

Interner Bericht
DESY F11-83-01
März 1983

Eigentum der Property of	DESY	Bibliothek library
Zugang: Accessions:	20. JUNI 1983	
Leihfrist: Loan period:	7	Tage days

BEOBACHTUNGEN VON VIER-JET-STRUKTUREN
IN MULTIHADRONISCHEN ENZZUSTÄNDEN DER e^+e^- -VERNICHTUNG

von

Siegfried Bethke

DESY behält sich alle Rechte für den Fall der Schutzrechtserteilung und für die wirtschaftliche Verwertung der in diesem Bericht enthaltenen Informationen vor.

DESY reserves all rights for commercial use of information included in this report, especially in case of filing application for or grant of patents.

“Die Verantwortung für den Inhalt dieses
Internen Berichtes liegt ausschließlich beim Verfasser“

I N A U G U R A L - D I S S E R T A T I O N

zur
Erlangung der Doktorwürde
der
Ruprecht - Karls - Universität
Heidelberg

Beobachtung von Vier-Jet-Strukturen in multihadronischen

Endzuständen der e^+e^- -Vernichtung

vorgelegt von
Diplom - Physiker Siegfried Bethke
aus Ludwigshafen am Rhein
- 1983 -

1. Gutachter: Jürgen von Krogh, Ph.D./Univ. of Colorado
Vertreter einer Professorenstelle
2. Gutachter: Prof. Dr. Otto Nachtmann

Siegfried Bethke

Beobachtung von Vier-Jet-Strukturen in multihadronischen

Endzuständen der e^+e^- -Vernichtung

Inhalt

1. Einleitung
 2. Das Experiment
 3. Die hadronischen Ereignisse
 4. Prinzip der Suche nach Vier-Jet-Strukturen
 - 4.1 Topologische Variable
 - 4.2 Berechnung der topologischen Variablen
 5. Modellrechnungen
 6. Ergebnisse
 - 6.1 Achsenrechnung
 - 6.2 Teilchenrechnung
 - 6.3 Ergebnisse bei niederen Energien
 7. Untersuchung systematischer Effekte
 - 7.1 Der Parameter σ_q
 - 7.2 Der Parameter α_s
 - 7.3 Die Parameter β und r
 - 7.4 Produktion und Zerfall von b-Quarks
 - 7.5 Auswirkungen der Analysemethoden
 - 7.6 Field-Feynman-Fragmentation
 8. Diskussion der Ergebnisse
- Danksagung
- Literaturverzeichnis

A b s t r a c t

OBSERVATION OF FOUR-JET-STRUCTURES IN MULTIHADRONIC FINAL STATES OF THE e^+e^- -ANNIHILATION

Topological distributions of hadrons from the reaction $e^+e^- \rightarrow$ hadrons are studied at centre of mass energies of about 34 GeV. The experimental distributions in the parameters acoplanarity and tripodity as well as in the eigenvalues of the momentum tensor $T_{\alpha\beta}$, all sensitive to events with a four-jet structure, show significant deviations from the expectations for two- and three-jet events. They can be well described by the inclusion of four-jet events. The relative magnitude as well as the observed energy dependence of the analysed effect is in good agreement with second order QCD predictions. A consistent description of all data of the energy range between 14 GeV and 37 GeV is only possible in consideration of the energy dependend production of four-jet events due to the QCD expectation.

1. Einleitung

Die Physik der Elektron-Positron-Vernichtung bei hohen Energien hat in wenigen Jahren entscheidend zum Verständnis der Welt der Elementarteilchen und der Wechselwirkungen der Teilchen untereinander beigetragen. Vorhersagen der Quantenchromodynamik (QCD), der nichtabelschen Eichtheorie der Starken Wechselwirkung zwischen den Quarks⁽¹⁾, konnten hier in Experimenten bestätigt werden.

Nach dem Bild der Theorie entsteht aus der e^+e^- -Vernichtung ein virtuelles Photon ein Quark-Antiquark-Paar (Teil a der Abbildung 1 auf Seite 3). In erster Ordnung QCD-Störungsrechnung, nach der Kopplungskonstanten α_s der Starken Wechselwirkung entwickelt, kann von einem der Quarks zusätzlich ein Gluon, das Teilchen der Feldübertragung in der QCD⁽¹⁾, abgestrahlt werden (Teil b der Abbildung 1 auf Seite 3). Freie Quarks und Gluonen wurden experimentell bisher nicht nachgewiesen, stattdessen werden Hadronen beobachtet, die aus den Quarks und Gluonen in Fragmentationsprozessen entstehen. Diese Fragmentation wird bis heute nur empirisch beschrieben, da durch das Anwachsen der Kopplungskonstanten α_s bei Teilchenreaktionen mit kleinen Impulsübertragungen eine störungstheoretische Berechnung mit Hilfe der QCD nicht möglich ist. Der Einfluß der Fragmentation auf die beobachtbaren Ereignisse ist bei e^+e^- -Vernichtungsenergien von wenigen GeV dominant und nimmt mit steigender Energie ab. Der Energiefluß der Hadronen gleicht sich dabei zunehmend den ursprünglichen Quark- und Gluon-Richtungen an und bewirkt somit die Anordnung der Teilchen in räumlich eng begrenzten Jets.

In Übereinstimmung mit diesen Vorstellungen wurden bei hohen Laborenergien bis 36 GeV die Zwei⁽²⁾- und Drei-Jet-Strukturen⁽³⁾ der hadronischen Ereignisse experimentell nachgewiesen. Vorhersagen der QCD über die Größe des totalen hadronischen Wirkungsquerschnittes und des Gluonenspins konnten ebenfalls durch Experimente bestätigt werden⁽⁴⁾⁽⁵⁾.

Die Kopplungskonstante α_s wurde aus dem relativen Anteil von Drei-Jet-Ereignissen experimentell zu $\alpha_s = 0.18 \pm 0.05$ in erster Ordnung QCD bestimmt⁽⁶⁾. Der Wert dieser Zahl legt nahe, daß Effekte der zweiten Ordnung Störungstheorie, deren Beitrag im wesentlichen proportional zu α_s^2 ist, keineswegs vernachlässigbar sind. Prinzipiell ergeben sich in zweiter Ordnung QCD Korrekturterme zu den Drei-Jet-Ereignissen sowie eine neue Ereignisklasse mit vier Partonen (Quarks und Gluonen) im Endzustand. Die Feynmandiagramme dieser Vier-Jet-Ereignisse sind in Abbildung 2 auf Seite 3 schematisch dargestellt, ohne die Permutationen in den Quark- und Gluonindizes gesondert zu berücksichtigen. Als Folge

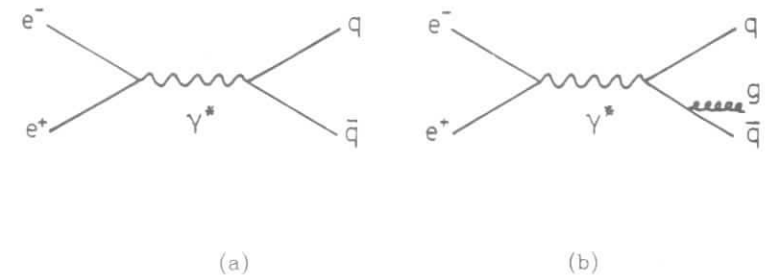


Abbildung 1. Feynmandiagramme bis zur ersten Ordnung QCD

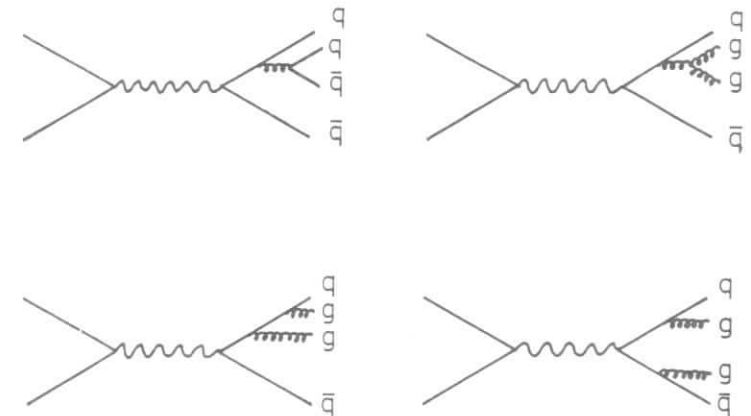


Abbildung 2. Feynmandiagramme zur Vier-Jet-Erzeugung in zweiter Ordnung QCD

der nichtabelschen Eichstruktur der QCD tritt in dieser Ordnung erstmals die Selbstkopplung des Gluonfeldes in Form des Drei-Gluon-Vertex auf; das entsprechende Diagramm wäre bei einem abelschen Modell der Starken Wechselwirkung nicht vorhanden

Theoretischen Berechnungen zufolge erwartet man einen Anteil der Vier-Jet-Ereignisse von ca. 5% der gesamten hadronischen Ereignisse⁽⁷⁾⁽⁸⁾. Die Frage nach der Existenz solcher Vier-Jet- Ereignisse wurde bisher experimentell nicht beantwortet. Es ist daher das Ziel der vorliegenden Arbeit zu untersuchen, ob die Voraussagen der QCD auch in dieser Ordnung mit den Daten vereinbar sind. Teilergebnisse dieser Untersuchung wurden bereits veröffentlicht⁽³⁴⁾.

2. Das Experiment

Die für diese Untersuchung verwendeten Daten wurden innerhalb des JADE-Experimentes am e^+e^- -Speicherring PETRA (Abbildung 3 auf Seite 5) des Deutschen Elektronen-Synchrotrons DESY in Hamburg gewonnen⁽⁹⁾.

Der Solenoid-Detektor JADE (Abbildung 4 auf Seite 6) ist einer von fünf Großdetektoren, die in den vier Wechselwirkungszonen von PETRA aufgebaut sind⁽¹⁰⁾. Er ermöglicht den Nachweis von geladenen und neutralen Teilchen über nahezu den gesamten Raumwinkel. Aus dem Strahlrohr austretende Elementarteilchen durchqueren in der Regel folgende Komponenten des JADE-Detektors:

- Strahlrohrzähler (Szintillationszähler)
- Jetkammern als Innendetektor (mit Drucktank)
- Flugzeitzähler (Szintillationszähler)
- Magnetspule
- Bleiglaszähler
- Magnetjoch
- Myon-Filter mit Driftkammern

Für die vorliegende Analyse wurden hauptsächlich die aus den Jetkammer- und Bleiglassystemen gewonnenen Daten verwendet.

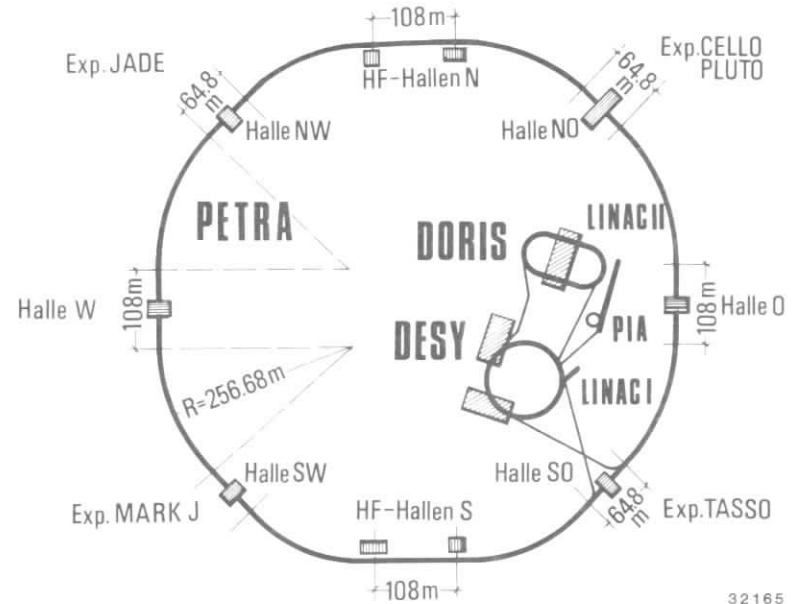


Abbildung 3. Schematische Ansicht des Speicherringes PETRA.

Die Jetkammer als Innendetektor

Die Jade-Jetkammer besteht aus 96 einzelnen Driftkammerzellen, die in drei Lagen das Strahlrohr in einer Länge von 2,40 m zylindersymmetrisch umschließen⁽¹¹⁾. Abbildung 5 auf Seite 7 zeigt einen Querschnitt durch das System senkrecht zur e^+e^- -Strahlachse. Jede Zelle enthält 16 Signaldrähte und 19 Potentialdrähte, die Äquipotentiallinien des durch Elektrodenflächen erzeugten elektrischen Feldes verlaufen parallel zur Drahtebene⁽¹²⁾. Vom Wechselwirkungspunkt stammende geladene Teilchen mit Polarwinkeln von mehr als 34° zur Strahlachse passieren 48 Signaldrähte, innerhalb von 97 % des Raumwinkels sprechen mindestens 8 Drähte an.

Die JADE-Jetkammer ermöglicht die dreidimensionale Bahnrekonstruktion von geladenen Teilchen sowie die Messung des Energieverlustes im Zählgas.

Die Raumkoordinaten in der $r-\varphi$ -Ebene senkrecht zur Strahlachse ergeben sich aus den Drahtpositionen und den Driftzeiten, in der z -Richtung parallel der Strahlachse aus der relativen Größe der Ladungsimpulse beidseitig an den Signaldrähten. Die mittlere Ortsauflösung von Spuren in der $r-\varphi$ -Ebene beträgt, je nach Zelltyp, $155 \mu\text{m}$ bis $165 \mu\text{m}$ in einer Zelle bezie-

hungsweise 180 μm für Spuren durch drei Zellen⁽¹³⁾. Die Auflösung in der z-Koordinate ist durch elektronisches Rauschen in den Vorverstärkern begrenzt und beträgt 1.6 cm.

Die Jetkammer wird in einem homogenen, 0.45 T starken Magnetfeld longitudinal zur Strahlachse betrieben. Aus dem Radius der Spurkrümmung in der r- ϕ -Ebene werden die Impulse p der Teilchen rekonstruiert. Die Auflösung für Spuren über 2 GeV Impuls beträgt $\sigma_p/p = 2.5\% \cdot p$ (p in GeV), unterhalb 2 GeV begrenzt die Vielfachstreuung im Detektormaterial die Auflösung auf ca. 4 %.

Das Driftkammersystem arbeitet bei einem Gasdruck von 4 bar, um durch Messung des Energieverlustes im Zählgas (dE/dx) den jeweiligen Teilchentyp zu identifizieren. Diese Möglichkeit fand jedoch in der vorliegenden Arbeit keine Anwendung.

Um eine gute Teilchenauflösung auch in Teilchenjets mit hoher Spurdichte zu gewährleisten, verfügt die Jetkammer über eine spezielle "Multiple Hit"-Elektronik, welche bei einer Doppelspurauflösung von derzeit 7 mm die vollständigen Informationen von bis zu acht Spuren pro Draht und Ereignis zwischenspeichert und verarbeitet⁽¹⁴⁾.

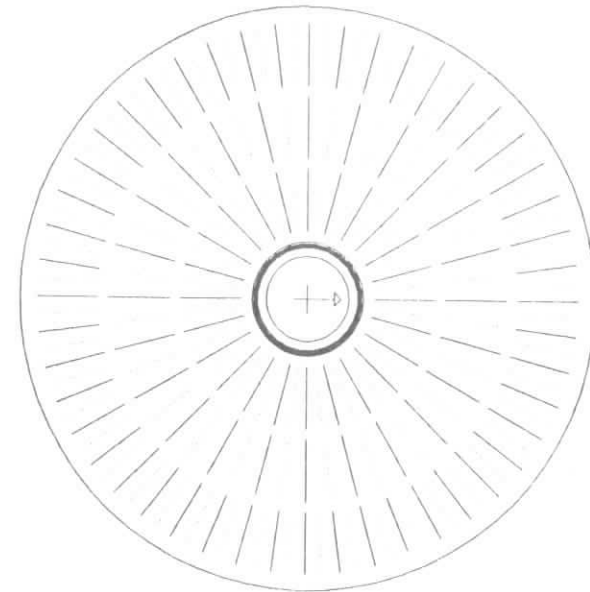
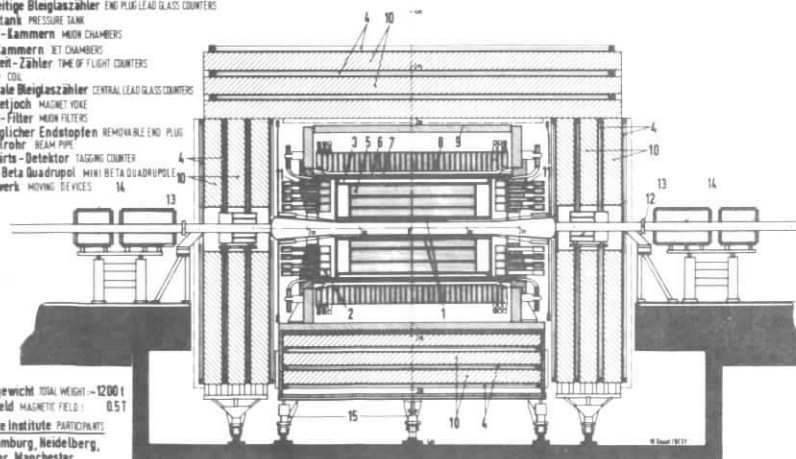


Abbildung 5. Querschnitt durch die JADE-Jetkammer.

MAGNETDETEKTOR JADE
MAGNET DETECTOR

- 1 Strahlrohrzähler BEAM PIPE COUNTERS
- 2 Endseitige Bleiglaszähler END PLUS LEAD GLASS COUNTERS
- 3 Drucktank PRESSURE TANK
- 4 Myon-Kammern MUON CHAMBERS
- 5 Jet-Kammern JET CHAMBERS
- 6 Flugzeit-Zähler TIME OF FLIGHT COUNTERS
- 7 Spule COIL
- 8 Zentrale Bleiglaszähler CENTRAL LEAD GLASS COUNTERS
- 9 Magnetjoch MAGNET YOKE
- 10 Myon-Filter MUON FILTERS
- 11 Beweglicher Endstopfen REMOVABLE END PLUG
- 12 Strahlrohr BEAM PIPE
- 13 Vorwärts-Detektor TAGGING COUNTER
- 14 Mini-Beta Quadrupol MINI BETA QUADRUPOLE
- 15 Fahrwerk MOVING DEVICES



Gesamtgewicht TOTAL WEIGHT - 1200 t
Magnetfeld MAGNETIC FIELD - 0.5 T
Beteiligte Institute PARTICIPANTS:
DESY, Hamburg, Heidelberg,
Lancaster, Manchester,
Rutherford Lab., Tokio

Abbildung 4. Aufbau des JADE-Detektors.

Die Bleiglaszähler

Der Detektorteil zur Erfassung elektromagnetischer Schauer besteht aus Bleiglasblöcken, die den Innendetektor mit einer Gesamtakzeptanz von 90% des vollen Raumwinkels umgeben. Der zylindrische Teil besteht aus 2520 Einzelblöcken mit einer Tiefe entsprechend 12.5 Strahlungslängen, die zwei Endstopfen aus je 96 Blöcken mit 9.6 Strahlungslängen. Die Winkelauflösung beträgt 7 mrad, die Energieauflösung schauernder Teilchen ergab sich am Teststrahl zu $\sigma_E = 6\%/\sqrt{E}$.

Ereignistrigger

Alle 4 μsec durchdringen sich die im Speicherring zirkulierenden Teilchenpakete am Wechselwirkungspunkt, während die Digitalisierung und das Auslesen sämtlicher Detektordaten etwa 25 msec beansprucht. Da Ereignisse aus e^+e^- -Streuprozessen neben einem hohen Untergrund von Strahl-Gas-Wechselwirkungen und kosmischen Teilchen relativ selten sind und hohe Totzeiten des Detektors vermieden werden sollen, müssen frühzeitig Untergrundereignisse erkannt und deren Datenauslese verworfen werden. Hierbei werden in drei Zeitstufen die jeweils zugänglichen Ereignisinformationen in einer speziellen, schnellen Triggerlogik aufbereitet sowie die Entscheidung getroffen, das Ereignis zu verwerfen, zu akzeptieren oder die nächste Triggerstufe abzuwarten.

300 μsec nach dem Kreuzen der e^+e^- -Teilchenpakete liegen die Informationen von Bleiglas, Flugzeitzähler und Vorwärtsdetektor vor (T1), nach 1.5 μsec ist der Driftvorgang in der Jetkammer beendet und bekannt, welche Signaldrähte angesprochen haben (T2). Die Informationen der Myonkammern liegen nach ca. 3 μsec vor (T3). Durch die logische Anordnung der Triggerebenen wird die Totzeit im Experiment auf einige Prozent begrenzt, die Ereignisrate beträgt typischerweise etwa 4 Hertz.

Für die Auswahl hadronischer Ereignisse sind zwei Trigger verantwortlich. Der neutrale Trigger verlangt eine Bleiglasenergie größer als 4 GeV, der geladene Trigger fordert eine Bleiglasenergie von mindestens 1 GeV sowie mehr als einen angesprochenen Flugzeitzähler und mindestens eine Innendetektorspur.

Datennahme

Die Datennahme und Überwachung des Experiments wird von zwei Computern, Nord 10S und Nord 50 von Norsk Data, übernommen. Ausgelesene Ereignisse werden direkt zum Großrechner IBM 370 gesendet, wo sie auf Magnetband gespeichert, später weiterverarbeitet und analysiert werden.

3. Die hadronischen Ereignisse

Die in dieser Arbeit analysierten multihadronischen Ereignisse wurden von der JADE-Kollaboration im Zeitraum von Juni 1979 bis Dezember 1981 gewonnen. In dieser Zeit wurden mehrere Millionen Ereignisse registriert. Der Anteil der multihadronischen Ereignisse liegt bei weniger als einem

Promille, der Rest besteht zum größten Teil aus Untergrund von kosmischen Strahlen, Synchrotronstrahlung und Strahl-Gas-Zusammenstößen. Zur Selektion der Multihadronen werden die Ereignisse schrittweise und gestaffelt nach Rechenzeitaufwand rekonstruiert. Dazu gehören eine schnelle z-Vertex-Rekonstruktion, die Spursuche im Innendetektor sowie die Schauerrekonstruktion im Bleiglas.

