,0134	0,0131
$2,22 \cdot 10^{-4}$	0,1418	0,0080	0,0062	0,2861	0,0150	0,0123
$1,42 \cdot 10^{-4}$	0,1937	0,0085	0,0073	0,3389	0,0160	0,0145
$9,10 \cdot 10^{-5}$	0,2426	0,0085	0,0065	0,3019	0,0158	0,0130
$5,90 \cdot 10^{-5}$	0,2805	0,0077	0,0084	0,2050	0,0140	0,0168
$3,80 \cdot 10^{-5}$	0,2625	0,0070	0,0021	0,1294	0,0124	0,0042
$2,40 \cdot 10^{-5}$	0,2104	0,0057	0,0010	0,0725	0,0100	0,0020
$1,60 \cdot 10^{-5}$	0,1397	0,0044	0,0013	0,0397	0,0075	0,0026

Tabelle C.6: Die 4-Subjet-Rate für Quark- und Gluonjets mit statistischen und systematischen Fehlern in Abhängigkeit vom Subjet-Auflöseparameter y_0 .

L_2	$\frac{1}{N} \frac{dN}{dL_2^2}$	$\Delta \frac{1}{N} \frac{dN}{dL_2^2} (stat.)$	$\Delta \frac{1}{N} \frac{dN}{dL_2^2} (sys.)$	$\frac{1}{N} \frac{dN}{dL_2^2}$	$\Delta \frac{1}{N} \frac{dN}{dL_2^2} (stat.)$	$\Delta \frac{1}{N} \frac{dN}{dL_2^2} (sys.)$
3,25	0,017	0,002	0,001	0,010	0,003	0,001
3,75	0,021	0,004	0,002	0,039	0,007	0,005
4,25	0,030	0,005	0,002	0,077	0,010	0,003
4,75	0,047	0,006	0,004	0,093	0,011	0,008
5,25	0,058	0,006	0,006	0,121	0,011	0,012

Tabelle C.7: Die y_2 -Verteilung für Quark- und Gluonjets mit statistischen und systematischen Fehlern.

L_2	$\frac{1}{N} \frac{dN}{dy^2}$	$\Delta \frac{1}{N} \frac{dN}{dy^2} (stat.)$	$\Delta \frac{1}{N} \frac{dN}{dy^2} (sys.)$	$\frac{1}{N} \frac{dN}{dy^2}$	$\Delta \frac{1}{N} \frac{dN}{dy^2} (stat.)$	$\Delta \frac{1}{N} \frac{dN}{dy^2} (sys.)$
0,3	1,65	0,04	0,03	2,47	0,07	0,06
1,1	2,80	0,05	0,03	4,37	0,08	0,06
1,9	2,49	0,03	0,02	3,11	0,06	0,03
2,6	1,58	0,02	0,01	1,27	0,04	0,01
3,4	0,60	0,01	0,01	0,31	0,02	0,01

Tabelle C.8: Die Rapiditätsverteilung für Quark- und Gluonjets mit statistischen und systematischen Fehlern.

Θ in $^\circ$	B_E^q	$\Delta B_E^q (stat.)$	$\Delta B_E^q (sys.)$	B_E^q	$\Delta B_E^q (stat.)$	$\Delta B_E^q (sys.)$
5	0,358	0,007	0,003	0,171	0,013	0,005
15	0,722	0,009	0,001	0,554	0,017	0,011
25	0,846	0,008	0,001	0,751	0,015	0,002
35	0,907	0,006	0,001	0,864	0,011	0,001
45	0,942	0,004	0,001	0,934	0,007	0,002

Tabelle C.9: Die Gesamtjetbreite B_E für Quark- und Gluonjets mit statistischen und systematischen Fehlern.