Zur Reduzierung des Untergrundes werden mehrere Anforderungen an die Ereignisse gestellt. Bei Schwerpunktsenergien $\sqrt{s} > 24$ GeV muß die im Bleiglas detektierte Schauerenergie im zylindrischen Teil mehr als 3.0 GeV oder jeweils in den Endkappen mehr als 0.4 GeV betragen. Diese Mindestwerte variieren mit \sqrt{s} und betragen für $16 \text{ GeV} < \sqrt{s} < 24 \text{ GeV}$ 2.0 GeV und 0.4 GeV, für $\sqrt{s} < 16 \text{ GeV}$ 1.2 GeV und 0.2 GeV. Zusätzlich müssen mindestens vier geladene Spuren aus einem zylindrischen Volumen mit 30 mm Radius (in der Ebene senkrecht zur Strahlachse, $r-\varphi$) und ± 350 mm Länge um den Wechselwirkungspunkt kommen. Weiterhin wird verlangt, daß mindestens drei dieser Spuren Transversalimpulse bezüglich der Strahlachse von mehr als 50 MeV/c und mehr als jeweils 24 angesprochene Drähte der Jetkammer aufweisen. An dieser Stelle werden alle verbleibenden Ereignisse unabhängig von zwei Physikern an Graphikbildschirmen untersucht. Hierbei werden bisher nicht erkannte Bhabhaereignisse ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-$) sowie τ -Paarereignisse ($e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$) zurückgewiesen.

Die verbleibende Ereignismenge enthält etwa zur Hälfte Multihadronen, der Rest besteht aus Zweiphoton-Ereignissen und Strahl-Gas-Reaktionen. Zur weiteren Selektion der Multihadronen werden im Rahmen dieser Analyse zunächst für jedes Ereignis diejenigen geladenen Teilchen, die von der e^+e^- -Wechselwirkung stammen, durch folgende Kriterien von den kosmischen oder aus dem Strahlrohr geschlagenen Teilchen getrennt:

- mindestens 15 Drähte in der $r-\varphi$ -Ebene und mindestens 13 in der $r-z$ -Ebene sind der Spur zugeordnet worden
- der minimale Abstand vom Ereignis-Vertex in $r-\varphi$ ist kleiner 30 mm, in $r-z$ kleiner 130 mm
- der Impuls ist größer als 100 MeV.

Die Information der Photonen wird für diese Analyse ebenfalls benutzt. Die von Photonen und Elektronen im Bleiglas verursachten elektromagnetischen Schauer erstrecken sich meistens über mehrere Blöcke des Systems. Die registrierten Impulse benachbarter Blöcke werden zusammengefaßt und der Energieschwerpunkt des Schauers bestimmt. Benachbarte Schauer werden getrennt analysiert, wenn zwischen ihnen ein

klares Impulshöhenminimum erkennbar ist. Bleiglasschauer werden nach folgendem Schema als Photonen interpretiert:

- Der Schauer besteht aus mehr als einem Bleiglasblock.
- Für jede geladene Spur, die in den Bleiglasschauer weist, werden 350 MeV von der Bleiglasenergie subtrahiert (Energie minimal ionisierender Teilchen).
- Die restliche Energie muß 150 MeV überschreiten.

Die Ereignisse mit den so erhaltenen neutralen und geladenen Teilchen müssen weiteren Mindestanforderungen genügen, um als Multihadronen akzeptiert zu werden:

- Die Anzahl der selektierten Teilchen beträgt mindestens fünf.
- Die sichtbare Energie $E_{vis} = \sum |\vec{p}_i|$ ist größer 15 GeV, wobei \vec{p}_i die Impulse der neutralen und geladenen Teilchen sind. Dies dient der Abtrennung der Zweiphotonereignisse.
- Die Summe der Longitudinalimpulse $\vec{p}_1 = \sum \vec{p}_{z1}$ bezüglich der Strahlachse ist ausgeglichen: $|\vec{p}_1| / E_{vis} < 0.4$
- Der fehlende Impuls $\vec{p}_{miss} = \sum \vec{p}_i$ ist im Betrag kleiner als 10 GeV.
- Der Winkel θ zwischen der Ereignisachse (diejenige Achse, bezüglich der die Summe der Longitudinalimpulse aller Teilchen maximal ist) und der Strahlachse erfüllt: $|\cos \theta| \leq 0.8$ ($37^\circ < \theta < 143^\circ$)

Die beiden letzten Schritte gewährleisten, daß unvollständig rekonstruierte Ereignisse nicht in die Analyse einfließen.

Insgesamt verbleiben an dieser Stelle 8578 multihadronische Ereignisse im Energiebereich zwischen 30 und 36.7 GeV mit 34.2 GeV als arithmetischem Mittelwert. Daten im Energiebereich um 22 GeV wurden ebenfalls analysiert. Hier verbleiben 1741 Ereignisse nach den obigen Anforderungen und einer sichtbaren Energie E_{vis} größer 11 GeV.

Eine Klassifizierung der so erhaltenen Ereignisse sowie die Beschreibung der Ereigniskonfigurationen im Impulsraum kann durch die Eigenwerte Q_i des Impulstensors $T_{\alpha\beta}$ erreicht werden ⁽¹⁵⁾:

$$Gl. 3.1 \quad T_{\alpha\beta} = \sum p_{i\alpha} \cdot p_{i\beta} / \sum |\vec{p}_i|^2$$

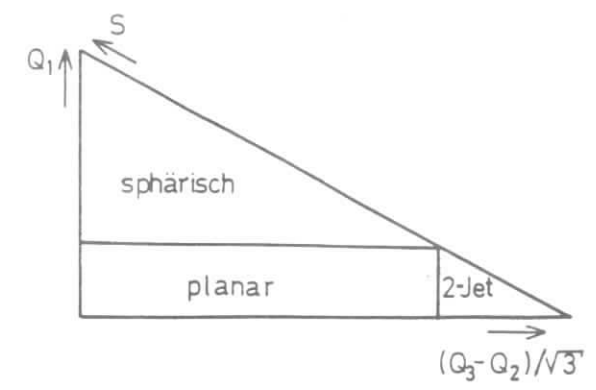


Abbildung 6. Q-Diagramm, schematisch.

Hierbei beschreiben α und β die räumlichen Impulskomponenten, i läuft über alle Teilchen. Für die Eigenwerte Q_i des Tensors $T_{\alpha\beta}$ gilt:

$$Gl. 3.2 \quad Q_1 + Q_2 + Q_3 = 1 ; \quad Q_1 \leq Q_2 \leq Q_3$$

Der zu Q_3 gehörige Eigenvektor \vec{n}_3 beschreibt diejenige Achse, bezüglich der die quadratischen Transversalimpulse der Teilchen minimal werden. Die Sphericity S bildet ein Maß für diesen quadratischen Transversalimpuls und ist definiert als

$$Gl. 3.3 \quad S = 1.5 \cdot (Q_1 + Q_2)$$

S variiert zwischen den Werten 0 für kollineare Teilchenanordnungen und 1 für sphärische Ereignisse. Die Eigenwerte Q_i ermöglichen bei zweidimensionaler Auftragung Aussagen über die räumliche Verteilung der Teilchenimpulse und die Topologie eines Ereignisses. Abbildung 6 zeigt schematisch die Anordnung eines solchen Q-Diagramms und die erwarteten Regionen für Ereignisse mit linearer, planarer oder sphärischer Konfiguration.

Die Verteilung der 8578 Ereignisse mit Energien über 30 GeV ist in Abbildung 7 auf Seite 12 gezeigt. Die dreidimensionale Ansicht dieser Verteilung (Abbildung 8 auf Seite 12) verdeutlicht zusätzlich die relative Anordnung der Daten. Der größte Anteil der Daten besitzt lineare Zwei-Jet-Strukturen sowie planare Strukturen, die mit der Produktion von Drei-Jet-Ereignissen erklärt werden. Ein nicht zu vernachlässigender Anteil der Daten weist

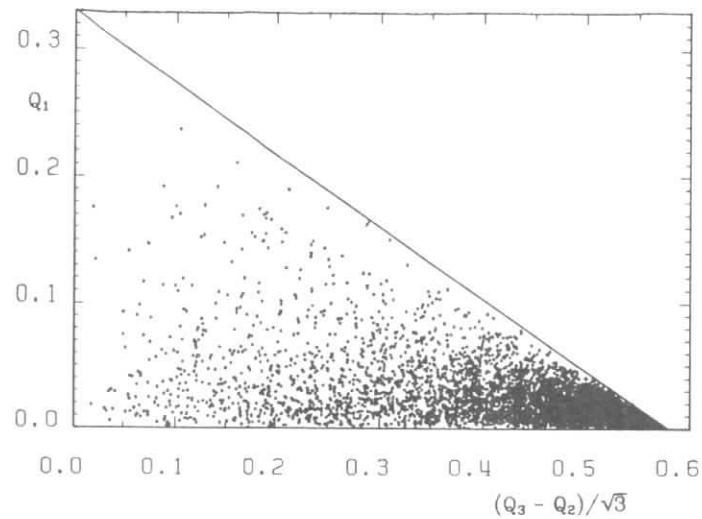


Abbildung 7. Q-Diagramm der Daten über 30 GeV.

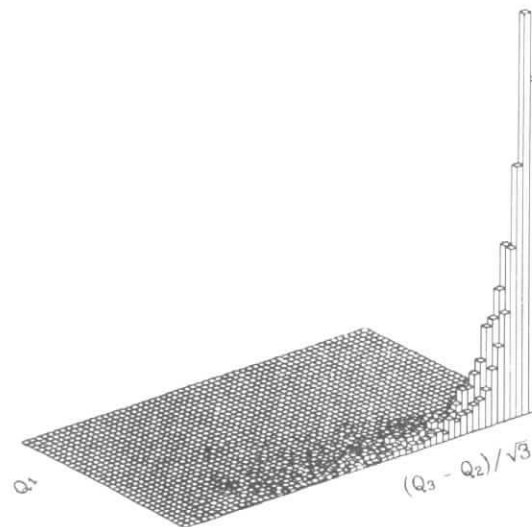


Abbildung 8. Dreidimensionale Darstellung von Abbildung 7

offensichtlich sphärische Strukturen auf, wie sie bei der Produktion von Vier-Jet-Ereignissen erwartet werden.

4. Prinzip der Suche nach Vier-Jet-Strukturen

Die beobachtete relative Häufigkeit der sphärischen Ereignisse legt nahe, die mögliche Produktion von Vier-Jet-Ereignissen in den Daten zu untersuchen. Die bei einer solchen Analyse zu erwartenden Schwierigkeiten sind unter anderem:

- Fragmentation und Fluktuationen verwischen die Jetstruktur der Ereignisse. Vier-Jet-Ereignisse werden bei den zur Verfügung stehenden e^+e^- -Vernichtungsenergien selten separiert in vier einzelnen Teilchenjets auftreten, sondern nur noch sphärische Strukturen als Charakteristikum besitzen.
- Aus demselben Grund erwartet man einen hohen Untergrund von Zwei- und Drei-Jet-Ereignissen.
- Sphärische Ereignisstrukturen werden auch durch Zerfälle von schweren Quarks hervorgerufen⁽¹⁶⁾.
- Die erwartete Rate von Vier-Jet-Ereignissen ist gering.
- Es gibt Unsicherheiten in der Phänomenologie der Fragmentation bei den Modellrechnungen.

Besonders der letzte Punkt macht es notwendig, in systematischen Studien zu klären, ob ein beobachteter Vier-Jet-Effekt durch die Unsicherheiten in den Modellen vorgetäuscht werden kann. Die Existenz von Vier-Jet-Ereignissen soll in experimentellen Verteilungen topologischer, auf Vier-Jet-Ereignisse sensitiver Variablen untersucht werden. Eine Anreicherung oder Isolierung von Vier-Jet-Ereignissen wird nicht angestrebt, da die Verwendung von speziellen Selektions- und Anreicherungskriterien unkalkulierbare und einseitige Auswirkungen auf die Analyseergebnisse haben kann. Gerade die Aussagekraft und Signifikanz einer Untersuchung zur experimentell bisher nicht bestätigten Existenz einer anteilmäßig kleinen Ereignisklasse hängt entscheidend von der Überschaubarkeit der verwendeten Analyse ab. Aus diesem Grund werden alle Multihadronereignisse auf einfachster Basis statistisch analysiert, indem in den Gesamtverteilungen der topologischen Variablen nach Abweichungen von Zwei- und Drei-Jet-Modellrechnungen gesucht wird.

4.1 Topologische Variable

Eine Möglichkeit, topologische Strukturen von Multihadronereignissen zu analysieren, bieten die bereits in Kapitel 3 beschriebenen Eigenwerte Q_i des Impulsensors $T_{\alpha\beta}$ nach Gleichung 3.1 und 3.2. Die weiteren, in dieser Untersuchung verwendeten Variablen sollen hier beschrieben werden.

Thrust T

Zur Berechnung des Thrust T ⁽¹⁷⁾ wird die Richtung der Ereignisachse \vec{n} so definiert, daß die Summe der Longitudinalimpulse aller Teilchen des Ereignisses bezüglich \vec{n} maximal wird:

$$\text{Gl. 4.1} \quad T = \max \left\{ \sum |\vec{p}_i \cdot \vec{n}| / \sum |\vec{p}_i| \right\}$$

T variiert zwischen den Werten 0.5 und 1, wobei 0.5 eine vollständig isotrope, 1 eine vollständig kollineare Teilchenanordnung bedeutet. Der Parameter Thrust ist nicht besonders sensitiv auf Vier-Jet-Strukturen und wird in dieser Analyse hauptsächlich zur Definition der Ereignisachse benutzt.

Acoplanarity A

Die Acoplanarity A ⁽¹⁸⁾ beschreibt die Abweichung der Ereigniskonfiguration von einer vollständig planaren Anordnung:

$$\text{Gl.4.2} \quad A = 4 \cdot \min \left\{ \sum |p_{i\perp}| / \sum |\vec{p}_i| \right\}^2$$

Hierbei sind \vec{p}_i die Teilchenimpulse und $p_{i\perp}$ deren Komponenten senkrecht zu einer Ebene, die so gewählt wird, daß der Ausdruck in Klammern minimal wird. Der Faktor 4 und das Quadrat sind aus Normierungsgründen so gewählt, daß A Werte zwischen 0 und 1 annimmt. 0 bedeutet vollständig planare, 1 vollständig isotrope Anordnung der Teilchenimpulse. Die Definition von A, welche den Impulsanteil eines Ereignisses außerhalb der Ereignisebene mißt, legt nahe, daß dies ein auf Vier-Jet-Ereignisse sensibler Parameter ist. Betrachtet man "ideale", d.h. unfragmentierte Ereignisse, so ergibt sich für Zwei- und Drei-Jet-Konfigurationen stets der A-Wert 0, und nur Vier-Jet-Ereignisse können Werte ungleich von 0 erreichen. Jedoch gilt die letzte Aussage nicht mehr, wenn man die elektromagnetische Bremsstrahlung des e^+e^- -Anfangszustandes mit in Betracht zieht: dann können auch Drei-Partonen-Ereignisse im

Laborsystem Werte von $A > 0$ aufweisen, da das Ruhesystem der Partonen nicht mehr mit dem Laborsystem übereinstimmt. Noch ungeordneter wird das Bild bei der Betrachtung von vollständig fragmentierten, beobachtbaren Ereignissen: hier tragen Zwei- und Drei-Jet-Ereignisse wesentlich zu Werten von $A > 0$ bei.

Tripodity D₃

Die Variable D_3 wurde von O.Nachtmann und A.Reiter ⁽⁸⁾⁽¹⁹⁾ eingeführt.

$$\text{Gl. 4.3} \quad D_3 = 2 \cdot \max \left\{ \sum |\vec{p}_i^T| \cdot \cos^3 \varphi_i / \sum |\vec{p}_i| \right\}$$

Abbildung 9 auf Seite 16 veranschaulicht die Größen dieser Gleichung: \vec{p}_i sind die Teilchenimpulse des Ereignisses, \vec{p}_i^T deren Projektionen auf die Ebene senkrecht zur Thrust-Richtung \vec{T} . Der Winkel φ_i wird gemessen zwischen \vec{p}_i^T und einem beliebigen Einheitsvektor \vec{n} in der Ebene senkrecht zu \vec{T} . Die Richtung von \vec{n} wird in dieser Ebene so gewählt, daß der Klammerausdruck in Gleichung 4.2 maximal wird. D_3 ist somit eine Variable, welche die Symmetrie des Ereignisses in der Projektion auf die Ebene senkrecht zur Ereignisachse untersucht. D_3 variiert vom Wert 0 für eine bezüglich des Wechselwirkungspunktes punktsymmetrische Impulsanordnung bis zum maximalen Wert von z.B. 0.324 für vier impulsbalancierte Teilchen im Falle einer nicht punktsymmetrischen Anordnung. Am Beispiel von unfragmentierten Ereignissen, die nur aus Quark- und Gluonimpulsen bestehen, soll dies in Abbildung 10 auf Seite 17 verdeutlicht werden.

Bei einem Zwei-Jet-Ereignis (a) sind die Partonenimpulse identisch mit der Thrustrichtung, so daß in der Ebene senkrecht dazu keine Projektionen verbleiben; D_3 ist gleich 0.

Die Thrustrichtung bei einem Drei-Jet-Ereignis (b) ist immer identisch mit der Richtung des größten Impulses. Als Projektion senkrecht zum Thrust verbleiben die zwei anderen Impulse, sie sind hier gleich groß und entgegengesetzt gerichtet. Die Anordnung in der Ebene ist punktsymmetrisch und D_3 ist gleich 0.

Vier-Jet-Ereignisse werden hier in zwei Klassen aufgeteilt: Klasse I (c) besteht aus je zwei Partonen in jeder Hemisphäre. Die Thrustachse liegt zwischen den Partonen, und es bleiben 4 Projektionen in der Ebene. Aus Impulserhaltungsgründen sind jeweils die beiden Projektionen, die zu den Teilchen mit derselben Longitudinalrichtung bezüglich der Thrustrichtung gehören, gleich groß und entgegengesetzt gerichtet, so daß die Konfiguration in der Ebene punktsymmetrisch ist und D_3 gleich 0.

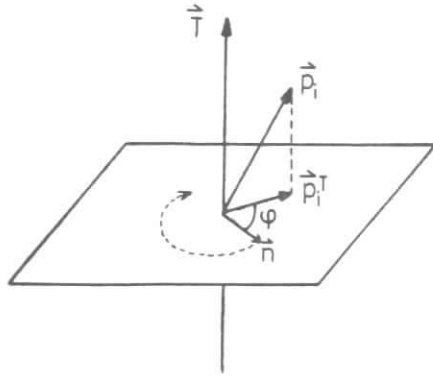


Abbildung 9. Zur Veranschaulichung der D_3 -Definition.

Klasse II (d) besteht aus Ereignissen, die einen hohen Impuls in einer Hemisphäre und drei rückwärtsgerichtete, kleinere Impulse besitzen. Die Thrusterichtung ist hier immer identisch mit der Richtung des großen Impulses, so daß in der Projektion auf die Ebene drei Impulse verbleiben, die in der Regel nicht punktsymmetrisch angeordnet sind und erstmals Werte von $D_3 > 0$ ergeben.

Im Falle von nicht fragmentierten, impulsbalancierten Ereignissen ergeben also nur Vier-Jet-Ereignisse der Klasse II von Null verschiedene Werte in D_3 . In Abbildung 11 auf Seite 18 wird der von Nachtmann und Reiter berechnete, differentielle Wirkungsquerschnitt über D_3 für nichtfragmentierte Vier-Jet-Ereignisse gezeigt⁽¹⁹⁾. Um Infrarotdivergenzen in der Berechnung der Wirkungsquerschnitte zu vermeiden, wurde hier ein Definitionsschnitt für Vier-Jet-Ereignisse von $A > 0.05$ in der Acoplanarity der vier Partonen angebracht.

Neben der QCD - Verteilung werden auch die Kurven für reine Phasenraumproduktion der Partonen und für ein "QED" - Modell, dessen Unterschied zur QCD hauptsächlich in der fehlenden Gluonselfkopplung besteht, gezeigt. Es sei angemerkt, daß dieses QED-Modell keine ernsthafte Alternative zur QCD sein kann, da es zum Beispiel die Existenz der Baryonen, die aus drei gebundenen Quarks bestehen, nicht erklärt. Die Unterschiede der drei Verteilungen sind nur gering, man erwartet somit bei der Auswertung von realen, fragmentierten Ereignissen keine Unterscheidungsmöglichkeit zwischen abelscher (QED) und nichtabelscher

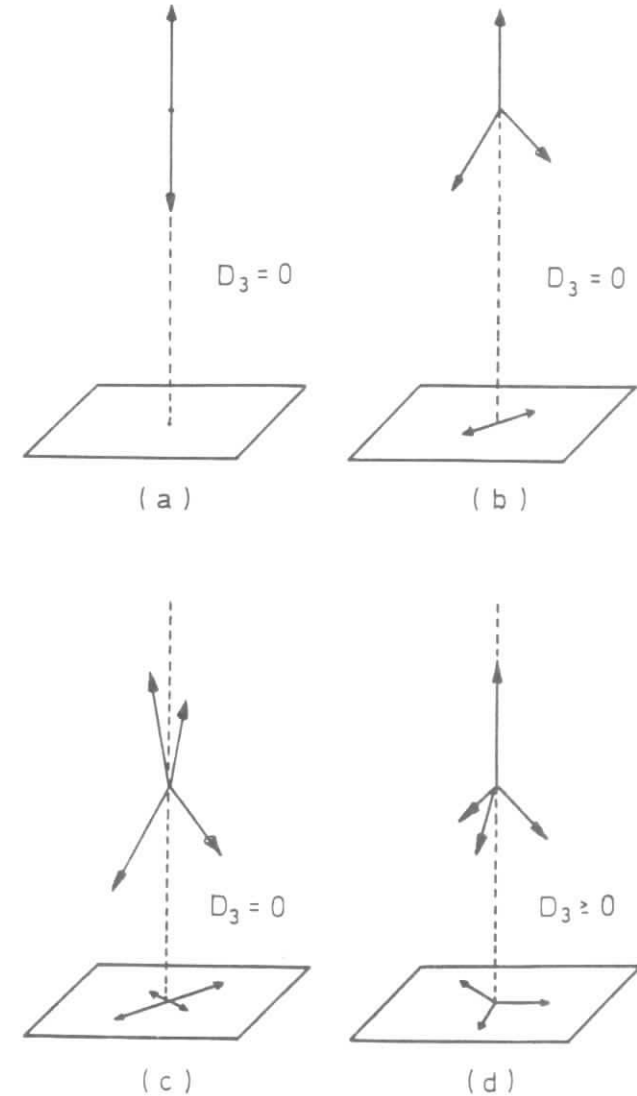


Abbildung 10. D_3 -Konfigurationen.

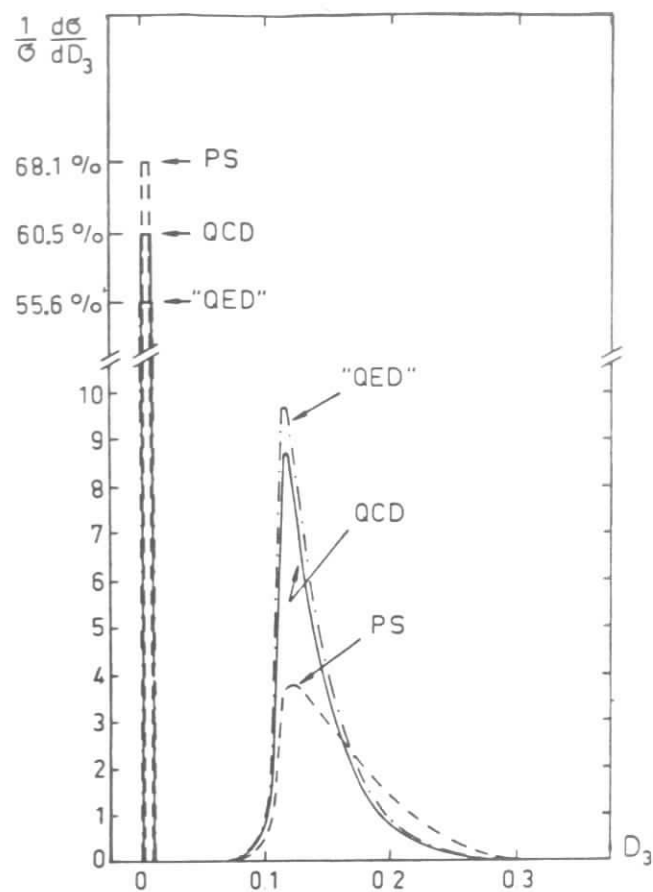


Abbildung 11. Differentielle Wirkungsquerschnitte in D_3 .

(QCD) Starker Wechselwirkung. Auffallend in Abbildung 11 auf Seite 18 ist weiterhin die starke Trennung zwischen den Klassen I und II der Vier-Jet-Ereignisse. Diese Trennung wird hauptsächlich durch Phasenraumeffekte und den Acoplanarity-Schnitt in der Vier-Jet-Definition verursacht, wie in den nachfolgenden Kapiteln verdeutlicht wird.

Ideale Zwei- und Drei-Partonen-Ereignisse gehen nicht in Abbildung 11 ein, deren D_3 -Werte liegen ohnehin bei Null. Die bisherigen Betrachtungen gelten jedoch nur für impulsbalancierte und nichtfragmentierte Partonenereignisse. Bereits ein fehlender Gesamtimpuls, z.B. durch Bremsstrahlung im e^+e^- -Anfangszustand, zerstört weitgehend die disku-

tierten Eigenschaften von D_3 . Es zeigt sich, daß diese Variable extrem empfindlich auf Impulsunbalancen reagiert. Selbst Zwei- und Drei-Partonenereignisse können dann weitaus höhere D_3 -Werte erreichen als die kinematische Grenze für balancierte 4-Partonen-Ereignisse der Klasse II. Dieses Verhalten bedarf besonderer Beachtung und wird bei der Analyse durch Anwendung eines Verfahrens zur Impulsbalancierung berücksichtigt, welches im nächsten Kapitel beschrieben wird.

4.2 Berechnung der topologischen Variablen

Für eine gegebene Impulsmenge $\{\vec{p}_i\}$ werden die angesprochenen topologischen Variablen mit jeweils verschiedenen Methoden berechnet.

Die Eigenwerte Q_i des Impulstensors $T_{\alpha\beta}$ sind durch Matrixinversion exakt berechenbar, ohne besondere Bedingungen an $\{\vec{p}_i\}$ zu stellen.

Bei der Berechnung des Thrust wird die Gegebenheit benutzt, daß die Thrustrichtung einer impulsbalancierten Menge $\{\vec{p}_i\}$ mit der Richtung des Summenimpulses einer bestimmten Untermenge aus $\{\vec{p}_i\}$ identisch ist. Diese Richtung kann gefunden werden, indem aus der Menge der Summenimpulse aller möglichen Untermengen aus $\{\vec{p}_i\}$ diejenige Richtung bestimmt wird, bezüglich derer die Summe der Longitudinalimpulse maximal wird. Die Rechenzeit zur Thrustberechnung divergiert sehr rasch mit der Anzahl der möglichen Permutationen und somit mit der Anzahl der \vec{p}_i . Deshalb wird bei Ereignissen mit mehr als 15 Teilchen die Thrustrichtung nur aus den 15 Impulsen mit den höchsten Beträgen berechnet, der Thrustwert selbst aus der Gesamtmenge der $\{\vec{p}_i\}$.

Die Ebene, welche die Acoplanarity minimiert, wird von zwei Impulsen \vec{p}_i der Gesamtmenge $\{\vec{p}_i\}$ aufgespannt, wenn $\{\vec{p}_i\}$ impulsbalanciert ist und somit $\sum \vec{p}_i = 0$ gilt⁽⁶⁾. Diese Eigenschaft wird hier zur Berechnung von A verwendet, indem nach Impulsbalancierung durch Einführung des negativen Summenimpulses als neues "Teilchen" die Ebene, welche A minimiert, bestimmt wird. Dabei werden maximal die 15 Teilchen mit den höchsten Impulsbeträgen berücksichtigt. Der Wert von A wird dann wiederum aus allen Impulsen, einschließlich des zur Impulsbalancierung neu hinzugekommenen, berechnet.

Die Tripodität D_3 wird mit einem Näherungsverfahren bestimmt. Hierbei wird der in Kapitel 4.1 beschriebene Vektor \vec{n} in der Ebene senkrecht zur Thrustrichtung gedreht und in bestimmten Winkelintervallen der Klammerausdruck in Gleichung 4.2 berechnet. Der größte Wert entspricht D_3 , die Richtung von \vec{n} ist bedeutungslos. Ein Winkelintervall von 2° in der

Ebene bestimmt D_3 auf wenige Promille genau und erweist sich auch in der benötigten Rechenzeit als akzeptabel.

Es soll nochmals darauf hingewiesen werden, daß praktikable Berechnungen von T und A nur möglich sind, wenn die Impulsmenge $\{\vec{p}_i\}$ balanciert ist, also $\sum \vec{p}_i = 0$ gilt. Da zur Berechnung von D_3 wiederum die Thrustrichtung benötigt wird, soll auch zur Kalkulation des maximierten Wertes von D_3 nur die balancierte Menge $\{\vec{p}_i\}$ verwendet werden.

Reale, im Detektor rekonstruierte multihadronische Ereignisse sind in der Regel nicht impulsbalanciert und weisen einen fehlenden Impuls $\sum \vec{p}_i = \vec{p}_{miss}$ auf. Es gibt zwei Möglichkeiten, die Ereignisse künstlich zu balancieren:

1. durch eine Lorentztransformation in das Ruhesystem des Ereignisses,
2. durch Addition eines neuen Teilchens mit Impuls $-\vec{p}_{miss}$.

Nur Ereignisse mit harter Photonabstrahlung im e^+e^- -Anfangszustand, die durch die oben beschriebenen Schnitte zur Multihadronselektion weitgehend verworfen werden, sind im Laborsystem strukturell verzerrt und würden die Anwendung des ersten Verfahrens rechtfertigen. Untersuchungen zeigen jedoch, daß \vec{p}_{miss} in den meisten Fällen in den mit Teilchen besiedelten Regionen der Ereignisse liegt und somit durch Auflösungseffekte und Teilchenverluste durch den Detektor verursacht wird. Dieser Ursache der fehlenden Impulse wird nur das zweite Verfahren gerecht, da eine Lorentztransformation die gemessenen, zu analysierenden Ereignisstrukturen verfälschen würde. Aus diesen Gründen werden in dieser Analyse die Ereignisse durch die Einführung eines neuen Teilchens mit Impuls $-\vec{p}_{miss}$ balanciert.

Die weiteren Analysenschritte sollen anhand eines zweidimensionalen Diagramms motiviert werden, das die Verteilung von Ereignissen in den Variablen Acoplanarity A und Tripodity D_3 aufzeigt. In der Abbildung 12 auf Seite 21 ist dieses Diagramm für verschiedene Impulsmengen $\{\vec{p}_i\}$ gezeigt, die mit Hilfe von Modellrechnungen, einem Vier-Jet-Monte-Carlo-Programm (siehe Kapitel 5), erzeugt wurden.

- a) A und D_3 wurden jeweils aus den vier Quark- und Gluonenimpulsen berechnet. Diese waren hier automatisch impulsbalanciert, da QED-Effekte des e^+e^- -Anfangszustandes nicht berücksichtigt wurden. Unterhalb von $A = 0.05$ wurden keine Ereignisse erzeugt.

Man sieht deutlich die Aufteilung zwischen Klasse I - Strukturen ($D_3 = 0$; siehe Kapitel 4.1) und Klasse II - Strukturen ($D_3 > 0$) in zwei enge, band-

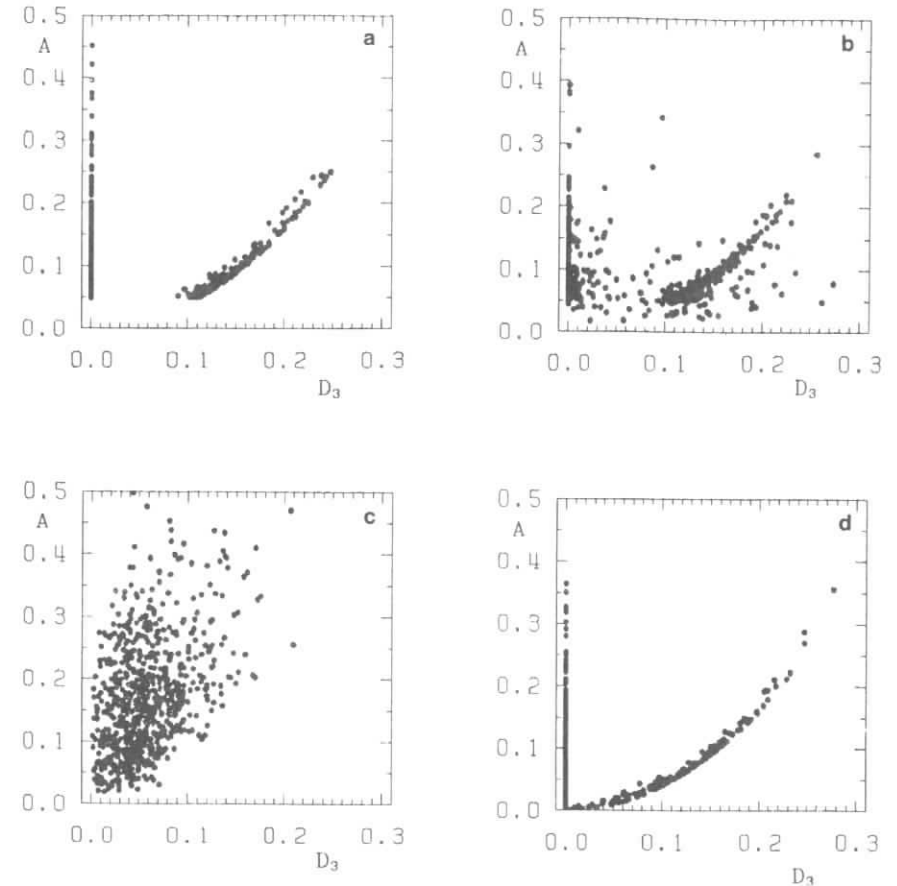


Abbildung 12. A- D_3 -Diagramme für Modellrechnungen.

artige Regionen. Die Biegung des rechten Astes (Klasse II) ist parabelförmig, verursacht durch die quadratische Definition von A (Gleichung 4.2); die scharfe Grenze zu großen D_3 ist kinematisch bedingt für vier balancierte Impulse.

- b) Im Unterschied zu a) wurden hier Bremsstrahlungseffekte im Anfangszustand berücksichtigt. Ereignisse mit abgestrahlten Photonen erhalten durch die Impulsbalancierung ein fünftes "Teilchen". Die Auflösung der Strukturen ist klar ersichtlich.
- c) Die Ereignisse aus b) fragmentierten in stabile Teilchen, durchliefen den JADE-Detektor und die Datenanalyse (vgl. Kapitel 3). A und D_3 sind aus den je Ereignis etwa 15 bis 25 "detektierten" Teilchenimpulsen berechnet. Eine Korrelation ist nicht mehr erkennbar.
- d) Dieselben fragmentierten Ereignisse wurden nach der Balancierung einem Algorithmus unterworfen, der für jedes Ereignis vier Partonenachsen rekonstruiert⁽²⁰⁾. Untersuchungen zeigten, daß die mittlere Abweichung der berechneten Achsen von den Originalachsen für Vier-Jet-Ereignisse 10° im Raum beträgt. A und D_3 wurden aus den vier rekonstruierten Partonenachsen berechnet. Die kinematisch bedingte Korrelation ist wie in a) wieder hergestellt. Die ursprüngliche Lage einzelner Ereignisse wird jedoch durch Fragmentationseffekte innerhalb der kinematischen Strukturen verschoben, so daß jetzt auch Ereignisse in der Region mit $A < 0.05$ auftreten.

Als Ergebnis erkennt man, daß die klaren, überschaubaren Strukturen in A und D_3 wieder vorhanden sind, wenn vier balancierte Achsenimpulse in die Berechnung eingehen. Vor diesem Hintergrund seien die weiteren Analyse-schritte skizziert:

1. Es soll untersucht werden, ob Vier-Jet-Strukturen in den Daten nachweisbar sind. Hierzu werden an alle multihadronischen Ereignisse bei e^+e^- -Energien über 30 GeV mit dem oben beschriebenen Algorithmus vier Achsen angepaßt. Um eine zu starke Beeinflussung der Jetdefinition durch Fragmentationsfluktuationen zu vermeiden, werden zusätzlich zu den Auswahlkriterien in Kapitel 3 mindestens drei zugeordnete Teilchen, neutrale oder geladene, pro Achse verlangt, ansonsten wird das Ereignis verworfen. A und D_3 werden aus den berechneten Impulsen der vier Achsen kalkuliert. Die Verteilung der 3146 verbleibenden Ereignisse im zweidimensionalen A- D_3 -Diagramm ist in Abbildung 13 auf Seite 23 gezeigt. Man erkennt deutlich die kinematischen Bereiche von Ereignissen mit Achsenkonfigurationen entsprechend Klasse I ($D_3 = 0$, vergleiche Kapitel 4.1) und Klasse II ($D_3 > 0$).
2. Alle Multihadronereignisse werden auf einfachster Basis nach den minimalen Selektionsschnitten (vgl. Kapitel 3) statistisch untersucht, indem die oben beschriebenen topologischen Variablen aus den gemessenen Teilchenimpulsen berechnet werden. Die zweidimensionale Verteilung in A und D_3 ist in Abbildung 14 auf Seite 24 wiedergegeben. Die

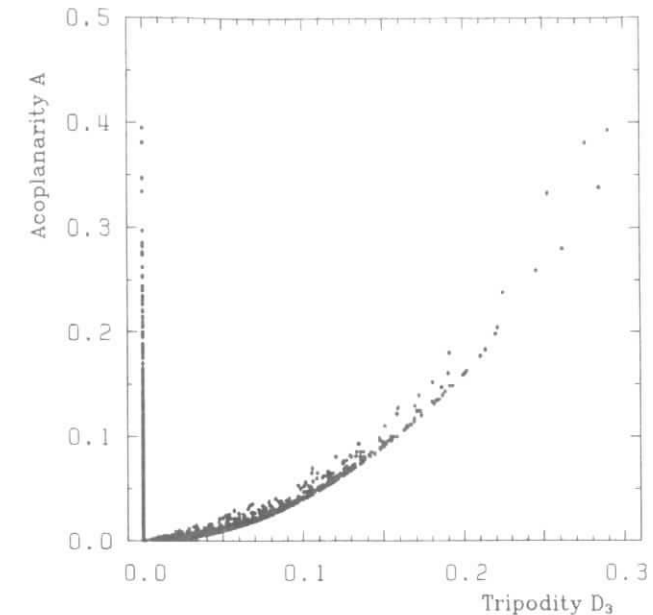


Abbildung 13. A- D_3 -Diagramm der Daten, Achsenrechnung.

in Abbildung 13 auf Seite 23 beobachtete Korrelation ist erwartungsgemäß nicht mehr vorhanden.

3. Alle so erzeugten statistischen Verteilungen der topologischen Variablen werden mit Modellrechnungen, basierend auf erster und zweiter Ordnung QCD, verglichen. Besondere Sorgfalt wird darauf verwendet zu klären, ob eventuell beobachtete Vier-Jet-Effekte in den Daten ersatzweise mit modifizierten Zwei- und Drei-Jet-Modellen erklärt werden können. Dabei wird die Grundforderung erhoben, daß Modell und Daten in elementaren Punkten wie Impuls-, Transversalimpuls- und Multiplizitätsverteilungen übereinstimmen.

5. Modellrechnungen

Die am häufigsten verwendeten Modelle zur rechnerischen Erzeugung von vollständigen Teilchenendzuständen sind die von Hoyer et al.⁽²¹⁾, Ali et al.⁽²²⁾ sowie das Lund - Modell⁽²³⁾. In der Erzeugung von Quarks und Gluonen sind diese Modelle identisch. Unterschiede treten hauptsächlich

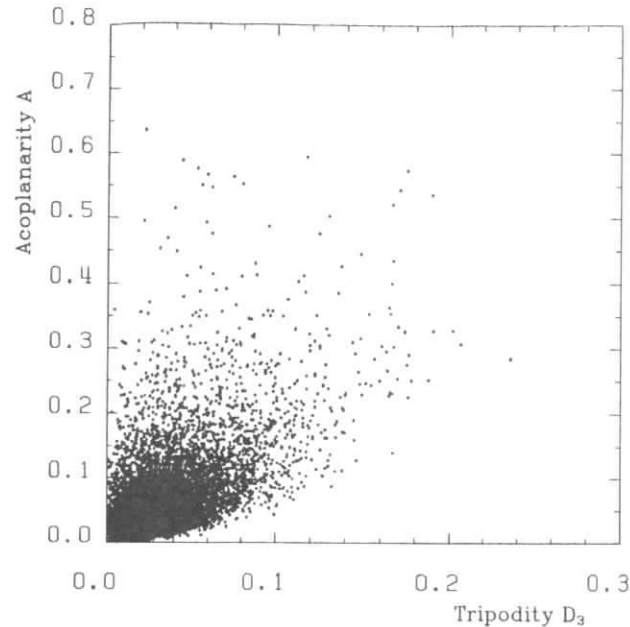


Abbildung 14. A-D₃-Diagramm der Daten, Teilchenrechnung.

in der Fragmentation beobachtbarer Teilchen auf, die störungstheoretisch nicht berechenbar ist.

Die Modelle von Hoyer et al. und Ali et al. benutzen das Fragmentationsschema nach Field und Feynman⁽²⁴⁾. Hierbei fragmentieren das Quark und das Antiquark eines Ereignisses unabhängig voneinander zu Teilchenjets, indem aus dem Vakuum weitere Quark-Antiquark-Paare in einem Kaskadenprozeß gebildet werden. Farbneutrale Mesonen entstehen jeweils aus den geeigneten Quarks und Antiquarks unter Zurücklassung eines Quarks, das die Kaskade weiterträgt.

Die Quarks der Kaskade erhalten Transversalimpulse p_t^q gemäß der Verteilung

$$\text{Gl. 5.1} \quad d\sigma/d^2 p_t^q \sim \exp\left\{-p_t^{q2} / 2 \sigma_q^2\right\}$$

Für den mittleren Transversalimpuls \bar{p}_t der Mesonen ergibt sich

$$\text{Gl. 5.2} \quad \langle \bar{p}_t^2 \rangle = 2 \cdot \sigma_q^2$$

Die Verteilung der zur Verfügung stehenden Energie auf die Mesonen geschieht gemäß der Fragmentationsfunktion⁽²⁴⁾,

$$\text{Gl. 5.3} \quad f(z) = 1 - a + 3a \cdot (1 - z)^2$$

mit

$$\text{Gl. 5.4} \quad z = (E + p_{||})_{\text{Meson}} / (E + p_{||})_{\text{Quark}}$$

wobei $p_{||}$ der Longitudinalimpuls längs des Quarks ist. σ_q und a sind freie Parameter des Modells.

Das Gluon fragmentiert bei Hoyer et al. unabhängig wie ein Quark, wobei der Parameter a zu eins gesetzt wird und somit eine "weichere" Fragmentation als für Quarks ergibt. Bei Ali et al. zerfällt das Gluon in ein Quark-Antiquark-Paar. Die beiden Quarks erhalten Transversalimpulse analog der Gleichung 5.1 mit einem neuen freien Parameter σ_g anstelle von σ_q ; die Gluonenergie wird gemäß der Aufteilungsfunktion⁽²⁵⁾ $\tilde{f}(z) = (z^2 + (1 - z)^2) / 2$ verteilt. Diese zwei Quarks fragmentieren sodann wie oben beschrieben.

Im Modell von Hoyer et al. werden bei der Erzeugung von Quarks und Gluonen QCD - Beiträge einschließlich der ersten Ordnung Störungstheorie berücksichtigt, während bei Ali et al. auch diejenigen Beiträge in zweiter Ordnung angewendet werden, welche Vier-Jet-Ereignisse der Art $q\bar{q}q\bar{q}$ und $q\bar{q}g\bar{g}$ erzeugen.

Das Lund - Modell berücksichtigt Beiträge bis zur ersten Ordnung QCD und unterscheidet sich von den oben besprochenen Modellen hauptsächlich in der Fragmentationsweise.

Mesonen entstehen beim Aufbrechen der Kraftlinien des Starken Feldes zwischen den Farbladungen des Quarks und Antiquarks. Ein abgestrahltes Gluon stellt eine transversale Anregung der Kraftlinien dar und ist über ein Paar von Farbflußlinien an das $q\bar{q}$ -System gebunden. Da die Teilchen entlang der Kraftlinien und nicht, wie bei der Fragmentation nach Field und Feynman, entlang den Partonrichtungen entstehen, wird die Verteilung der Teilchenrichtungen in die Zwischenjetbereiche hinein verbreitert.