Θ in $(Grad^{-1})$	ξ^g	$\Delta\xi^g(stat.)$	$\Delta\xi^g(sys.)$	ξ^q	$\Delta\xi^q(stat.)$	$\Delta\xi^q(sys.)$
1	5,02	0,07	0,04	1,76	0,12	0,09
5	7,05	0,10	0,10	4,85	0,19	0,19
9	4,20	0,09	0,03	3,87	0,16	0,01
13	2,56	0,07	0,02	3,11	0,14	0,00
17	1,67	0,06	0,04	2,33	0,12	0,01

Tabelle C.10: Die differentielle Jetbreite ξ für Quark- und Gluonjets mit statistischen und systematischen Fehlern. Die differentielle Jetbreite ξ ist dabei in $10^{-2}(Grad)^{-1}$ angegeben.

Abbildungsverzeichnis

2.1	Wirkungsquerschnitt für $e^+e^- \rightarrow$ Hadronen	6
2.2	Elementare Gluonkopplungen	8
2.3	Schematischer Aufbau eines hadronischen Z^0 -Zerfalles	9
2.4	Einfachste 3-Jet-Feynman-Graphen	11
3.1	3-Jet-Ereignis	20
3.2	Häufigkeitsverteilung der minimalen Winkel Θ_{min}	21
3.3	Häufigkeitsverteilung der Jetenergien	22
3.4	Subjet-Multiplizität auf Hadron- und Partonebene	24
3.5	Subjet-Multiplizitätsquotient auf Hadron- und Partonebene	25
3.6	Subjet-Multiplizitätsquotient auf Hadronebene (Spielzeugmodell)	25
3.7	Subjet-Rate auf Hadron- und Partonebene	27
3.8	y_2 -Verteilung auf Hadron- und Partonebene	30
3.9	Rapiditätsverteilung auf Partonebene	30
3.10	Rapiditätsverteilung auf Hadronebene	31
3.11	Gesamtjetbreite auf Hadron- und Partonebene	31
3.12	Differentielle Jetbreite auf Hadron- und Partonebene	32
3.13	Die ersten fünf Grad der differentiellen Jetbreite	32
4.1	Schematischer Aufbau des ALEPH-Detektors	45
4.2	Schematischer Aufbau des VDET	46
4.3	Schematischer Aufbau der TPC	47
4.4	Schematischer Aufbau des ECAL	48
4.5	Schematischer Aufbau des HCAL	48
5.1	Quark-Quark-Gluon Ereignis	53
5.2	Bestimmung des Stoßparameters	54
5.3	Häufigkeitsverteilung von P_{jet}	57
5.4	Gluonjetreinheit	57
5.5	Effizienz des Auffindens von Gluonjets	58
5.6	Reinheit gegen Effizienz	58
6.1	Subjet-Multiplizität für markierte und gemischte Jets	60
6.2	Subjet-Raten für markierte Jets	62

6.3	Subjet-Raten für gemischte Jets	62
6.4	y_2 -Verteilung für markierte und gemischte Jets	63
6.5	Rapiditätsverteilung für markierte und gemischte Jets	63
6.6	Gesamtjetbreite der markierten und gemischten Jets	64
6.7	Differentielle Jetbreite der markierten und gemischten Jets	64
6.8	Korrekturfaktoren der Subjet-Multiplizitäten	66
6.9	Subjet-Multiplizität für Gluonjets	70
6.10	Subjet-Multiplizität für Quarkjets	70
6.11	Subjet-Multiplizitätsquotient	71
6.12	Subjet-Raten für Gluonjets	72
6.13	Subjet-Raten für Quarkjets	72
6.14	y_2 -Verteilung für Gluonjets	74
6.15	y_2 -Verteilung für Quarkjets	74
6.16	Rapiditätsverteilung für Gluonjets	75
6.17	Rapiditätsverteilung für Quarkjets	75
6.18	Gesamtjetbreite für Gluonjets	76
6.19	Gesamtjetbreite für Quarkjets	76
6.20	Differentielle Jetbreite für Gluonjets	77
6.21	Differentielle Jetbreite für Quarkjets	77
A.1	Korrekturfaktor der 1-Subjet-Rate	80
A.2	Korrekturfaktor der 2-Subjet-Rate	81
A.3	Korrekturfaktor der 3-Subjet-Rate	81
A.4	Korrekturfaktor der 4-Subjet-Rate	82
A.5	Korrekturfaktor der y_2 -Verteilung	82
A.6	Korrekturfaktor der Rapiditätsverteilung	83
A.7	Korrekturfaktor der Gesamtjetbreite	83
A.8	Korrekturfaktor der differentiellen Jetbreite	84
B.1	Subjet-Multiplizität bei $b\bar{b}$ - und $q\bar{q}$ -Ereignissen	86
B.2	Subjet-Raten bei $b\bar{b}$ - und $q\bar{q}$ -Ereignissen	86
B.3	y_2 -Verteilung bei $b\bar{b}$ - und $q\bar{q}$ -Ereignissen	87
B.4	Rapiditätsverteilung bei $b\bar{b}$ - und $q\bar{q}$ -Ereignissen	87
B.5	Gesamtjetbreite bei $b\bar{b}$ - und $q\bar{q}$ -Ereignissen	88
B.6	Differentielle Jetbreite bei $b\bar{b}$ - und $q\bar{q}$ -Ereignissen	88