Die Fragmentationsfunktion $f(z)$ hat die Form

$$\text{Gl. 5.5} \quad f(z) = (1 + \beta) \cdot (1 - z)^\beta$$

mit β als freiem Parameter.

Alle angesprochenen Modelle besitzen weiterhin folgende freie Parameter:

r relativer Anteil der pseudoskalaren Mesonen an der Gesamtheit der pseudoskalaren und Vektormesonen

γ_s relativer Anteil der aus dem Vakuum erzeugten s-Quarks, u:d:s = 1:1: γ_s

α_s Kopplungskonstante der Starken Wechselwirkung

Frühere Untersuchungen zeigten, daß die Lund-Fragmentation eine bessere Beschreibung der Daten ermöglicht als die Methode von Hoyer et al. Winkelverteilung und Energiefluß aller Teilchen⁽²⁶⁾ sowie die Multiplizitätsverteilung der geladenen Teilchen⁽²⁷⁾ favorisieren das Lund-Modell. Aus diesem Grund wird das Lund-Modell in dieser Arbeit als Standardmodell benutzt.

Hierzu wurden 20 000 Zwei- und Drei-Jet-Ereignisse mit den Parametern

$$\beta = 0.5, \sigma_q = 350 \text{ MeV}, r = 0.5, \gamma_s = 0.3, \alpha_s = 0.18$$

bei einer Schwerpunktsenergie von 33 GeV generiert. Diese Zahlenwerte der Parameter entstammen einer Optimierung des Zwei- und Drei-Jet-Modells zur Beschreibung der Daten⁽²⁷⁾⁽²⁸⁾.

Die Quarks und Gluonen von Vier-Jet-Ereignissen werden mit Hilfe des Generators von Ali et al. erzeugt, die Fragmentation in Hadronen geschieht nach dem Prinzip des Lund-Modells entlang dreier Kraftfelder zwischen Quark₁ und Gluon₁, Gluon₁ und Gluon₂ sowie Gluon₂ und Quark₂. Da ein Zugriff auf die Quarks und Gluonen bei dieser Methode erst nach der Integration über alle Farbzustände möglich ist, sind die Indizes der zwei Gluonen unbestimmt und vertauschbar. Es besteht je Ereignis die Möglichkeit, die Kraftfelder entweder zwischen Quark und Gluon mit der kleinsten oder der größten Entfernung im Impulsraum zu spannen. Untersuchungen statistischer Verteilungen zeigten nur geringe Unterschiede zwischen beiden Methoden, die Ergebnisse werden innerhalb der Statistik des Experiments nicht beeinflusst.

Ereignisse mit vier Quarks im Endzustand wurden nicht erzeugt, da nach Berechnungen⁽⁶⁾ ihr relativer Anteil weniger als 10% aller Vier-Jet-Ereignisse beträgt. Weiterhin kann man annehmen, daß die kinematische Struktur fragmentierter Vier-Quark-Ereignisse sich nicht von 2-Quark-2-Gluon-Ereignissen unterscheidet.

Der relative Anteil δ von Vier-Jet-Ereignissen, enthalten in der Gesamtzahl aller Ereignisse, ist abhängig vom Wert der Kopplungskonstanten α_s , sowie von Definitionsschnitten, welche die Infrarotdivergenzen bei der Berechnung der Vier-Jet-Wirkungsquerschnitte vermeiden. Dieser Schnitt sollte so gewählt werden, daß die dadurch nicht erzeugten Vier-Jet-Ereignisse kinematisch von Zwei- und Drei-Jet-Ereignissen nicht unterscheidbar sind und mit der Normierung aller Ereignisse auf 100% durch Zwei- und Drei-Jet-Ereignisse ersetzt werden.

Verschiedene theoretische Arbeiten benutzen bei der Vier-Jet-Definition einen Schnitt in der Acoplanarity der Quarks und Gluonen von $A > 0.05$ und berechnen für das in erster Ordnung QCD experimentell bestimmte α_s von 0.18 einen Anteil der Vier-Jet-Ereignisse von $\delta = 5\%$ ⁽⁷⁾⁽⁸⁾. Dieser Schnitt wurde auch bei der Produktion der Vier-Jet-Ereignisse für diese Analyse angewandt, wodurch im wesentlichen planare Vier-Jet-Ereignisse nicht erzeugt und durch Drei-Jet-Ereignisse ersetzt werden. Dieses Verfahren ist bei Energien über 30 GeV legitim, wie im Kapitel 6.1 gezeigt wird.

In einem weiteren Schritt werden alle so erzeugten Ereignisse durch ein Computerprogramm, welches den JADE-Detektor mit allen bekannten Auflösungs- und Raumwinkeleffekten simuliert, datenmäßig gleich realen Ereignissen aufbereitet⁽²⁹⁾. Danach durchlaufen sie die gesamte, beschriebene Analyseketten einschließlich aller Schnitte zur Selektion der Multihadronen.

6 Ergebnisse

In diesem Kapitel werden die statistischen Verteilungen der Daten in den topologischen Variablen verglichen mit den Verteilungen der Ereignisse, die mit Hilfe des Lund-Modells und den in Kapitel 4 genannten Parametergrößen erzeugt wurden.

Dazu soll zunächst versucht werden, Beiträge und Strukturen von Vier-Jet-Ereignissen durch die Methode der Reduktion auf vier Ereignisachsen, wie in Kapitel 4.2 beschrieben, sichtbar zu machen. Sodann werden die Verteilungen auf einfachster Basis, berechnet aus allen Teilchen der Ereignisse nach den Minimalschnitten zur Multihadronenselektion, untersucht. Abschließend wird die Frage der Energieabhängigkeit der erhaltenen Ergebnisse durch den Vergleich mit Daten bei 22 GeV e^+e^- -Schwerpunktsenergie analysiert.

6.1 Achsenrechnung

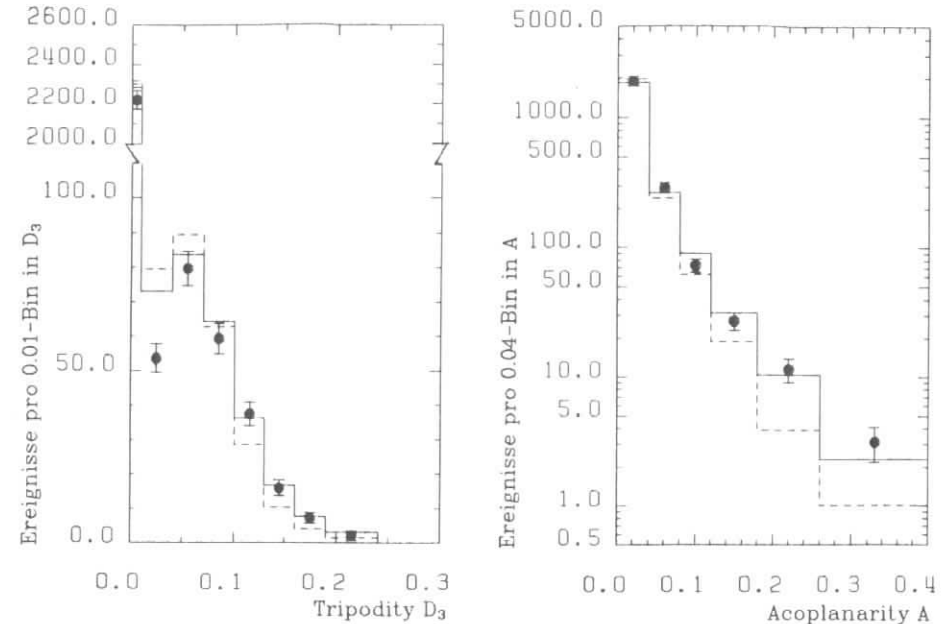
Die zweidimensionale Verteilung der Daten über 30 GeV Energie in den Variablen Acoplanarity A und Tripodity D_3 , berechnet aus den rekonstruierten Impulsen von je vier angepaßten Achsen pro Ereignis, wurde bereits in Abbildung 13 auf Seite 23 gezeigt. Es sei nochmals darauf hingewiesen, daß die Korrelation zwischen A und D_3 kinematisch für vier impulsbalancierte Achsen begründet ist und der Großteil der Ereignisse in diesem Diagramm Zwei- und Drei-Jet-Ereignisse sind. Aufschlüsse über Beiträge von Vier-Jet-Ereignissen kann die Verteilung der Daten längs der beiden kinematischen Regionen in Abbildung 13 auf Seite 23 liefern

Hierzu soll die Projektion aller Ereignisse auf die D_3 -Achse und damit die Verteilung in dieser Variablen untersucht werden. In dem zweidimensionalen A- D_3 -Diagramm erkennt man, daß A und D_3 im Bereich $D_3 < 0.01$ unabhängige Variablen sind und die Information der Ereignisverteilung in dieser Region, die 74% aller Ereignisse enthält, bei der Projektion auf die D_3 -Achse verloren geht. Zur vollständigen Beschreibung der Ereignisverteilung des zweidimensionalen A- D_3 -Diagrammes muß deswegen zusätzlich die Verteilung der Ereignisse mit $D_3 < 0.01$ in der Projektion auf die Acoplanarity-Achse untersucht werden.

In Abbildung 15 auf Seite 29 werden die experimentellen Verteilungen in der Tripodity für alle Ereignisse (a) und in der Acoplanarity für Ereignisse mit $D_3 < 0.01$ (b) gezeigt und mit den theoretischen Erwartungen aus den Modellrechnungen verglichen. Hier und in allen folgenden Abbildungen sind die theoretischen Kurven auf die Ereigniszahl der Daten normiert.

Die Tripodity-Verteilung (Teil a der Abbildung 15 auf Seite 29) für Zwei- und Drei-Jet-Ereignisse (Kurve L23) dehnt sich zu hohen D_3 -Werten aus. Dies wird verursacht durch Auflösungseffekte, Fragmentation, Abstrahlung im Anfangszustand und durch die Tatsache, daß vier Achsen für jedes Ereignis angepaßt wurden. Man sieht jedoch, daß die Verteilung der Daten breiter und nicht kompatibel mit Zwei- und Drei-Jet-Ereignissen allein ist. Die Hinzunahme von 5% Vier-Jet-Ereignissen während der Generierung der Modellereignisse ändert die theoretische Erwartung (Kurve L234) und ergibt eine wesentlich bessere Übereinstimmung mit den Daten.

Betrachtet man die Verteilungen der Ereignisse mit $D_3 < 0.01$ in der Acoplanarity (Teil b der Abbildung 15 auf Seite 29), so wird offensichtlich, daß wie im Falle von D_3 das QCD-Modell mit Zwei- und Drei-Jet-Ereignissen allein die Daten nicht beschreiben kann. Erst bei Einführung von Vier-Jet-Ereignissen wird eine gute Übereinstimmung erzielt.



(a) Tripodity D_3

(b) Acoplanarity A für $D_3 < 0.01$

• Daten --- L23 — L234

Abbildung 15. Tripodity und Acoplanarity (Achsenrechnung)

Dies wird besonders deutlich bei der Betrachtung der χ^2 -Werte, die man durch den Vergleich der Daten mit L23 und L234 erhält. Werden die Verteilungen in D_3 für Ereignisse mit $D_3 \geq 0.01$ und in A für Ereignisse mit $D_3 < 0.01$ zusammen betrachtet, resultiert ein Anteil δ von 5% Vier-Jet-Ereignissen in einem χ^2 von 15.6 für 12 Freiheitsgrade, während für Zwei- und Drei-Jet-Ereignisse allein dieser Wert 53.6 beträgt.

Der Anteil δ der generierten Vier-Jet-Ereignisse wurde bei konstantem Verhältnis von Zwei- zu Drei-Jet-Ereignissen variiert. Der Verlauf des χ^2 in beiden besprochenen Verteilungen als Funktion von δ ist in Abbildung 16 auf Seite 30 gezeigt. Das beste Ergebnis erhält man für $\delta = (4.7 \pm 1.0)\%$.

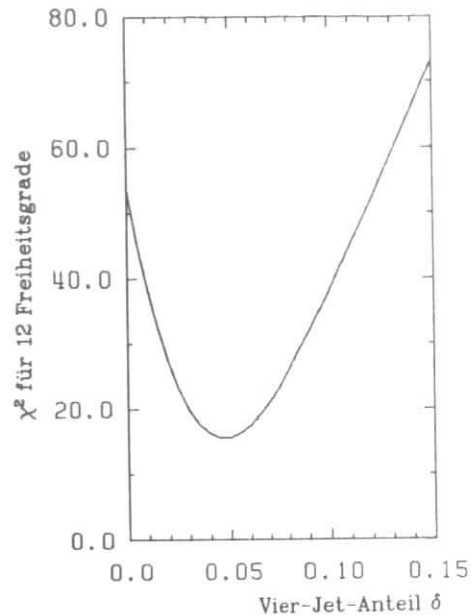
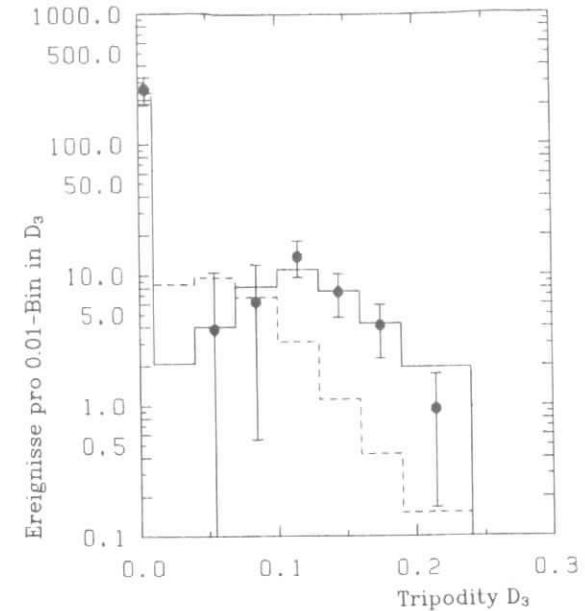


Abbildung 16. χ^2 in A und D_3 als Funktion des Vier-Jet-Anteils δ

Aus QCD-Berechnungen erwartet man bei $\alpha_s = 0.18$ $\delta = 5\%$, der Fehler dieses Wertes liegt bei $\pm 1.5\%$, wenn man den Fehlerbereich des experimentell bestimmten α_s berücksichtigt. Die Bestimmung des optimalen Wertes für δ getrennt in den A- und D_3 -Verteilungen ergibt für D_3 $\delta = (5.5 \pm 1.5)\%$ und A $\delta = (4.2 \pm 1.2)\%$, somit ist eine gute Übereinstimmung innerhalb des statistischen Fehlers gegeben.

Die Frage, wie sich speziell die Vier-Jet-Ereignisse in dieser Analyse verhalten und ob deren Strukturen explizit in den Daten vorhanden sind, wird mit Hilfe der Abbildung 17 auf Seite 31 erörtert. Hier ist die D_3 -Verteilung aus den rekonstruierten vier Achsen der Vier-Jet-Ereignisse der Modellrechnungen (L4) gezeigt. Man erkennt, daß die typische Struktur der theoretischen Berechnungen auf Quark- und Gluonebene⁽⁶⁾ (Abbildung 11 auf Seite 18) durch die angewandte Analyse trotz Fragmentation, Abstrahlungs- und Detektoreffekten wieder sichtbar ist: 64% aller Ereignisse haben $D_3 = 0$, der Rest bildet eine markante Verteilung, die sich von kleinen Werten bei $D_3 \approx 0.02$ zu ihrem Maximum bei $D_3 \approx 0.12$ erhebt.



■ Δ =Daten-L23 --- L23 Δ — L4

Abbildung 17. Vier-Jet-Strukturen in der D_3 -Verteilung

In diese Abbildung ist ebenfalls die D_3 -Verteilung der Zwei- und Drei-Jet-Ereignisse $L23_\Delta$ eingetragen. $L23_\Delta$ ist identisch mit $L23$ aus Abbildung 15 auf Seite 29, nur normiert auf die Anzahl der Ereignisse in L4. Der Unterschied von $L23_\Delta$ zu L4 ist offensichtlich: Es fehlt die Struktur des Absinkens bei kleinen D_3 -Werten und des Wiederaufstrebens zu einem deutlichen Maximum; weiterhin dehnt sich $L23_\Delta$ nicht so weit zu hohen D_3 -Werten aus.

Die Verteilung Δ in Abbildung 17 wird erhalten, indem für jedes Bin der D_3 -Verteilung aus Teil a der Abbildung 15 auf Seite 29 die Größe $\Delta = \text{Daten} - 0.95 \cdot L23$ gebildet wird. Dies ist der Überschuß der Datenverteilung nach der Subtraktion des theoretisch erwarteten Zwei- und

¹ Der Δ -Wert für $0.01 < D_3 \leq 0.03$ liegt bei -11 und damit drei Standardabweichungen von L4 entfernt, hervorgerufen durch die in diesem Bereich starke $L23$ -Population in Teil a der Abbildung 15 auf Seite 29. Die Ursache dieses Verhaltens konnte nicht geklärt werden.

Drei-Jet-„Untergrundes“. Die Struktur der Δ -Verteilung folgt auffällig dem Verhalten von L_4 mit einem klar erkennbaren Maximum ebenfalls bei $D_3 = 0.12$ und ist mit L_{23} nicht kompatibel.¹

In den Daten ist also ein Überschuß von 5% der Ereignisse vorhanden, der Vier-Jet-Strukturen aufweist und nicht durch weitere Zwei- und Drei-Jet-Ereignisse erklärt werden kann.

Abschließend zu diesen Betrachtungen soll kurz begründet werden, warum die Δ -Verteilung, ohne Anwendung eines Schnittes in der Acoplanarity gewonnen aus den Daten und den Zwei- und Drei-Jet-Modellrechnungen, dieselben Strukturen in D_3 aufweist wie die Vier-Jet-Verteilung, deren deutliche Trennung zwischen Klasse I- und Klasse II-Ereignissen (Abbildung 11 auf Seite 18) durch den prinzipiell willkürlichen Vier-Jet-Definitionsschnitt $A \geq 0.05$ bei den Quarks und Gluonen erzeugt wurde.

Dieser Schnitt wurde so gelegt, daß die dadurch nicht erzeugten Vier-Jet-Ereignisse bei den derzeit zur Verfügung stehenden Energien nicht von Zwei- und Drei-Jet-Ereignissen zu unterscheiden sind. Bei der Betrachtung der Abbildung 15 auf Seite 29 wurde bereits festgestellt, daß Zwei- und Drei-Jet-Ereignisse, die vor der Fragmentation und ohne Berücksichtigung der Photonabstrahlung im Anfangszustand A- und D_3 -Werte von exakt Null besitzen, nach der Fragmentation breite Verteilungen in A und D_3 aufweisen. Die Stärke dieses Verbreiterungseffektes zeigt, daß die nicht generierten Vier-Jet-Ereignisse mit kleinen A- und D_3 -Werten nach der Fragmentation sicherlich nicht von Zwei- und Drei-Jet-Ereignissen unterscheidbar sind und durch diese ersetzt werden können. Damit sind durch das obige Verfahren der Subtraktion der auf 95% normierten Zwei- und Drei-Jet-Verteilung von den Daten die Beiträge dieser Ereignisse statistisch in der Δ -Verteilung nicht mehr vorhanden, falls die Normierungen korrekt durchgeführt wurden und das angeführte Argument der Nichtunterscheidbarkeit gilt. Darüberhinaus zeigen Untersuchungen von Vier-Jet-Ereignissen, die über einen Schnitt in den invarianten Massen zwischen Quarks und Gluonen definiert wurden und somit auch planare Ereignisse enthalten, daß die Lücke in D_3 zwischen den Vier-Jet-Ereignissen der Klasse I und der Klasse II (Abbildung 11 auf Seite 18) nur in unwesentlichem Maße aufgefüllt wird⁽⁶⁾; die meisten der neu erzeugten Ereignisse reichern die Klasse I ($D_3 = 0$) an. Offensichtlich ist der Phasenraum für planare Vier-Jet-Ereignisse der Klasse II ($D_3 > 0$) mit detektierbaren Jet-Energien sehr klein.

6.2 Teilchenrechnung

Hier werden im Gegensatz zum vorigen Abschnitt keine über die Minimal-schnitte zur Multihadronselektion (Kapitel 3) hinausgehenden Anforderungen an die Teilchen-Multiplizität der Ereignisse gestellt. Die Berechnung der topologischen Variablen erfolgt direkt aus den Impulsen der geladenen und der neutralen Teilchen. Die zweidimensionale Verteilung der Daten in A und D_3 wurde bereits in Abbildung 14 auf Seite 24 gezeigt. In Abbildung 18 auf Seite 34 werden die projizierten D_3 - (a) und A-Verteilungen (b) der Daten mit denen des Zwei- und Drei-Jet-Modells (L23) sowie unter Einschluß von Vier-Jet-Ereignissen (L234) verglichen.

Die Optimierung des χ^2 in beiden Verteilungen bei Variation des Vier-Jet-Anteils δ resultiert in $\chi^2 = 30$ bei 14 Freiheitsgraden und $\delta = (5.5 \pm 0.7)\%$. Das reine Zwei- und Drei-Jet-Modell beschreibt die Daten mit einem χ^2 von 117 bei 14 Freiheitsgraden unzureichend schlecht. Dieses Ergebnis steht in guter Übereinstimmung mit dem aus den Achsenkonfigurationen erhaltenen Resultat von $\delta = (4.7 \pm 1.0)\%$.

Eine weitere Möglichkeit, Ereignisstrukturen zu untersuchen, ist durch die Eigenwerte Q_i des Impulstensors $T_{\alpha\beta}$ (Gleichungen 3.1 und 3.2) gegeben, deren zweidimensionale Verteilung für die Daten bereits in Abbildung 7 auf Seite 12 gezeigt wurde. Ein Modell zur Beschreibung der reellen Daten muß in der Lage sein, auch diese Verteilung möglichst genau zu reproduzieren. Bereits durch Abzählen der Ereignisse mit sphärischen Impulskonfigurationen, hier definiert durch den Bereich $Q_1 \geq 0.06$ und $(Q_3 - Q_2) / \sqrt{3} < 0.35$, erkennt man, daß bei der gegenwärtigen hohen Statistik der Daten das Zwei- und Drei-Jet-Modell allein nicht mehr ausreicht: $3.2\% \pm 0.2\%$ der Daten liegen in diesem Bereich, jedoch nur $1.3\% \pm 0.1\%$ der Ereignisse des Zwei- und Drei-Jet-Modells.

Zur Untersuchung, inwieweit die Hinzunahme von Vier-Jet-Ereignissen die Populationsstruktur des zweidimensionalen Q-Diagramms beeinflusst, wird dieses in vier Bereiche unterteilt:

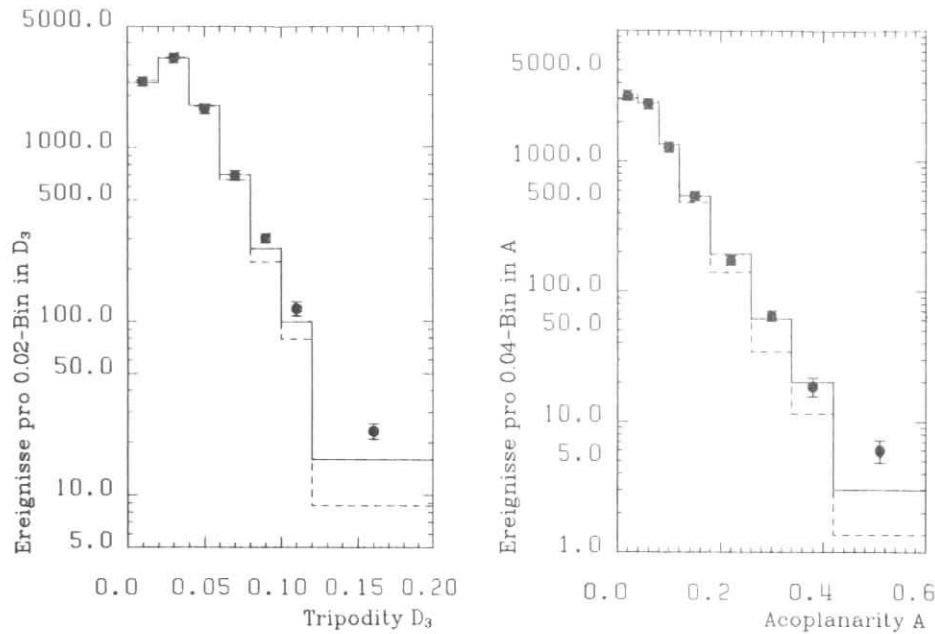
$$\text{Bereich 1: } 0.5 \leq (Q_3 - Q_2) / \sqrt{3} \quad (\text{zweijetartig})$$

$$\text{Bereich 2: } 0.35 \leq (Q_3 - Q_2) / \sqrt{3} < 0.5 \quad (\text{Zwischenbereich})$$

$$\text{Bereich 3: } (Q_3 - Q_2) / \sqrt{3} < 0.35 \quad \text{und} \quad Q_1 < 0.06 \quad (\text{planarer Bereich})$$

$$\text{Bereich 4: } (Q_3 - Q_2) / \sqrt{3} < 0.35 \quad \text{und} \quad Q_1 \geq 0.06 \quad (\text{sphärischer Bereich})$$

Bei gleicher Gesamtzahl der Ereignisse wird die Verteilung des Zwei- und Drei-Jet-Modells auf diese vier Bereiche unter stetiger Erhöhung des



(a) Tripodity D_3 (b) Acoplanarity A
 ■ Daten --- L23 — L234

Abbildung 18. Tripodity und Acoplanarity (Teilchenrechnung)

Vier-Jet-Anteils δ geprüft. Als Qualitätsmaß gilt wiederum das zwischen Daten- und Modellverteilung berechnete χ^2 . Abbildung 19 auf Seite 35 zeigt den Verlauf von χ^2 in Abhängigkeit von δ bei drei Freiheitsgraden.

Das reine Zwei- und Drei-Jet-Modell resultiert in einem χ^2 von 124 und kann damit ausgeschlossen werden. Die optimale Übereinstimmung zwischen Daten und Modell wird mit einem Vier-Jet-Anteil von $\delta = (8.2 \pm 1.0)\%$ und $\chi^2 = 3.6$ bei 3 Freiheitsgraden erreicht.

Dieser Wert für δ ist höher als die bisher in den Acoplanarity- und Tripodityverteilungen erhaltenen Ergebnisse und deutet darauf hin, daß in den Modellrechnungen noch systematische Unsicherheiten vorhanden sind.

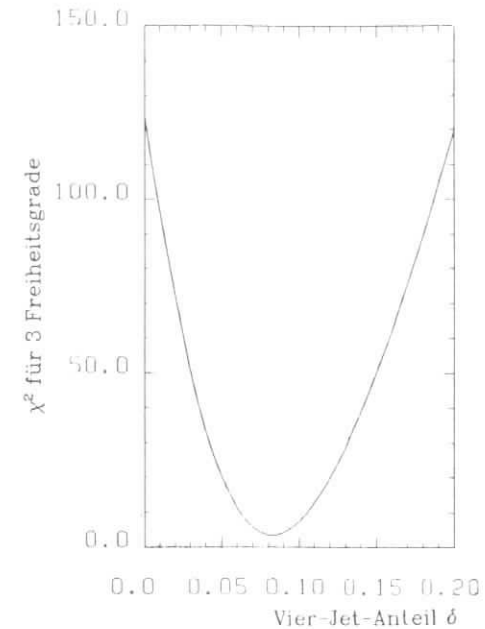


Abbildung 19. χ^2 im Q-Diagramm als Funktion des Vier-Jet-Anteils δ

Qualitativ zeigt jedoch das Ergebnis dieser Q-Diagramm-Studie eine gute Übereinstimmung mit den bisher erreichten Resultaten.

6.3 Ergebnisse bei 22 GeV

Die relative Menge der Vier-Jet-Ereignisse, die von Zwei- und Drei-Jet-Ereignissen kinematisch unterscheidbar sind, sollte energieabhängig sein und bei niederen e^+e^- -Vernichtungsenergien verschwinden. Modellrechnungen bei 22 GeV Energie zeigen, daß ein Vier-Jet-Definitionsschnitt von $A \geq 0.05$ hier nicht mehr sinnvoll ist. Die invarianten Massen zwischen Quarks und Gluonen solcher erzeugten Ereignisse sind oftmals wesentlich kleiner als 5 GeV und damit zu klein, um mit dem Lund-Modell die Fragmentation als Vier-Jet-Ereignis sinnvoll durchführen zu können. Dies bedeutet, daß mit diesem Schnitt in A Vier-Jet-Ereignisse erzeugt werden, die nach der Fragmentation nicht von Zwei- und Drei-Jet-Ereignissen unterscheidbar sind. Bei niederen Energien ist es sinnvoller,

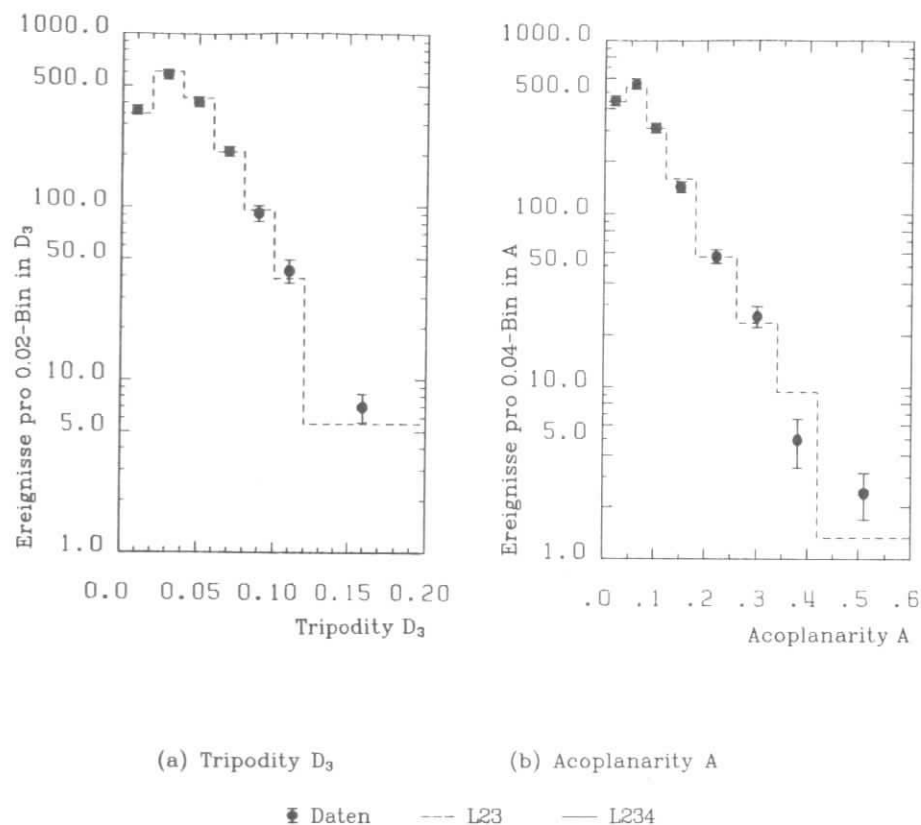


Abbildung 20. Tripodity und Acoplanarity (Teilchenrechnung) $E_{CM} = 22$ GeV

Vier-Jet-Ereignisse über eine Mindestgröße der invarianten Massen zwischen Quarks und Gluonen zu definieren.

Prinzipiell ist die Methode, Vier-Jet-Ereignisse durch minimale invariante Massen statt durch einen Schnitt in der Acoplanarity zu definieren, auch bei hohen Energien sinnvoll. Zu Beginn dieser Arbeit waren jedoch Modellrechnungen dieser Art nicht verfügbar, so daß die Analyse bei Energien über 30 GeV mit dem Vier-Jet-Definitionsschnitt $A \geq 0.05$ ausgeführt wurde. In Kapitel 6.1 wurde bereits gezeigt, daß diese Methode bei den hohen Energien legitim ist. Neuere Untersuchungen zeigen weiterhin, daß bei

diesen Energien die Verteilungen der Ereignisse nach der Fragmentation von der Wahl der diskutierten Definitionsschnitte unabhängig sind.

Aus theoretischen Berechnungen erwartet man einen Anteil δ von Vier-Jet-Ereignissen mit mindestens 5 GeV invarianter Masse zwischen Quarks und Gluonen von 1%⁽³⁰⁾. In diesem Abschnitt soll anhand der gemessenen Daten im Energiebereich um 22 GeV analysiert werden, ob der bei 34 GeV beobachtete Vier-Jet-Effekt energieabhängig und mit den theoretischen Erwartungen kompatibel ist.

Zu diesem Zweck wurden mit dem Lund-Modell bei unveränderten Modellparametern Ereignisse bei 22 GeV erzeugt. Vier-Jet-Ereignisse mußten die Forderung von mindestens 5 GeV invarianter Masse zwischen Quarks und Gluonen erfüllen. Die Selektion der Multihadronereignisse in Modell und reellen Daten erfolgte mit den in Kapitel 3 beschriebenen Schnitten; lediglich die minimale sichtbare Energie wurde auf 11 GeV und die maximal zulässige Impulsunbalance auf 8 GeV geändert. Entsprechend der kürzeren Meßperiode des Experiments bei diesen Energien verblieben 1741 Ereignisse für diesen Teil der Analyse.

Die Verteilungen der aus den Teilchen berechneten Tripodity D_3 und Acoplanarity A sind in Teil (a) und (b) der Abbildung 20 auf Seite 36 gezeigt. Die Übereinstimmung zwischen Daten und dem Zwei- und Drei-Jet-Modell (L23) ist bei einem kombinierten χ^2 von 14.0 für 14 Freiheitsgrade sehr gut. Durch Beimischung von Vier-Jet-Ereignissen beginnt χ^2 stetig zu steigen, das Ergebnis der optimalen Vier-Jet-Rate ist $\delta = (0 + 1.6 - 0.0)\%$. Dieses Ergebnis ist mit der theoretischen Erwartung von $\delta \approx 1\%$ zu vergleichen. Das geringe χ^2 für L23 ist kein Effekt der kleineren, bei diesen Energien verfügbaren Zahl der Ereignisse. Eine fiktive L23-Verteilung, die Bin für Bin in demselben Verhältnis von der Datenverteilung abweichen würde, wie dies bei Energien über 30 GeV der Fall ist, ergäbe hier trotz der geringeren Statistik $\chi^2 = 70$ bei 14 Freiheitsgraden. Diese Ergebnisse zeigen deutlich, daß die Daten bei 22 GeV bereits durch Zwei- und Drei-Jet-Ereignisse gut beschrieben werden und keine oder nur wenig Vier-Jet-Ereignisse benötigt werden.

Mit der Methode der Achsenrekonstruktion erhält man dieselben Resultate; allerdings ist die Statistik von 523 reellen Ereignissen nach dem zusätzlichen Multiplizitätsschnitt von mindestens drei zugeordneten Teilchen pro Achse sehr gering.

Die Population des zweidimensionalen Q-Diagramms wird ebenfalls durch das Zwei- und Drei-Jet-Modell gut beschrieben. Das χ^2 bei drei Freiheitsgraden beträgt 1.0, die Beimischung von Vier-Jet-Ereignissen verbessert diesen Wert nur geringfügig bei einem Anteil $\delta = (1.2 \pm 1.5)\%$ auf $\chi^2 = 0.2$.

Auch eine Analyse der Daten bei 14 GeV zeigte, daß sie mit dem Zwei- und Drei-Jet-Modell vollständig beschrieben werden.

Nach diesen Betrachtungen kann festgestellt werden, daß die bei 34 GeV beobachteten Effekte energieabhängig sind und die experimentell gemessenen Daten mit den QCD-theoretischen Berechnungen der Vier-Jet-Produktion bei verschiedenen Energien übereinstimmen.

Der Vier-Jet-Anteil von 5% aller Ereignisse bei hohen Energien läßt bei der großen zur Verfügung stehenden Statistik von Multihadronen erwarten, daß bis Ende 1981 etwa 430 Vier-Jet-Ereignisse experimentell mit dem JADE-Detektor gemessen wurden. Fragmentationeffekte sowie die Tatsache, daß solche Ereignisse aufgrund ihrer räumlichen Anordnung optisch in zweidimensionalen Projektionen nicht erkennbar sind, erschweren die individuelle Suche nach diesen Ereignissen.

Ein Ereignis, das mit sehr hoher Wahrscheinlichkeit ein Vier-Jet-Ereignis darstellt, wird in Abbildung 21 auf Seite 39 gezeigt. Es wurde mit dem JADE-Detektor bei einer e^+e^- -Energie von 34 GeV gemessen. Das linke Bild zeigt die Projektion des Ereignisses in eine Ebene senkrecht zur Strahlachse. Abgebildet sind die Jetkammer mit den registrierten Spuren der geladenen Teilchen sowie der Ring der Bleiglaszähler mit der gemessenen elektromagnetischen Schauerenergie. Weiterhin sind die vier rekonstruierten Jetachsen mit den Impulssummen der jeweils zugehörigen Teilchen eingetragen. Man erkennt im unteren Teil des Bildes zwei in beiden Detektorteilen deutlich getrennte Teilchenjets. Die rechte Abbildung zeigt die Projektion des Ereignisses in eine Ebene parallel zur Strahlachse. Hier wird die deutliche räumliche Trennung der beiden oberen Jets, die im linken Bild nicht getrennt sichtbar waren, offensichtlich. Die rekonstruierten Jetimpulse sowie die räumliche Anordnung sowohl der geladenen Teilchen als auch der neutralen Energien lassen die sinnvolle und eindeutige Definition von vier Jets zu. Im folgenden seien einige Parametergrößen dieses Ereignisses angeführt:

- D_3 (Achsen) = 0 (Klasse I)
- A (Achsen) = 0.2
- A (Teilchen) = 0.23
- Q_1 = 0.1
- S = 0.48
- $|\vec{p}_{miss}| = 1.6$ GeV (Impulsunbalance)
- Multiplizität: 21 Teilchen (geladen und neutral)

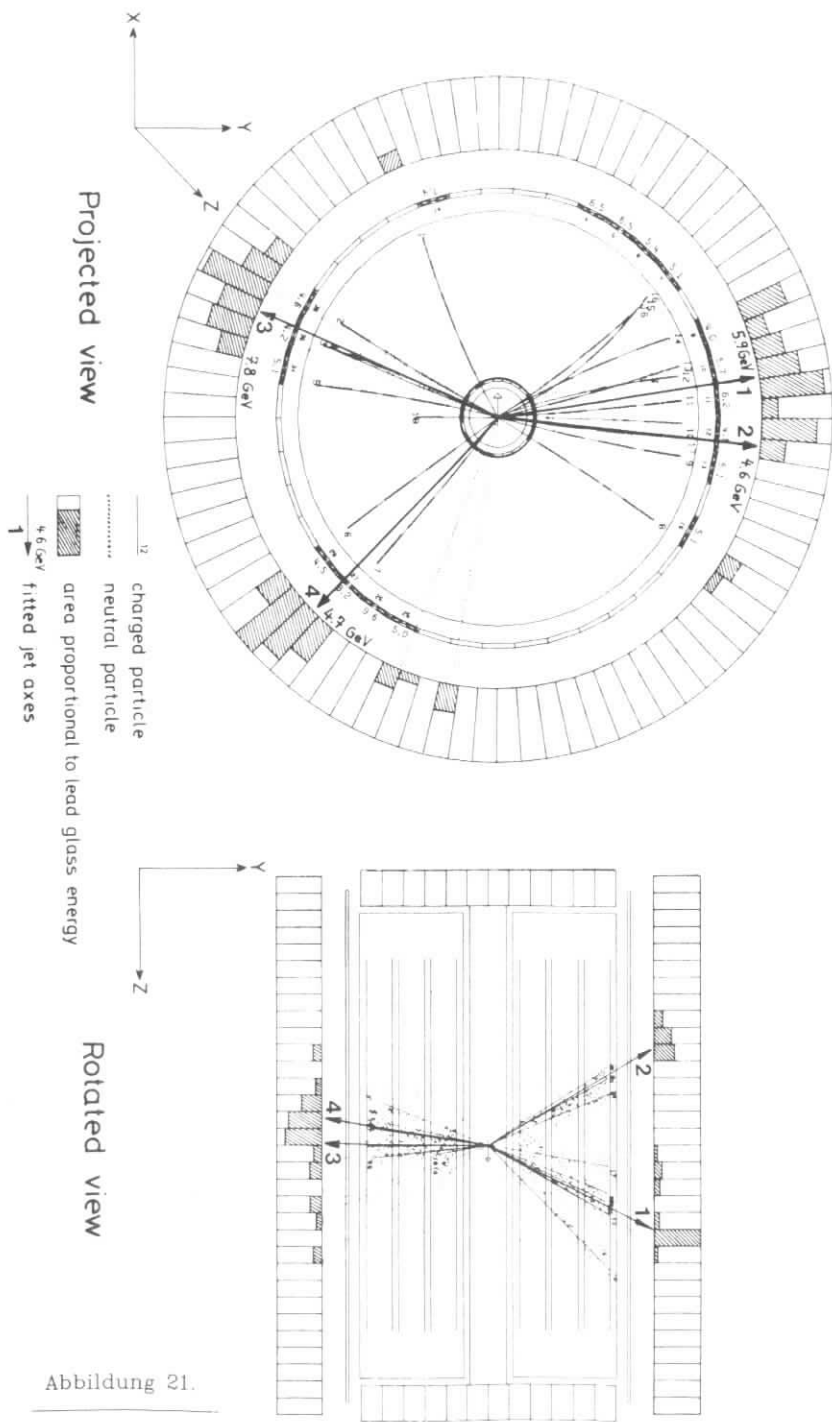


Abbildung 21.

7. Untersuchung systematischer Effekte

Die bisherige Analyse zeigte auf breiter Ebene, daß die Daten kompatibel mit der QCD in zweiter Ordnung Störungstheorie sind. Damit ist jedoch noch nicht ausgeschlossen, daß die beobachteten Effekte auch auf andere Weise erklärt werden könnten. Die Evidenz für Vier-Jet-Ereignisse in den Daten kam hauptsächlich von einem Überschuß von Ereignissen mit speziellen sphärischen Strukturen gegenüber dem Zwei- und Drei-Jet-Modell. Es muß daher geklärt werden, ob durch eine Änderung der Parameter des Zwei- und Drei-Jet-Modelles eine gute Beschreibung der Daten ohne Vier-Jet-Produktion ebenfalls möglich ist. Das würde gleichzeitig die Aufgabe des Prinzips bedeuten, die Daten durch ein Modell mit denselben Parametern sowohl bei hohen als auch bei niederen Energien umfassend zu beschreiben, da die Parameter, die bei hohen Energien zusätzliche Vier-Jet-Produktion erfordern, die Daten bei niederen Energien vollständig beschreiben (vgl. Kapitel 6). Dieses Argument ist jedoch nicht zwingend, da die Fragmentationsprozesse bisher nicht ab initio berechenbar sind. Weiterhin werden in diesem Kapitel eventuelle systematische Auswirkungen der Analysemethoden untersucht sowie die Frage, ob das Resultat über die Vier-Jet-Produktion auch im Vergleich mit Fragmentationsmodellen des Field-Feynman-Typs erhalten wird.

7.1 Der Parameter σ_q

Die nächstliegende Möglichkeit, in Modellrechnungen statistisch mehr sphärische Ereignisse zu erzeugen, ist die Erhöhung des Parameters σ_q , der gemäß Gleichung 5.1 die Transversalimpulsverteilung der fragmentierten Teilchen beeinflusst. Deshalb sollen im folgenden Ergebnisse besprochen werden, die aus der Analyse von Modellrechnungen mit $\sigma_q = 390$ MeV statt 350 MeV resultieren. Die übrigen Modellparameter (siehe Kapitel 5) bleiben hierbei unverändert.

Der in den Verteilungen von A und D_3 relativ zu den Daten benötigte Vier-Jet-Anteil δ ergibt sich aus der Achsenrechnung zu $\delta = (5.7 \pm 1.2)\%$ mit $\chi^2 = 16.5$ bei 12 Freiheitsgraden und reproduziert somit innerhalb der statistischen Fehlergrenzen das in Kapitel 6.1 gefundene Ergebnis.

Die Berechnung von A und D_3 mit den Teilchenimpulsen (vgl. Kapitel 4.2) zeigt jedoch Auswirkungen der im Modell erhöhten Transversalimpulse: die Optimierung beider Verteilungen ergibt einen minimalen χ^2 -Wert von 101 bei 14 Freiheitsgraden für $\delta = (2.5 \pm 1.0)\%$. Man erkennt, daß zwar die benötigte Vier-Jet-Rate mit größerem σ_q verkleinert werden kann, ein solches Modell aber die Gesamtheit der Daten nicht beschreibt.