Tabellenverzeichnis

2.1	Elementarteilchen	5
5.1	EFlow-Objekt- und Ereignisselektionskriterien	51
5.2	Flavour-Anteile	56
C.1	Subjet-Multiplizitäten minus Eins	90
C.2	Subjet-Multiplizitätsquotient	91
C.3	1-Subjet-Rate	92
C.4	2-Subjet-Rate	93
C.5	3-Subjet-Rate	94
C.6	4-Subjet-Rate	94
C.7	y_2 -Verteilung	95
C.8	Rapiditätsverteilung	95
C.9	Gesamtjetbreite	95
C.10	Differentielle Jetbreite	96

Literaturverzeichnis

- [1] ALEPH Collaboration, CERN/PPE 94-208, Submitted to Physics Letters B.
- [2] O. Nachtmann, *Phänomene und Konzepte der Elementarteilchenphysik*, Springer, Heidelberg (1990).
- [3] S.L. Glashow, Nuclear Physics 22 (1961) 579.
- [4] S. Weinberg, Physical Review Letters 19 (1967) 1264.
- [5] A. Salam, *Elementary Particle Theory*, Stockholm (1968) 367.
- [6] P.W. Higgs, Physics Letters 12 (1964) 132.
- [7] G.S. Guralnik, C.R. Hagen, T.W.B. Kibble, Physical Review Letters 13 (1964) 585.
- [8] S. Bethke und J.E. Pilcher, Annual Review of Nuclear and Particle Science 42 (1992) 251.
- [9] T. Sjöstrand, QCD *Generators*, CERN 89-08 Volume 3 (1994) 143.
- [10] M. Consoli and W. Hollik, *Electroweak Radiative Correction for Z Physics*, CERN 89-08 Volume 1 (1994).
- [11] F.A. Berends, G. Burgers, W. Hollik und W.L. van Neerven, Physics Letters B 203 (1988) 177.
- [12] D. Decamp et al, ALEPH Collaboration, Physics Letters B 231 (1989) 509.
- [13] D. Decamp et al, ALEPH Collaboration, Physics Letters B 284 (1992) 151.
- [14] B.R. Webber, Annual Review of Nuclear and Particle Science, 36 (1986) 253.
- [15] R.D. Field, *Applications of Perturbative QCD*, Addison-Wesley Publishing Company, New York (1989).
- [16] H. Fritzsch, M. Gell-Mann und H. Leutwyler, Physics Letters B 47 (1973) 365.