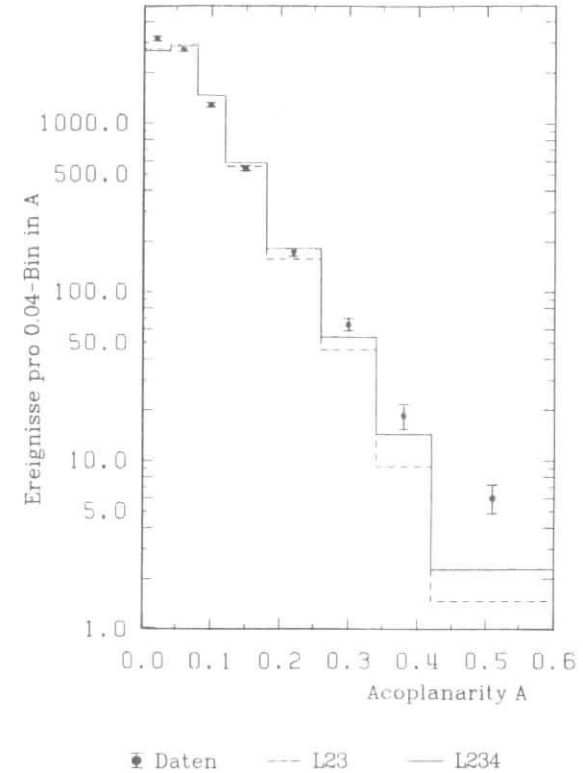


Abbildung 22. Acoplanarity (Teilchenrechnung) bei $\sigma_q = 390$ MeV

Dieses Verhalten soll anhand der in Abbildung 22 gezeigten Verteilungen für die Acoplanarity erläutert werden. Die Werte der Daten sind dieselben wie in Abbildung 18 auf Seite 34. Bei der Betrachtung der Verteilungen des Zwei- und Drei-Jet-Modells (L23) sowie des Modells unter Einschluß von 2.5% Vier-Jet-Ereignissen (L234) und dem Vergleich mit Abbildung 18 auf Seite 34 erkennt man, daß die Erhöhung von σ_q hauptsächlich die Verteilung bei kleinen Acoplanarity-Werten bis 0.2, also besonders der Zwei- und Drei-Jet-Ereignisse, beeinflusst. Hier ist die Übereinstimmung mit den Daten schlechter geworden; Ereignisse mit $A \approx 0$ wurden abgereichert und zu höheren A verschoben. Für Werte größer als 0.3 ist der Verlauf von L23 ähnlich wie in Abbildung 18 auf Seite 34; es fehlen weiterhin Ereignisse mit sphärischen Konfigurationen gegenüber den Daten. Auch die Beimischung von 2.5% Vier-Jet-Ereignissen bringt keine ausreichende Änderung in diesem Bereich; es sind mindestens 5% notwendig. Durch die Normierung

wäre dann allerdings die Übereinstimmung bei kleinen A-Werten noch schlechter, so daß das Optimum bei $\delta = 2.5\%$ liegt, verursacht hauptsächlich durch die markanten Unterschiede bei kleiner Acoplanarity.

Insgesamt zeigt dieses Verhalten, daß eine Erhöhung von σ_q den Überschub der Daten von sphärischen Ereignissen nicht erklären kann und daß darüberhinaus der Großteil der Modellereignisse das Verhalten der Daten nicht mehr beschreibt. Eine Optimierung von δ in diesen Verteilungen verliert damit ihren Sinn.

Ausgehend von diesen Betrachtungen soll detailliert untersucht werden, welcher Bereich von σ_q mit den Daten verträglich ist. Zu diesem Zweck werden die mittleren Transversalimpulse $\langle |\vec{p}_t| \rangle$ von Daten und Modellereignissen in verschiedenen kinematischen Bereichen verglichen. Dabei wird jedes Ereignis als Zwei-Jet-Ereignis behandelt und \vec{p}_t bezüglich zweier Jet-Achsen, die einen Winkel ungleich 180° untereinander besitzen dürfen, berechnet. Dann wird der mittlere Transversalimpuls $\langle |\vec{p}_t| \rangle$ gebildet für alle Ereignisse, die gewisse Mindestwerte von Q_1 (vgl. Gleichung 3.2 sowie Abbildung 7 auf Seite 12) erreichen. Man analysiert somit $\langle |\vec{p}_t| \rangle$ für alle Ereignisse, ausgehend von Q_1 -Schnitt 0, und Ereignisse mit zunehmend sphärischen Strukturen unter sukzessiver Erhöhung des Q_1 -Schnittes⁽³¹⁾.

In Abbildung 23 auf Seite 43 ist $\langle |\vec{p}_t| \rangle$ in Abhängigkeit dieses Q_1 -Schnittes für Daten und Modellrechnungen über 30 GeV Energie aufgetragen. Erwartungsgemäß steigt $\langle |\vec{p}_t| \rangle$ mit Zunahme des Q_1 -Schnittes an; die ebenfalls größer werdenden Fehlerbalken spiegeln die abnehmende Statistik der Daten bei hohen Q_1 -Werten wieder.

Die Zwei- und Drei-Jet-Modellrechnungen wurden für vier verschiedene Werte von σ_q durchgeführt: 280 MeV, 320 MeV, 350 MeV (dem Standardwert in Kapitel 6) und die hier besprochenen 390 MeV. Das Verhalten der Modelle wird in Abbildung 23 auf Seite 43 gezeigt; die aus Gründen der Übersichtlichkeit nicht eingetragenen Fehler sind von derselben Größenordnung wie bei den Daten. Alle vier Modellkurven verlaufen im wesentlichen parallel zueinander und unterscheiden sich hauptsächlich in der absoluten Höhe von $\langle |\vec{p}_t| \rangle$, keine erreicht jedoch die steilere Form der Daten.

Aus den Werten für alle Ereignisse (Q_1 -Schnitt = 0) erkennt man, daß die Daten ein σ_q von etwa 350 MeV bevorzugen. Der höhere Wert von 390 MeV ist einerseits zu hoch und inkompatibel mit den Daten bei kleinem Q_1 -Schnitt, andererseits kann der Überschub von sphärischen Ereignissen bei hohem Q_1 -Schnitt nicht erklärt werden.

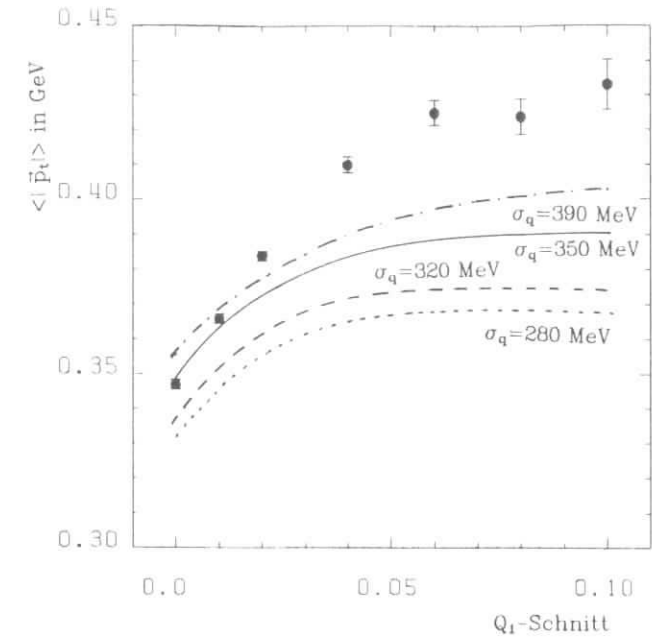


Abbildung 23. $\langle |\vec{p}_t| \rangle$ für diverse σ_q als Funktion des Q_1 -Schnittes, Modell ohne 4-Jet-Ereignisse.

Eine bessere Übereinstimmung des Modells mit den Daten ist erreichbar, wenn Vier-Jet-Ereignisse berücksichtigt werden. Abbildung 24 auf Seite 44 zeigt dies für das Modell mit $\sigma_q = 320$ MeV und einem prozentualen Anteil δ von 7% Vier-Jet-Ereignissen. Für diese Werte erreicht man eine gute Übereinstimmung mit den Daten sowohl in der Form als auch in der Höhe der Kurven.

Untersuchungen des $\langle |\vec{p}_t| \rangle$ -Verhaltens bei Energien von 22 GeV und 14 GeV zeigen, daß mit abnehmender Energie die beobachtete Diskrepanz zwischen den Daten und dem Zwei- und Drei-Jet-Modell verschwindet. Weiterhin ergibt sich, daß die Modellrechnungen mit $\sigma_q = 320$ MeV die Gesamtheit aller Daten (Q_1 -Schnitt = 0) besser beschreiben als mit $\sigma_q = 350$ MeV. Zur Illustration der Energieabhängigkeit der beobachteten Vier-Jet-Produktion ist in Abbildung 25 auf Seite 45 das Verhalten des $\langle |\vec{p}_t| \rangle$ als Funktion des Q_1 -Schnittes für Daten mit Energien um 34 GeV, 22 GeV und 14 GeV gezeigt. Die Erwartungen des Zwei- und Drei-Jet-Modells mit $\sigma_q = 320$ MeV für alle drei Energien sind ebenfalls eingetragen. Man erkennt deutlich, daß der große Unterschied, der zwischen Modell und Daten bei 34 GeV beobachtet

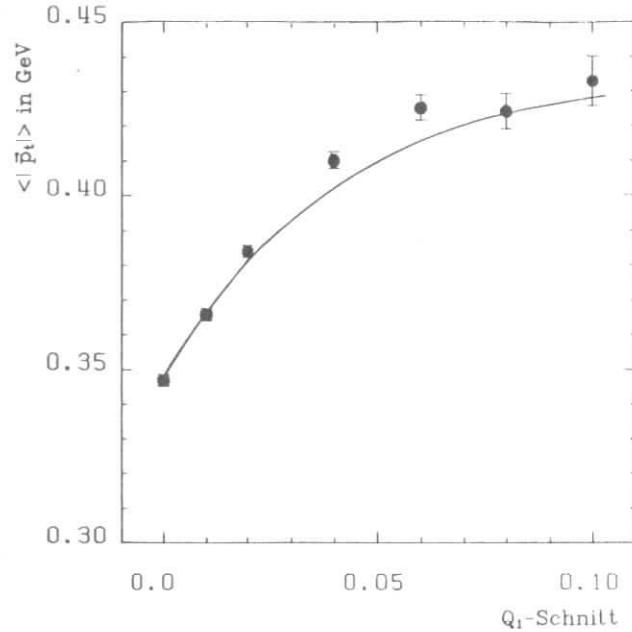
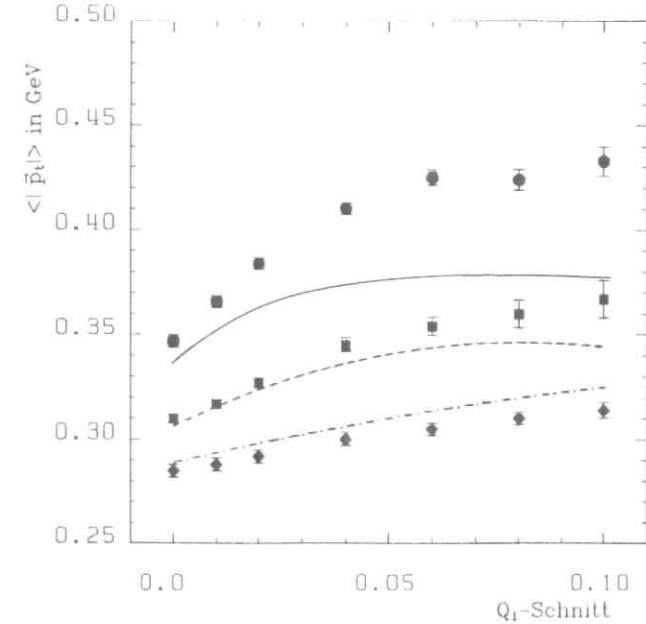


Abbildung 24. $\langle |\vec{p}_t| \rangle$ als Funktion des Q_1 -Schnittes, Modell mit 7% Vier-Jet-Anteil

wird, bereits bei 22 GeV stark zurückgeht und bei 14 GeV nicht mehr vorhanden ist. Die geringe Diskrepanz zwischen der Modellkurve bei 14 GeV und den Daten liegt innerhalb der systematischen Unsicherheit bei der Bestimmung der Modellparameter und hat keinen Einfluß auf die hier angeführten Aussagen.

Durch die Untersuchungen von $\langle |\vec{p}_t| \rangle$ wird die theoretische Erwartung einer energieabhängigen Vier-Jet-Produktion bestätigt und darüberhinaus die ersatzweise Erhöhung des σ_q des Zwei- und Drei-Jet-Modells zur Beschreibung der Daten bei hohen Energien ausgeschlossen. Weiterhin erkennt man unter Berücksichtigung von Vier-Jet-Ereignissen bei 33 GeV sowie dem $\langle |\vec{p}_t| \rangle$ -Verhalten bei kleineren Energien, daß die Transversalimpulse der Daten am besten durch ein σ_q von 320 MeV beschrieben werden. Die in Kapitel 6 beschriebenen Untersuchungen basieren auf dem Wert von 350 MeV und ergeben ihrerseits in den Variablen A und D_3 bei Energien über 30 GeV eine bessere Übereinstimmung mit den Daten als das Modell mit $\sigma_q = 320$ MeV. Die Analyseergebnisse mit $\sigma_q = 320$ MeV in den Variablen A und D_3 belegen diese Aussage:



34 GeV (• / —) 22GeV (■ / ---) 14GeV (◆ / - - -)
jeweils (Daten / 2- und 3-Jet-Modell mit $\sigma_q = 320$ MeV/c)

Abbildung 25. $\langle |\vec{p}_t| \rangle$ als Funktion des Q_1 -Schnittes bei verschiedenen Energien.

- Aus der Achsenrechnung resultiert ein minimales χ^2 von 21.7 bei 12 Freiheitsgraden mit $\delta = (9.8 \pm 1.3)\%$, zu vergleichen mit $\chi^2 = 15.2$, $\delta = (4.7 \pm 1.0)\%$.
- Die Berechnung von A und D_3 aus den Teilchenimpulsen ergibt $\delta = (9.5 \pm 1.3)\%$ mit $\chi^2 = 32.6$ bei 14 Freiheitsgraden, zu vergleichen mit $\chi^2 = 30$ und $\delta = (5.5 \pm 0.7)\%$.

Die Verteilungen in A und D_3 bevorzugen $\sigma_q = 350$ MeV, während die Untersuchungen des $\langle |\vec{p}_t| \rangle$ -Verhaltens $\sigma_q = 320$ MeV ergeben. Dies zeigt, daß noch systematische Unsicherheiten der Modelle vorhanden sind und eine übereinstimmende Beschreibung der Daten bis in kleinste Details derzeit noch nicht möglich ist.

Im folgenden sollen die Resultate angeführt werden, die bei Energien um 22 GeV mit $\sigma_q = 320$ MeV in den Variablen A und D_3 erhalten werden. Hier

beschreibt das Zwei- und Drei-Jet-Modell mit $\chi^2 = 13.8$ bei 14 Freiheitsgraden die Daten ebenfalls hinreichend gut. Das χ^2 verbessert sich unter Zumischung von Vier-Jet-Ereignissen noch geringfügig auf 11.2 bei einer Vier-Jet-Rate von $\delta = (2.5 \pm 1.5)\%$. Die Ergebnisse in diesem Energiebereich ändern sich somit durch das geringere σ_q nur wenig und reproduzieren weiterhin die theoretischen Erwartungen für die Energieabhängigkeit der Vier-Jet-Produktion.

Zusammenfassend ergeben die systematischen Untersuchungen dieses Kapitels:

- Die Erhöhung des σ_q im Zwei- und Drei-Jet-Modell auf 390 MeV führt zur Inkompatibilität im $\langle |\vec{p}_t| \rangle$ mit der Gesamtheit aller Daten - hauptsächlich Zwei-Jet-Ereignisse. Dies wurde auch in der Acoplanarity-Verteilung festgestellt.
- Selbst der hohe Wert von $\sigma_q = 390$ MeV reicht nicht aus, den Überschuß von sphärischen Daten zu erklären.
- Übereinstimmung des $\langle |\vec{p}_t| \rangle$ -Verhaltens mit den Daten ist erst bei Zugabe von Vier-Jet-Ereignissen zu erreichen.
- Dieser Effekt ist energieabhängig und verschwindet bei 14 GeV vollständig.
- Der beobachtete relative Anteil der Vier-Jet-Produktion ist abhängig vom Modellparameter σ_q . Aus den Daten ergeben sich für diesen Parameter Werte im Bereich zwischen 320 und 350 MeV. Dies bewirkt einen systematischen Fehlerbeitrag zu höheren Werten der Vier-Jet-Rate δ . Eine Beschreibung der Daten über 30 GeV durch das Zwei- und Drei-Jet-Modell ist für keinen Wert von σ_q möglich.
- Diese Ergebnisse schließen ein höheres σ_q zur ersatzweisen Beschreibung des Vier-Jet-Effektes aus und bestätigen die in Kapitel 6 beschriebenen Resultate.

7.2 Der Parameter α_s

Die Wahrscheinlichkeit, durch Fragmentationseffekte sphärische Strukturen zu bilden, ist für Drei-Jet-Ereignisse höher als für Zwei-Jet-Ereignisse; die Drei-Jet-Rate ist im Bilde der QCD proportional zur Kopplungskonstanten α_s . Eine Erhöhung des α_s in den Modellrechnungen würde somit mehr sphärische Ereignisse erzeugen und wäre eine denkbare Alternative zur Vier-Jet-Produktion.

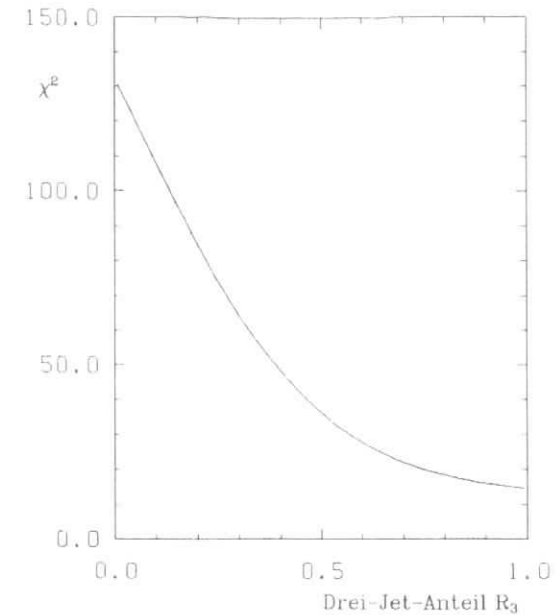


Abbildung 26. χ^2 in A und D_3 für Variable 3-Jet-Rate R_3

In Abbildung 26 ist der Verlauf des χ^2 für die Verteilungen in A und D_3 , berechnet aus den kalkulierten Achsen, bei variabler Drei-Jet-Rate R_3 in dem Modell ohne Vier-Jet-Ereignisse gezeigt. Für $\alpha_s = 0.18$ beträgt R_3 im Lund-Modell bei den dort verwendeten Definitionsschnitten für Drei-Jet-Ereignisse 36%, der dazugehörige Wert von $\chi^2 = 53.6$ für 12 Freiheitsgrade ist bereits aus Kapitel 6.1 bekannt. Die Erhöhung von R_3 resultiert in einem langsamen Abfall von χ^2 mit dem kleinsten Wert von $\chi^2 = 14.8$ bei $R_3 = 100\%$; selbst die Verdoppelung des α_s und R_3 von 0.18 und 36% auf die Werte $\alpha_s = 0.36$ und $R_3 = 72\%$ ergibt nur $\chi^2 = 21$.

Derart drastische Erhöhungen von α_s mit dem Ziel, den beobachteten Vier-Jet-Effekt in A und D_3 durch vermehrte Drei-Jet-Produktion zu erklären, sind sicherlich unphysikalisch und resultieren darüberhinaus sofort in Inkonsistenzen mit anderen Verteilungen der Daten. Eine starke Veränderung der α_s -Skala würde weiterhin die Modellverteilungen bei niedrigen Energien von 14 und 22 GeV entscheidend beeinflussen und deren oben beschriebene gute Übereinstimmung mit den Daten zerstören.

Physikalisch sinnvoll sind also nur kleine Änderungen von α_s , die den Vier-Jet-Effekt allein jedoch nicht erklären können. Die gleichzeitige Erhöhung von α_s und σ_q wäre als weitere Möglichkeit denkbar. Durch die in Kapitel 7.1 gezeigte obere Begrenzung von $\sigma_q < 390$ GeV ist der Spielraum jedoch auch hier eng begrenzt und bei weitem nicht ausreichend, um so den Vier-Jet-Effekt beschreiben zu können.

Die Erniedrigung von σ_q würde ein noch stärkeres Anheben von α_s erfordern, als oben beschrieben, und kann erst recht ausgeschlossen werden.

Sinnvolle Änderungen von α_s , sowie gleichzeitig von α_s und σ_q ohne Berücksichtigung der Vier-Jet-Produktion in den Modellen ergeben somit keine einheitliche und gute Beschreibung der Daten und können insbesondere den beobachteten Vier-Jet-Effekt und dessen Energieabhängigkeit nicht erklären.

7.3 Die Parameter β und r

Der Parameter β der Fragmentationsfunktion (Gleichung 5.5) beeinflusst ebenfalls die Ereignisstrukturen. Die Erhöhung von β bewirkt eine weichere Fragmentation. Es werden mehr Teilchen mit kleinen Longitudinalimpulsen bezüglich der ursprünglichen Quarkrichtung erzeugt, die Ereignisstrukturen werden aufgeweitet und die Multiplizität der Teilchen steigt an.

Modellrechnungen mit einem von 0.4 auf 0.8 erhöhten β zeigen, daß der in Kapitel 6 beobachtete Vier-Jet-Effekt auf $\delta = (2.3 \pm 1.0)\%$ zurückgeht. Allerdings wird auch die Multiplizität der geladenen Teilchen in solchem Maße erhöht, daß in dieser elementaren Größe eine Beschreibung der Daten nicht mehr gegeben ist: die mittlere geladene Multiplizität der Ereignisse nach den Selektionsschnitten dieser Analyse (vgl. Kapitel 3) beträgt für die Daten 9.49 ± 0.04 , für das Modell mit den Standardparametern (vgl. Kapitel 5) 9.63 ± 0.04 und für das Modell mit erhöhtem Parameter β 10.04 ± 0.04 . Die angegebenen Wertebereiche resultieren aus den statistischen Fehlern.

Die Teilchenmultiplizität im Modell ist ebenfalls abhängig vom Parameter r , der den Anteil der produzierten Vektormesonen bestimmt. Untersuchungen⁽²⁷⁾ zeigen, daß ein Modell mit festem Parameter $\beta = 0.8$ die experimentell beobachtete Multiplizität der geladenen Teilchen erst wieder reproduziert, wenn gleichzeitig r von 0.5 auf 0.77 erhöht wird.

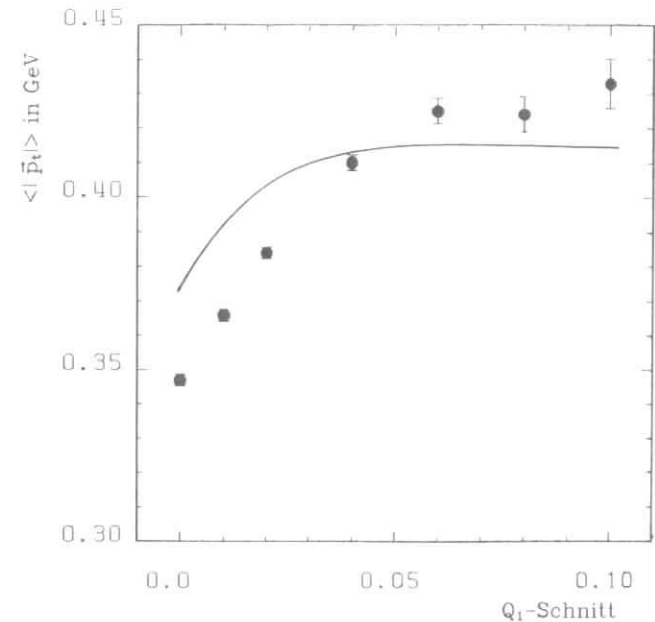


Abbildung 27. $\langle |\vec{p}_t| \rangle$ als Funktion des Q_1 -Schnittes, Modell mit $\beta = 0.8$ und $r = 0.77$.

Deshalb wurde die Vier-Jet-Analyse für Energien über 30 GeV ebenfalls mit Modellrechnungen durchgeführt, in denen β zu 0.8 und r zu 0.77 geändert wurden. Mit der Achsenrechnung ergibt sich in den Verteilungen von A und D_3 ein von den Daten geforderter Vier-Jet-Anteil von $\delta = (2.3 \pm 0.8)\%$ und $\chi^2 = 8$ bei 12 Freiheitsgraden. Die Berechnung von A und D_3 mit den Teilchenimpulsen (vgl. Kapitel 6.2) führt zu $\delta = (3.0 \pm 0.5)\%$ und $\chi^2 = 47$ bei 14 Freiheitsgraden. Hier werden die Verteilungen von A und D_3 der Daten nur schlecht beschrieben, ähnlich wie bei der Erhöhung von σ_q in Kapitel 7.1 gezeigt wurde. Die Untersuchungen des kinematischen Verhaltens der mittleren Transversalimpulse $\langle |\vec{p}_t| \rangle$ des hier beschriebenen Modells zeigt dann auch, daß die Daten in diesem Punkt nicht beschrieben werden (Abbildung 27). Ähnlich der Ergebnisse bei erhöhtem σ_q liegen auch hier die $\langle |\vec{p}_t| \rangle$ -Werte für alle Daten viel zu hoch, während der Anstieg mit zunehmendem Q_1 -Schnitt hinter den Daten zurückbleibt.

Die Erhöhung von β und r verkleinert den Vier-Jet-Effekt, führt jedoch im kinematischen Verhalten von $\langle |\vec{p}_t| \rangle$ zur Inkompatibilität mit den Daten.

Durch Änderung dieser Parameter ist also eine einheitliche Beschreibung der Daten nicht möglich.

7.4 Produktion und Zerfall von b-Quarks

Sphärische Ereignisse werden auch durch Produktion und Zerfall der schweren b-Quarks hervorgerufen⁽¹⁸⁾. Es muß daher untersucht werden, ob der in den Daten beobachtete Überschuß von sphärischen Ereignissen eventuell einer im Modell unkorrekt behandelten Fragmentation von $b\bar{b}$ -Ereignissen zugeschrieben werden kann oder durch die vermehrte Produktion solcher Ereignisse erklärbar ist.

Das verwendete Lund-Modell berücksichtigt bereits eine unterschiedliche Fragmentation der schweren Quarks, indem in deren Fragmentationsfunktion (Gleichung 5.5) $\beta = 0.1$ gesetzt wird. Das Modell wurde für diese Untersuchung zusätzlich so modifiziert, daß b-Quark-Ereignisse mit einem höheren σ_q von 390 MeV fragmentierten, während für die leichteren Quarks dieser Parameter bei 350 MeV verblieb. Mit einer $b\bar{b}$ -Produktionsrate von 9% entsprechend der elektrischen Ladung des b-Quarks kann ein solches Zwei- und Drei-Jet-Modell die Daten in den mit der Achsenmethode berechneten A- und D_3 -Verteilungen nicht beschreiben. Das erhaltene χ^2 beträgt 54 bei 12 Freiheitsgraden. Weitere Erhöhungen des σ_q resultieren in einer zu starken Vergrößerung des $\langle |\vec{p}_t| \rangle$. Auch die Frage, ob eine erhöhte $b\bar{b}$ -Produktion die Daten ohne Zunahme von Vier-Jet-Ereignissen beschreiben kann, kann verneint werden. Der Anteil der $b\bar{b}$ -Ereignisse müßte dazu mehr als verdreifacht werden, was physikalisch nicht sinnvoll ist.

Neue experimentelle Ergebnisse⁽³²⁾ zeigen, daß die Fragmentation der schweren c- und b-Quarks durch eine "härtere" Fragmentationsfunktion $f(z)$ beschrieben werden muß, welche die Teilchenproduktion bei hohen z-Werten bevorzugt. Die Fragmentationsgleichung des verwendeten Lund-Modells wurde dahingehend für c- und b-Quarks geändert:

$$\text{Gl. 7.1} \quad f(z) = 1 / z(1 - 1/z - \epsilon_a/(1-z))^2$$

mit $\epsilon_a = 0.25$ für c-Quarks und $\epsilon_a = 0.04$ für b-Quarks⁽³³⁾. Zur optimalen Anpassung dieses Modells an die Daten muß die Vier-Jet-Rate δ je nach Verteilung um 1% bis 2% gegenüber den in Kapitel 6 geschilderten Ergebnissen erhöht werden. Die "härtere" Fragmentation von c- und b-Quarks liefert somit keine Möglichkeit, den beobachteten Vier-Jet-Effekt bei hohen Energien zu erklären.

Die in Kapitel 6 gezeigte Übereinstimmung des Zwei- und Drei-Jet-Modells mit den Daten bei kleineren Energien von 14 und 22 GeV liefert weitere Argumente gegen die These, daß die Vier-Jet-Effekte durch $b\bar{b}$ -Ereignisse erklärt werden könnten. Da diese Energien über der $b\bar{b}$ -Produktionsschwelle liegen, müßten in jenem Fall auch dort ähnliche Unterschiede zwischen Zwei- und Drei-Jet-Modell und Daten auftreten, wie sie bei Energien über 30 GeV beobachtet werden.

7.5 Auswirkungen der Analysemethode

In diesem Kapitel soll untersucht werden, in welchem Maße systematische Effekte der verwendeten Analysemethoden die in Kapitel 6 beschriebenen Ergebnisse beeinflussen können.

Teilchenselektion: Die Definition von Photonen ist in Jetbereichen mit hoher Teilchendichte problematisch, da die im Bleiglaszähler deponierten Energien geladener Teilchen den durch Photonen erzeugten Bleiglasclustern überlagert sein können. Es zeigt sich, daß die Analyseergebnisse durchaus von der Photon-Selektion abhängig sein können:

Teilergebnisse dieser Analyse⁽³⁴⁾, die auf einer einfacheren Selektion von Photonen beruhte (Nichtbeachtung des Bleiglasclusters, falls eine geladene Spur auf diesen deutet), resultierten in einer etwas höheren Vier-Jet-Rate. Die Ursachen hierfür waren wie die dort geringere zur Verfügung stehende Ereignisstatistik sowie eine gegenüber der Realität zu gute Clustertrennung in der Detektorsimulation der Modellrechnungen. Dieser Effekt wurde bei der vorliegenden Analyse durch die in Kapitel 3 beschriebene Selektion der neutralen Teilchen eliminiert. Dies wird bestätigt durch eine Untersuchung der Ereignisse in den Verteilungen von A und D_3 , bei welcher nur die geladenen Teilchen berücksichtigt werden. Dabei erhält man eine erforderliche Vier-Jet-Rate von $\delta = (5.1 \pm 1.0)\%$ in bester Übereinstimmung mit den Ergebnissen, die bei Verwendung aller Teilchen erzielt werden (siehe Kapitel 6). Dieses Ergebnis zeigt, daß die in dieser Analyse beobachtete Produktion von Vier-Jet-Ereignissen kein spezieller Effekt der neutralen Teilchenenergie oder der Methode zur Selektion der Photonen ist.

An dieser Stelle sei eine weitere Untersuchung erwähnt, die auf einfache Weise zeigt, daß die statistischen Fehler bei den experimentell erhaltenen δ -Werten realistisch sind. Zu diesem Zweck wurden die Daten willkürlich in drei Gruppen gleicher Ereigniszahl unterteilt und die Vier-Jet-Analyse in A und D_3 mit jeder einzelnen Gruppe durchgeführt. Die dabei erhaltenen

Ergebnisse streuten bei allen Untersuchungen jeweils nur innerhalb der statistischen Fehler.

Impulsbalancierung: Das Verfahren, alle Ereignisse vor Berechnung der topologischen Variablen Acoplanarity, Thrust und Tripodity durch Einführung eines neuen Teilchens in der vektoriellen Impulssumme zu balancieren, wurde bereits in Kapitel 4 beschrieben. Da die Impulse dieser zusätzlichen, künstlich eingeführten Teilchen bis zu 10 GeV betragen können, ist die Frage berechtigt, welche Auswirkungen die Behandlung der fehlenden Ereignisimpulse auf die Aussagen dieser Analyse haben kann.

Die wichtigste Voraussetzung zur Anwendung dieser Balancierungsmethode ist die Reproduktion der Verteilung der fehlenden Ereignisimpulse in den verwendeten Modellrechnungen. In Abbildung 28 auf Seite 53 werden die Verteilungen der fehlenden Impulsbeträge für Daten und Modellrechnungen verglichen. Die qualitative Übereinstimmung der Verteilungen gewährleistet, daß in Modell und realen Daten die Handhabung des fehlenden Impulses weitgehend identisch ist.

Um zusätzlich sicher zu sein, daß die auftretenden hohen fehlenden Impulse keinen Einfluß auf die Vier-Jet-Analyse haben, wurde der maximal zulässige fehlende Impuls von 10 GeV auf 4 GeV zurückgenommen, wodurch nur etwa die Hälfte der Ereignisse in der Analyse verblieben. Aus den Verteilungen von A und D_3 resultiert eine benötigte Vier-Jet-Rate von $\delta = (5.2 \pm 1.1)\%$ bei $\chi^2 = 12.4$ und 12 Freiheitsgraden, in voller Übereinstimmung mit der Gesamtanalyse in Kapitel 6.

Eine weitere Untersuchung befaßt sich mit der Frage, ob durch inkorrekte Teilchenrekonstruktion in der Detektorsimulation der Modelle Auswirkungen möglich sind. Dazu wird ein Modell analysiert, bei dem während der Simulation des Detektors zufallsmäßig der Verlust von 0 bis 4 Teilchen pro Ereignis herbeigeführt wurde. Eine Beeinflussung der Ergebnisse der Gesamtanalyse kann nicht festgestellt werden.

Ereignisse mit geringer sichtbarer Energie können durch unvollständige Rekonstruktion im Detektor, durch Abstrahlungseffekte im e^+e^- -Anfangszustand oder durch einen geringen verbliebenen Anteil von Zweiphotonereignissen verursacht werden. Um sicher zu gehen, daß solche nach den Standardkriterien noch in der Analyse verbliebenen Ereignisse die erhaltenen Ergebnisse nicht beeinflussen, wurde die Mindestanforderung der sichtbaren Energie von 15 GeV auf 20 GeV angehoben. Das Ergebnis von $\delta = (4.5 \pm 1.2)\%$ mit $\chi^2 = 11.1$ bei 12 Freiheitsgraden zeigt, daß eine solche Beeinflussung nicht gegeben ist.

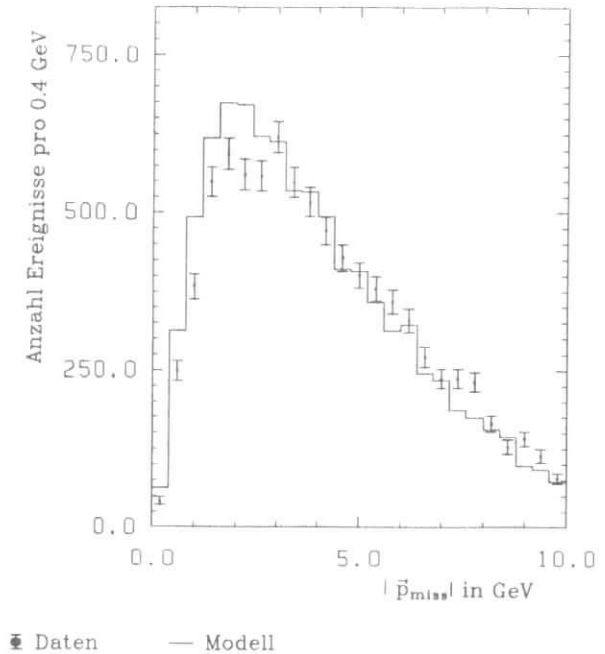


Abbildung 28. Fehlender Ereignisimpuls $|\vec{p}_{\text{miss}}|$.

Normierung: Bei den Vergleichen zwischen Daten und Modell wurden die Verteilungen jeweils auf die gleiche Anzahl von Ereignissen normiert. Die Frage, ob die Aufgabe dieser Forderung die Ergebnisse der Vier-Jet-Analyse beeinflusst, kann verneint werden. Die Freilassung des Normierungsfaktors führte bei der Suche des optimalen χ^2 stets nur zu Änderungen dieses Faktors von etwa einem Promille; dies führte zu keiner Änderung der beschriebenen Ergebnisse.

Die korrekte Handhabung der Modelle und der Normierung wird auch gezeigt durch die Tatsache, daß über die Standardschnitte zur Multihadronselektion hinausgehende Forderungen, z.B. bei der Achsenmethode die Forderung nach mindestens drei zugeordneten Teilchen pro Achse, stets zu gleichen Reduktionsfaktoren bei Daten und Modellen führen.

Durch die Erkenntnisse dieses Kapitels sowie der Beobachtung aus Kapitel 6, daß verschiedene Untersuchungsmethoden in unterschiedlichen

topologischen Variablen zu konsistenten Ergebnissen führen, kann die Möglichkeit der einseitigen Beeinflussung der Ergebnisse durch die angewendeten Analysemethoden ausgeschlossen werden.

7.6 Field-Feynman-Fragmentation

In diesem Kapitel soll die Frage untersucht werden, ob die beobachtete Vier-Jet-Produktion ein spezieller Effekt der Lund-Fragmentation ist. Hierzu wird gezeigt, daß ein entsprechendes Ergebnis auch beim Vergleich der Daten mit einem Modell der Field-Feynman-Fragmentation erhalten wird. Eine vollständige systematische Analyse, die andere Erklärungsmöglichkeiten über Parametervariationen untersucht, wird hier nicht durchgeführt, da mehrere Untersuchungen gezeigt haben (siehe Kapitel 5), daß das Lund-Modell die Daten in wesentlichen Punkten besser beschreibt. Benutzt wird das Modell von Ali et al.⁽²²⁾ (vgl. Kapitel 5) mit den Parametern $a = 0.44$, $\sigma_q = 260$ MeV, $\sigma_g = 350$ MeV, $r = 0.5$, $\gamma_s = 0.3$ und $\alpha_s = 0.18$.⁽³⁶⁾

Mit den so erzeugten Ereignissen wird die in Kapitel 6 beschriebene Analyse in den Parametern A und D_3 sowie in der Population des Q-Diagramms durchgeführt. Auch das Verhalten der mittleren Transversalimpulse $\langle |\vec{p}_t| \rangle$ (vergleiche Kapitel 7.1) wird untersucht. Die Ergebnisse dieser Analyse werden im folgenden geschildert.

Das in Abbildung 29 auf Seite 55 gezeigte kinematische Verhalten der mittleren Transversalimpulse $\langle |\vec{p}_t| \rangle$ für verschiedene Q_1 -Schnitte zeigt ein ähnliches Verhalten, wie es bei der Behandlung des Lund-Modells in Kapitel 7.1 beobachtet wurde. Das hier besprochene Modell beschreibt das $\langle |\vec{p}_t| \rangle$ -Verhalten der Daten über 30 GeV Energie nur, wenn die Produktion von 5% Vier-Jet-Ereignissen berücksichtigt wird (Kurve A234). Das reine Zwei- und Drei-Jet-Modell (Kurve A23) reproduziert nicht den $\langle |\vec{p}_t| \rangle$ -Anstieg der Daten bei zunehmendem Q_1 -Schnitt. Es zeigt sich auch, daß eine Erhöhung des σ_q des reinen Zwei- und Drei-Jet-Modells auf 330 MeV (A23°) diesen Anstieg nicht erklären kann und zu denselben Inkonsistenzen mit den Daten führt, wie sie bereits bei der Erhöhung von σ_q im Lund-Modell beobachtet wurden.

Die Population des zweidimensionalen Q-Diagramms (Abbildung 7 auf Seite 12) erfordert ebenfalls die Berücksichtigung der Vier-Jet-Produktion. Der Anteil der Ereignisse in der sphärischen Region dieses Diagramms (Definition siehe Kapitel 6.2) beträgt für das reine Zwei- und Drei-Jet-Modell nur $1.1\% \pm 0.1\%$ gegenüber $3.3\% \pm 0.2\%$ bei den realen Daten. Die Zunahme

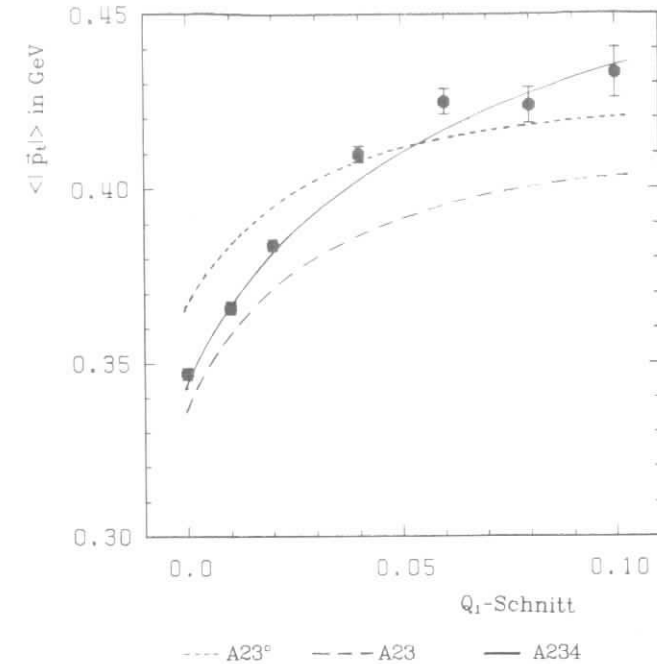


Abbildung 29. $\langle |\vec{p}_t| \rangle$ als Funktion des Q_1 -Schnittes, Modell nach Ali et al.

von etwa 10% Vier-Jet-Ereignissen würde diese Unstimmigkeit beseitigen. Wie schon beim Lund-Modell beobachtet, führt auch hier das Q-Diagramm zu größeren Werten von δ .

Die Ergebnisse der Untersuchung in A und D_3 nach der Achsenmethode sollen näher beschrieben werden, da sich hier interessante Aspekte bezüglich der Fragmentationsfunktion $f(z)$ (vgl. Gleichung 5.3) ergeben.

In Abbildung 30 auf Seite 56 sind die Verteilungen für D_3 und A dargestellt, berechnet jeweils aus den vier rekonstruierten Achsen der Ereignisse. Die Verteilung der Daten in D_3 wird weder von den Zwei- und Drei-Jet-Modellrechnungen (A23) noch durch das Modell unter Einschluß von 5% Vier-Jet-Ereignissen (A234) beschrieben. Besonders auffällig ist, daß in diesem Modell die Ereignisse mit der Achsenkonfiguration entsprechend Klasse I ($D_3 = 0$) angereichert und die niedrigen D_3 -Werte der Klasse II ($D_3 > 0$) angereichert sind. Weitere Untersuchungen zeigen, daß der prozentuale Anteil von Ereignissen, deren vier angepaßte Achsen Klasse I

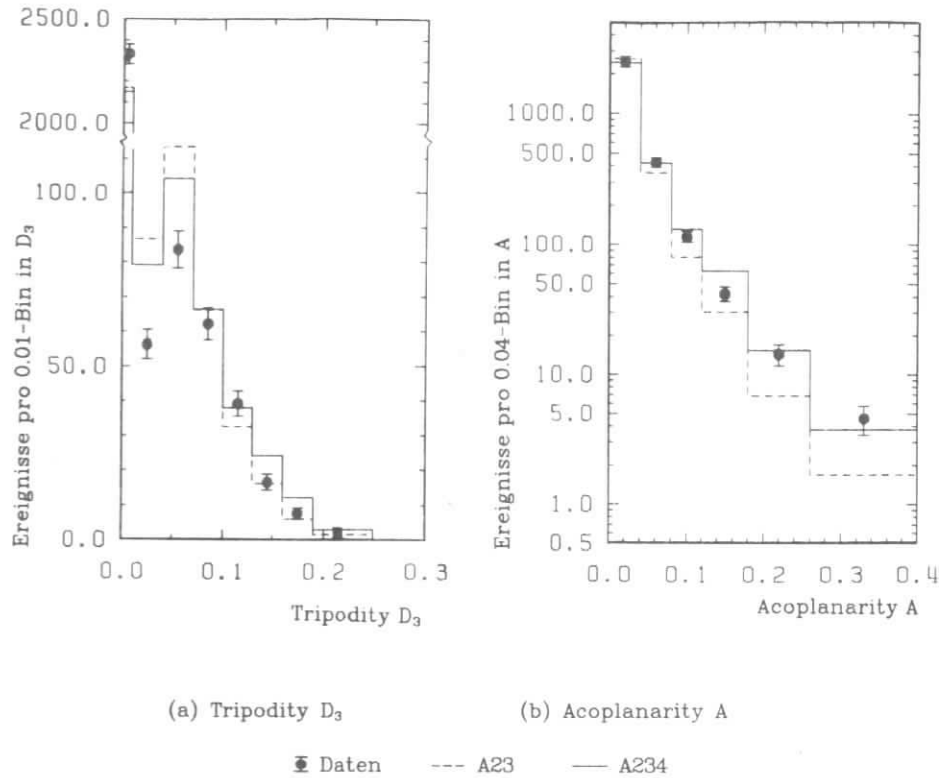


Abbildung 30. Tripodity und Acoplanarity (Achsenrechnung) : Modellrechnungen nach Ali et al.