- [17] N. Cabibbo, *Physical Review Letters* 10 (1963) 531.
- [18] M. Kobayashi und T. Maskawa, *Progress of Theoretical Physics* 49 (1973) 652.
- [19] M. Bengtsson und T. Sjöstrand, *Physics Letters B* 185 (1987) 435.
- [20] G. Abbiendi, J. Chyla, I.G. Knowles, G. Marchesini, M. H. Seymour und B.R. Webber, *Computer Physics Communications* 67 (1992) 465.
- [21] L. Lönnblad, *Computer Physics Communications* 71 (1992) 15.
- [22] W.J. Stirling, *Journal of Physics G* 17 (1991) 1567
- [23] W. Bartel et al, JADE Collaboration, *Physics Letters B* 123 (1983) 460.
- [24] W. Bartel et al, JADE Collaboration, *Zeitschrift für Physik C* 21 (1983) 37.
- [25] W. Bartel et al, JADE Collaboration, *Physics Letters B* 134 (1984) 275.
- [26] W. Bartel et al, JADE Collaboration, *Physics Letters B* 157 (1985) 340.
- [27] M. Derrick et al, HRS Collaboration, *Physics Letters B* 165 (1985) 449.
- [28] G. Altarelli, *Physics Reports*, 81 (1982) 1.
- [29] J.B. Gaffney, A.H. Mueller, *Nuclear Physics B* 250 (1985) 109.
- [30] S. Catani, Y.L. Dokshitzer, F. Fiorani und B.R. Webber, *Nuclear Physics B* 383 (1992) 419.
- [31] ALEPH Collaboration, *Study of Sub-Jet Multiplicities in Hadronic Z Decays*, contribution to the 26th International Conference on High Energy Physics, Dallas, Texas, 1992.
- [32] O. Adriani et al, L3 Collaboration, *Physics Reports* 236 (1993) 1.
- [33] R. Akers et al, OPAL Collaboration, *A study off mean sub-jet multiplicities in tow- and three-jet hadronic Z decays*, CERN/PPE 94-52, 1994.
- [34] B.R. Webber, in *QCD 20 Years Later*, P.M. Zerwas und H.A. Kastrup, ed. Volume 1, World Scientific, (1993) 73.
- [35] ALEPH Collaboration, ALEPH 89-77 NOTE 89-03 (1989).
- [36] D. Decamp et al, ALEPH Collaboration, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 294 (1990) 121.
- [37] ALEPH Collaboration, ALEPH 91-xxx, NOTE 91-xxx.

- [38] D. Decamp et al, ALEPH Collaboration, Physics Reports 216 (1992) 253.
- [39] D. Decamp et al, *Performance of the ALEPH detektor at LEP*, ALEPH Collaboration, CERN/PPE 94-170, 1994.
- [40] L. Montanet et al, Particle Data Group, Physical Review D (1994), Volume 50, Third Series, Part I.
- [41] D. Decamp et al, ALEPH Collaboration, Physics Letters B 313 (1993) 535.
- [42] G. Alexander et al, OPAL Collaboration, Physics Letters B 265 (1991) 462.
- [43] P.D. Actor et al, OPAL Collaboration, Zeitschrift für Physik C 58 (1993) 387.
- [44] ALEPH Collaboration, *Subjet Structure of Quark and Gluon Jets*, contribution to the 27th International Conference on High Energy Physics, Glasgow, Scotland (1994), reference number GLS0545.

Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand als Dissertation im Rahmen der ALEPH-Kollaboration größtenteils während Arbeitsaufenthalten am CERN, dessen anregender Atmosphäre und dessen Infrastruktur ich viel verdanke. Bau und Betrieb des LEP-Speicherrings und des ALEPH-Detektors sowie umfangreiche Programmpakete der CERN-Bibliothek und des ALEPH-Experiments waren Voraussetzung für das Entstehen dieser Arbeit; allen hieran Beteiligten sei an dieser Stelle gedankt. Ich danke Herrn Prof. Dr. S. Brandt, Herrn Prof. Dr. C. Grupen und Herrn Dr. G. Cowan für die Betreuung der Arbeit. Herrn Dr. A. Böhrer, Herrn Dr. H. Meinhardt, Herrn Dr. U. Schäfer, Herrn Dr. L. Smolik, Herrn I. Dawson, Herrn G. Lutters, Herrn J. Minguet, Herrn F. Rivera, Herrn P. Saraiva, Herrn A. Seitz, Herrn M. Skomorowski und Herrn F. Stephan danke ich für eine Vielzahl von Diskussionen, die mir Anregungen gaben und zur Klärung beitrugen. Ein ganz besonderer Dank gilt meinen Eltern Erich und Lotte Feigl, meinem Bruder Claus Feigl und meiner Freundin Julia Buchloh.

Erich Feigl