Konfiguration aufweisen, von Modellen mit Field-Feynman-Fragmentation nicht richtig beschrieben.² In Tabelle 1 wird der Anteil R_I der Klasse I-Konfiguration der Daten sowie des Lund-Modells und der Field-Feynman-Modelle nach Hoyer et al.⁽²¹⁾ und Ali et al. verglichen.

² Es sei nochmals daran erinnert, daß an *alle* Ereignisse vier Achsen angepaßt werden, also auch an ursprüngliche Zwei- und Drei-Jet-Eeignisse.

Tabelle 1. Prozentualer Anteil R_I der Klasse I-Konfiguration

	R_I
Daten	74.3 ± 1.1
Lund, 2+3Jet	73.6 ± 1.3
Lund, 2+3+4Jet	73.1 ± 1.2
Ali, 2+3Jet	69.0 ± 1.5
Ali, 2+3+4Jet	68.4 ± 1.4
Hoyer, 2+3Jet	69.1 ± 1.7

R_I ist im Bereich des statistischen Fehlers unabhängig von der Berücksichtigung der Vier-Jet-Ereignisse; weiterhin zeigen entsprechende Untersuchungen, daß R_I in weiten Bereichen von der Wahl der Modellparameter (σ_q , β , α_s) unabhängig ist.

Eine gute Übereinstimmung mit den Daten ergibt nur das Lund-Modell, das Modell nach Ali et al. liegt 3.3 Standardabweichungen und das nach Hoyer et al. 2.7 Standardabweichungen von den Daten entfernt. Die Ursache dieses Verhaltens ist der unterschiedliche Verlauf der Fragmentationsfunktionen $f(z)$ für das Lund- und das Field-Feynman-Modell. Diese Funktion geht für das Lund-Modell (vgl. Gleichung 5.5) gegen 0, wenn die Variable z gegen 1 läuft. Im Falle der Field-Feynman-Fragmentation (vgl. Gleichung 5.3) jedoch bleibt $f(z)$ auch für $z = 1$ bei endlichen Werten. Das bedeutet, daß hier mit größerer Wahrscheinlichkeit enge Teilchenjets erzeugt werden, bei denen ein Teilchen fast den gesamten Longitudinalimpuls des primären Quarks erhält ($z \approx 1$). Erzwingt man in einem Zwei-Jet-Ereignis mit einem so fragmentierten Teilchenjet rechnerisch die Anpassung von vier Achsen, so wird nur eine Achse in dem engen und die restlichen drei Achsen in dem rückwärtigen Jet Platz finden. Dies bewirkt eine Anreicherung der Klasse II-Ereignisse mit kleinen D_3 -Werten bei gleichzeitiger Verringerung der Klasse I ($D_3 = 0$). Die Analyse des Lund-Modells mit geänderter Fragmentationsfunktion gemäß Gleichung 5.3 (Field-Feynman-Fragmentation) bestätigt diese Aussagen und ergibt für R_I denselben Wert, der auch aus dem Modell nach Hoyer et al. resultiert.

Da die Variable D_3 sensitiv auf systematische Auswirkungen der im Modell verwendeten Fragmentationsfunktion ist und das Modell den Verlauf der Daten in der D_3 -Verteilung in keiner Weise reproduzieren kann, ist eine realistische Bestimmung der Vier-Jet-Rate in dieser Verteilung nicht möglich. Auch die getrennte Betrachtung der Acoplanarity-Verteilung für $D_3 < 0.01$ ist sicher nicht sinnvoll, da die Population der Klasse-I Ereignisse ($D_3 = 0$) falsch wiedergegeben wird. Deshalb wird in Teil b der Abbildung 30 auf Seite 56 die Verteilung aller Ereignisse in der Variablen A gezeigt. Eine

grundsätzliche Diskrepanz der Modellrechnungen zu den Daten, wie in der D_3 -Verteilung beobachtet, kann hier nicht festgestellt werden. Ähnlich den Verhältnissen bei der Betrachtung des Lund-Modells (vergleiche Kapitel 6) beschreibt hier die Kurve des Modells mit 5% Vier-Jet-Ereignissen die Daten gut, während das Zwei- und Drei-Jet-Modell dazu nicht in der Lage ist. Die optimale Übereinstimmung erhält man für einen Vier-Jet-Anteil von $\delta = (4.5 \pm 0.7)\%$ mit $\chi^2 = 6.1$ bei 5 Freiheitsgraden. Ohne Vier-Jet-Ereignisse erhält man $\chi^2 = 30.2$. Diese Ergebnisse stimmen gut mit den Aussagen der $\langle |\vec{p}_t| \rangle$ - und der Q-Diagramm-Untersuchung überein.

Zusammenfassend ergeben die Untersuchungen mit Field-Feynman-Fragmentationsmodellen, daß zur Beschreibung der Daten über 30 GeV hier ebenfalls die Zunahme von Vier-Jet-Ereignissen erforderlich ist. Der beobachtete Vier-Jet-Effekt ist somit keine spezielle Eigenschaft des Lund-Modells. Weiterhin werden Anzeichen, die in großen Bereichen unabhängig von den Modellparametern sind, dafür gefunden, daß die reellen Daten eher die Fragmentationsfunktion des Lund-Modells (vgl. Gleichung 5.5) anstatt diejenige nach Field und Feynman (vgl. Gleichung 5.3) bevorzugen.

8. Diskussion der Ergebnisse

Die vorliegende Arbeit befaßt sich mit der Frage, ob die von der Quantenchromodynamik in zweiter Ordnung Störungstheorie vorhergesagte Produktion von Vier-Jet-Ereignissen bei den gegenwärtig erreichbaren e^+e^- -Vernichtungsenergien in den Daten bestätigt werden kann. Eine Isolierung oder Anreicherung von Vier-Jet-Ereignissen ist nicht angestrebt, vielmehr werden die Daten auf allgemeinsten Basis ohne spezielle Selektionskriterien untersucht. Die folgende Aufstellung soll einen Überblick über die Ergebnisse der Analyse geben:

- Die experimentellen Verteilungen der Daten bei Energien über 30 GeV in den topologischen, auf Vier-Jet-Ereignisse sensitiven Parametern Acoplanarity A und Tripodity D_3 , sowie in der Population des Q-Diagramms und der Verteilung der mittleren Transversalimpulse $\langle |\vec{p}_t| \rangle$, zeigen signifikante Abweichungen von den Zwei- und Drei-Jet-Erwartungen der Modellrechnungen.
- Die Verteilungen werden gut reproduziert bei Einführung von Vier-Jet-Ereignissen.
- Der Vergleich zwischen Modellrechnungen und den Daten bei e^+e^- -Vernichtungsenergien von 22 und 14 GeV zeigt, daß die beobach-

teten Effekte bei kleineren Energien verschwinden und mit der QCD-Vorhersage der Energieabhängigkeit der Vier-Jet-Produktion übereinstimmen.

- Versuche, die beobachteten Effekte bei hohen Energien nur durch Variation der Parameter α_s , σ_q , β und r des Zwei- und Drei-Jet-Modells zu erklären, resultieren stets in signifikanten Inkonsistenzen zwischen Modell und experimentellen Daten. Auch durch Veränderung der Fragmentation schwerer Quarks kann keine Alternative gefunden werden. Es wird weiterhin gezeigt, daß das Ergebnis der Analyse kein spezieller Effekt der im Modell verwendeten Fragmentationsmodelle ist.
- Aus diesen Beobachtungen folgt, daß eine konsistente Beschreibung der experimentellen Daten im Energiebereich von 14 GeV bis 37 GeV erst bei Berücksichtigung der von der QCD in zweiter Ordnung vorhergesagten Vier-Jet-Produktion möglich ist.

Untersuchungen, die parallel zu der vorliegenden Arbeit durchgeführt wurden, zeigen experimentelle Evidenz dafür, daß Gluonjets eine breitere Fragmentation aufweisen als Quarkjets⁽³¹⁾. In derselben Analyse wird auch gezeigt, daß die Existenz von Vier-Jet-Ereignissen keinen Einfluß auf die dort erhaltenen Ergebnisse über die Gluon-Jet-Verbreiterung hat. Somit ist ausgeschlossen, daß die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit und der angesprochenen Gluon-Jet Analyse verschiedene Interpretationen eines einzigen Effektes darstellen.

In den verschiedenen Teilanalysen dieser Arbeit wurde jeweils die Vier-Jet-Rate δ , die zur optimalen Beschreibung der Daten notwendig ist, zusammen mit dem statistischen Fehler angegeben. Hier soll die Bestimmung eines Mittelwertes von δ unter Einschluß der statistischen und systematischen Fehler als Gesamtergebnis dieser Arbeit diskutiert werden. Den größten Beitrag zum systematischen Fehler von δ liefert die Unsicherheit im Modellparameter σ_q . Es wurde gezeigt, daß die Erhöhung von σ_q im Lund-Modell über den standardmäßigen Wert von 350 MeV hinaus zu signifikanten Inkonsistenzen gegenüber den Daten führt. Untersuchungen der mittleren Transversalimpulse $\langle |\vec{p}_t| \rangle$ resultierten in einem niedrigeren Wert von $\sigma_q = 320$ MeV, der seinerseits jedoch zu höheren Vier-Jet-Raten und zu einer schlechteren Übereinstimmung zwischen Modell und Daten in den Parametern A und D_3 führt. Aus der Unsicherheit in σ_q folgt also ein systematischer Beitrag, der den Fehler in δ hauptsächlich zu höheren und nur unwesentlich zu niedrigen Werten ausweitet. Da bei allen systematischen Untersuchungen keine Möglichkeit gefunden wurde, die Daten durch ein Modell mit wesentlich kleineren Werten für δ zu beschreiben, kann als zusammengefaßtes Ergebnis dieser Analyse festgestellt werden:

- Die experimentell bestimmte Vier-Jet-Rate δ zur Beschreibung der Daten im Energiebereich von 30 GeV bis 36.7 GeV beträgt $\delta = (6 \pm 1 \pm \frac{3}{4})\%$. Mittelwert und statistischer Fehler wurden aus den Einzelergebnissen des in Kapitel 6 verwendeten Modells mit $\sigma_q = 350$ MeV bestimmt, welches die beste Übereinstimmung mit den Daten ergibt. Der systematische Fehler ist eine Abschätzung unter Berücksichtigung der Ergebnisse aus Kapitel 7. Die von der QCD erwartete Vier-Jet-Rate beträgt $\delta_{\text{QCD}} \sim 5\%$.

Die zusammengefaßten Resultate der vorliegenden Analyse zeigen, daß die störungstheoretischen Vorhersagen der QCD in zweiter Ordnung eine gute experimentelle Bestätigung finden; reine Zwei- und Drei-Jet-Modelle dieser Theorie können die Daten nicht vollständig beschreiben.

Interessante, weiterführende Untersuchungen, die bei den derzeit verfügbaren Energien möglich sind, ergeben sich aus der Möglichkeit, die Kopplungskonstante α_s nunmehr gemeinsam aus der Drei- und Vier-Jet-Produktion zu bestimmen. Dazu wäre es jedoch notwendig, die systematischen Unsicherheiten der Modelle, die derzeit noch den relativ hohen Fehler der Vier-Jet-Rate bestimmen, eingehend zu studieren. Die relative Stärke des beobachteten Vier-Jet-Effekts zeigt aber schon jetzt, daß eine drastische Änderung des α_s nicht zu erwarten ist.

Diese Analyse liefert keinen experimentellen Beweis für den durch die nichtabelsche Struktur der QCD vorhergesagten Prozeß der Gluonselfkopplung. Dies ist bedingt durch die Tatsache, daß die verwendeten topologischen Variablen keine Unterscheidungsmöglichkeit zwischen Vier-Jet-Prozessen liefern, bei denen ein Gluon in ein Quark-Antiquark-Paar oder in zwei Gluonen übergeht. Darüberhinaus wurde diese Untersuchung auf der Basis aller Ereignisse durchgeführt, unter denen die Vier-Jet-Ereignisse nur einen kleinen Beitrag liefern. Deshalb sind feinere Unterschiede innerhalb der Klasse der Vier-Jet-Ereignisse, selbst wenn sie in speziellen topologischen Anordnungen sichtbar wären, durch die hier verwendeten Analysemethoden statistisch signifikant nicht nachweisbar.

Der Nachweis der Gluonselfkopplung ist, nachdem nun experimentell Evidenz für die Produktion von Vier-Jet-Ereignissen gefunden wurde, eine interessante Aufgabe für zukünftige Forschungen. Dazu müßten Vier-Jet-Ereignisse in einer möglichst reinen Menge angereichert werden. Beiträge des Drei-Gluon-Vertex wären dann in Vier-Jet-Wirkungsquerschnitten sichtbar, wenn es zusätzlich gelänge, Gluonjets von Quarkjets experimentell zu unterscheiden⁽⁶⁾. Auch Helizitätskorrelationen planarer Vier-Jet-Ereignisse bieten Möglichkeiten, die Gluonselfkopplung zu untersuchen⁽³⁵⁾. Die direkte und individuelle

Studie von Vier-Jet-Ereignissen wird jedoch erst bei höheren e^+e^- -Vernichtungsenergien möglich sein, da dann die Fragmentationseffekte gegenüber den störungstheoretisch berechenbaren QCD-Effekten zurückgehen.

DANKSAGUNG

Eine wichtige Voraussetzung zur Durchführung dieser Arbeit war die Zusammenarbeit der Mitglieder der JADE-Kollaboration. Für die freundliche Arbeitsatmosphäre und die vielfältigen Anregungen bedanke ich mich bei allen Kollaborationsmitgliedern.

Herr Prof. Dr. J. Heintze ermöglichte mir die Durchführung dieser Arbeit. Dafür und für die vielen hilfreichen und fruchtbaren Diskussionen möchte ich mich bei ihm bedanken.

Herr Dr. J. von Krogh trug durch kritische Anregungen und ausführliche Diskussionen wesentlich zum Gelingen dieser Arbeit bei. Ihm danke ich für die angenehme Zusammenarbeit.

Weiterhin bedanke ich mich bei Herrn Prof. Dr. O. Nachtmann und Herrn A. Reiter für die Anregung zum Thema dieser Arbeit und die vielen, eingehenden Diskussionen über spezielle theoretische Probleme.

Besondere Erwähnung verdient Herr Dr. A. Petersen, der mir zahlreiche Modellrechnungen zur weiteren Analyse zur Verfügung stellte und durch Ideenreichtum und stete Diskussionsbereitschaft den Fortgang dieser Arbeit förderte.

LITERATURVERZEICHNIS

- (1) H. Fritzsch, M. Gell-Mann, H. Leutwyler, Phys. Lett. 47B (1973) 365.
O.J. Gross, F. Wilczek, Phys. Rev. D8 (1973) 3633.
S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 31 (1973) 494.
J. Ellis, M.K. Gaillard and G.G. Ross, Nucl. Phys. B111 (1976) 253.
G. Kramer, G. Schierholz and J. Willrodt, Phys. Lett. 79B (1978) 249
und erratum 80B (1979) 433.
- (2) R.F. Schwitters et al., Phys. Rev. Lett. 35 (1975) 1320.
G. Hanson et al., Phys. Rev. Lett. 35 (1975) 1609.
- (3) TASSO-Kollaboration, R. Brandelik et al., Phys. Lett. 86B (1979) 243.
MARK J-Kollaboration, D.P. Barber et al., Phys. Rev. Lett. 43 (1979) 830.
PLUTO-Kollaboration, Ch. Berger et al., Phys. Lett. 86B (1979) 418.
JADE-Kollaboration, W. Bartel et al., Phys. Lett. 91B (1980) 142.
- (4) Neueste Resultate wurden während der XXI. Intern. Conf. on High Energy Physics, Paris 1982, präsentiert von G. Heinzelmann (JADE), J. Burger (MARK J) und D. Lueke (TASSO).
Siehe auch: R. Felst, Int. Symp. on Lepton and Photon Interact. at High Energies, Bonn, Germany (1981).
- (5) TASSO-Kollaboration, R. Brandelik et al., Phys. Lett. 97B (1980) 453.
CELLO-Kollaboration, H.J. Behrend et al., DESY Report 81/80.
PLUTO-Kollaboration, Ch. Berger et al., Phys. Lett. 97B (1980) 459.
MARK J-Kollaboration, präsentiert von J. Burger auf der XXI. Intern. Conf. on High Energy Physics, Paris 1982.
- (6) TASSO-Kollaboration, R. Brandelik et al., Phys. Lett. 94B, 437(1980)
PLUTO-Kollaboration, Ch. Berger et al., Phys. Lett 97B, 459(1980).
MARK J-Kollaboration, präsentiert von J. Burger auf der XXI. Intern. Conf. on High Energy Physics, Paris 1982.
JADE-Kollaboration, W. Bartel et al., DESY 82-060 (1982).
CELLO-Kollaboration, H.J. Behrend et al., DESY 82-061 (1982).
- (7) A. Ali, J.G. Körner, Z. Kunszt, J. Willrodt, G. Kramer, G. Schierholz, E. Pietarinen, Phys. Lett. 82B (1979) 285-288.

- (8) A. Reiter, Inst. f. Theor. Ph. d. Univ. Heidelberg, HD-THEP-81-10 (1981).
- (9) Petra Proposal, DESY 1974.
- (10) JADE-Kollaboration, W. Bartel et al., Phys. Lett. 88B (1979) 171.
- (11) W. Farr et al., Nucl. Instr. Meth. 156(1978), 283.
J. Heintze, Nucl. Instr. and Meth. 196 (1982) 293-297.
- (12) S. Bethke, Physik. Inst. d. Univ. Heidelberg, Diplomarbeit 1980.
- (13) A. Wagner, DESY Report 80/83.
H. Drumm et al., Nucl. Instr. Meth. 176(1980) 333.
- (14) W. Farr and J. Heintze, Nucl. Instr. and Meth. 156 (1978) 301.
- (15) J.D. Bjorken, S. Brodsky, Phys. Rev. D1 (1970) 1416.
- (16) A. Ali, J.G. Körner, G. Kramer, J. Willrodt, Z. Physik C1 (1979) 203-231.
- (17) E. Fahri, Phys. Rev. Letters 39 (1977) 1587.
- (18) A. de Rujula, J. Ellis, E.G. Floratos, M.K. Gaillard, Nucl. Phys. B 138 (1978) 387.
- (19) O. Nachtmann und A. Reiter, Z. Phys. C14 (1982) 47-53.
- (20) M.C. Goddard, Rutherford Appleton Lab. preprint RC. 81-069.
- (21) P. Hoyer et al., Nucl. Phys. B161 (1979) 349.
- (22) A. Ali, G. Kramer, E. Pietarinen, J. Willrodt, Phys. Lett. 93B (1979), 155.
A. Ali, E. Pietarinen, J. Willrodt, DESY T-80/01.
- (23) B. Andersson, G. Gustafson, T. Sjöstrand, Phys. Lett. 94B (1980) 211.
T. Sjöstrand, LUTP 80-3, April 1980.
- (24) R.D. Field and R.P. Feynman, Nucl. Phys. B136 (1978) 1.
- (25) G. Altarelli, G. Parisi, Nucl. Phys. B126 (1977) 298.
- (26) JADE-Kollaboration, W. Bartel et al., Phys. Lett. 101B (1981) 129.
- (27) S. Komamiya, Dissertation, LICEPP, Faculty of Science, Univ. of Tokyo, UTLICEPP-82-01 (1982).
S. Komamiya, private Information; sowie JADE-Kollaboration., zu veröffentlichen in Z. Phys.
- (28) S. Yamada, XX Intern. Conf. on High Energy Physics, 1980 Madison, Wisconsin.
- (29) E. Elsen, Dissertation, Interner Bericht DESY F22-81/02 (1981).
- (30) A. Ali, DESY 80/103.
- (31) A. Petersen (JADE-Kollaboration), private Information.
sowie JADE-Kollaboration, in Vorbereitung.
- (32) H. Abramovicz et al., Z. Phys. C 15, 19-31(1982).
- (33) C. Peterson, D. Schlatter, I. Schmitt, P.M. Zerwas, Slac-Pub-2912 (1982).
- (34) JADE-Kollaboration, W. Bartel et al., Phys. Lett. 115B (1982) 338.
- (35) O. Nachtmann und A. Reiter, Inst. f. Theor. Ph. d. Univ. Heidelberg, HD-THEP-82-9 (1982).
- (36) M.C. Goddard, private Information.

LEBENS LAUF

Siegfried Bethke
Rheinfeldstr. 20
6700 Ludwigshafen

- 15.4.1954 Geboren in Ludwigshafen am Rhein als Sohn von Gerhard Bethke und Ingeborg, geb. Raetschus.
- 1960 - 1965 Besuch der Grundschule (Gräfenauschule in Ludwigshafen).
- 1965 - 1973 Besuch des Max - Planck - Gymnasiums in Ludwigshafen.
- Mai 1973 Abitur.
- Oktober 1973 Beginn des 21-monatigen Wehrdienstes.
- Oktober 1975 Beginn des Studiums der Physik an der Universität Heidelberg.
- Oktober 1977 Diplom-Vorprüfung in Physik.
- Oktober 1978 Beginn der Diplomarbeit mit dem Thema:
"Untersuchungen zur Ortsauflösung von Jetkammern".
- 3.8.1979 Verehelichung mit Brigitte Bethke, geb. Zimmermann.
- Oktober 1980 Diplomhauptprüfung.
- Beginn der Doktorarbeit mit dem Thema:
"Beobachtung von Vier-Jet-Strukturen in multi-hadronischen Endzuständen der e^+e^- -Vernichtung".
- seit 1981 Wissenschaftlicher Angestellter der Universität Heidelberg.

Staatsbürgerschaft: deutsch

