Fakultät für Physik und Astronomie
Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

Diplomarbeit
im Studiengang Physik

vorgelegt von
Dimitri Topaj
aus St. Petersburg

September 1997

Suche nach CP-Verletzung in hadronischen Z-Zerfällen

Die Diplomarbeit wurde von Dimitri Topaj ausgeführt am
Institut für Hochenergiephysik
unter der Betreuung von
Herrn Prof. Dr. E.-E. Kluge

Über 3.5 Millionen hadronische, mit dem Detektor ALEPH des CERN gemessene Z-Zerfälle wurden mit Hilfe einer CP-ungeraden Observablen auf ihre CP-Invarianz untersucht. Für den Fall eines Phasenüberganges zweiter Ordnung nach L. Landau wurde ein verzweigungstheoretisches Modell vorgestellt, daß ein Werkzeug für die Suche nach Asymmetrien bietet. Zudem wurde ein Konzept zur Definition der Jetmultiplizität entwickelt, das eine solche Suche erleichtert. Der Mittelwert für die CP-ungerade Observable in Vier-Jet-Ereignissen mit B-Hadronen wurde zu $\langle T'_{33} \rangle = (2.0 \pm 17.1_{stat} \pm 9.9_{syst}) \cdot 10^{-3}$ bestimmt. Keine CP-verletzenden Effekte konnten nachgewiesen werden.

Search for CP violation in hadronic Z decays

Over 3.5 Millions hadronic decays of the Z boson were studied on their CP invariance with a CP-odd observable. For the case of a second order phase transition after L. Landau a branching point model was introduced, which gives a tool for the search for asymmetries. As well a concept for the jet multiplicity definition was developed, facilitating such a search. The mean value for the CP-odd observable in four-jet events with B-hadrons has been measured as $\langle T'_{33} \rangle = (2.0 \pm 17.1_{stat} \pm 9.9_{syst}) \cdot 10^{-3}$. No CP violating effects were found.

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Das heutige Standardmodell der Elementarteilchenphysik beschreibt drei von vier z.Zt. bekannten Fundamentalkräften der Natur. Seine wichtige Eigenschaft ist die Invarianz unter einer sukzessiven Anwendung der C-, P- und T-Transformationen, wobei C für die Ladungskonjugation, P für die Raumspiegelung und T für den Zeitumkehr stehen. Lediglich die schwache Wechselwirkung verletzt alle drei Symmetrien einzeln.
Die CP- und damit (wegen CPT-Erhaltung) auch T-Verletzung wurde im Zerfall des neutralen Kaons entdeckt, und der K^0-Zerfall bleibt immer noch deren einzige experimentelle Beobachtung. Obwohl die phänomenologische Beschreibung der CP-Verletzung in das Standardmodell inzwischen eingebunden ist, bleibt ein Erklärungsbedarf sowie die Frage nach der Existenz anderer CP-verletzenden Zerfälle bestehen.
Das alles motiviert, die CP-Verletzung auch außerhalb des Standardmodells zu suchen. Diverse Erweiterungen des Standardmodells sagen CP-verletzende Effekte in Reaktionen mit neutralen Strömen wie in Z-Zerfällen voraus, in denen die CP-verletzende Amplitude des Standardmodells vernachlässigt werden kann. Deswegen wird die Suche nach CP-Verletzung in Z-Zerfällen besonders aktuell.
Die Kopplungen der CP-verletzenden Terme in den Theorien mit CP-geraden und CP-ungeraden Higgs-Zuständen sind abhängig von den Massen der wechselwirkenden Teilchen, daher werden Z-Zerfälle in schwere Fermionen besonders interessant. In [1], [2] und [3] wurden die Zerfälle $Z \to \tau^+\tau^-$ untersucht, wobei keine CP-Verletzung gefunden wurde.
Auch die hadronischen Zerfälle des Z in b-Quarks waren Objekt der Untersuchung. Die Analysemethode wurde dafür von W. Bernreuther, O. Nachtmann und Mitarbeitern ([4] und [5]) vorgeschlagen, wobei darauf hingewiesen wurde, daß man mit heutigen Mitteln keine Information über die CP-Verletzung in $Z \to b\bar{b}$ Zerfällen aus der Kinematik der Zerfallsprodukte gewinnen kann. Daher wurde ein Test der CP-Symmetrie in $Z \to b\bar{b}g$ Zerfällen mit Hilfe einer kinematischen, CP-ungeraden Observablen empfohlen.
Eine solche Analyse wurde mit den über 3.5 Millionen hadronischen, in den Jahren 1991-1994 mit dem ALEPH-Detektor des Europäischen Teilchenforschungszentrums CERN gemessenen Z-Zerfällen durchgeführt ([6] und [7]), dabei wurden keine CP-verletzenden Effekte festgestellt.
In dieser Arbeit soll die CP-Invarianz bei den Vier-Jet-Zerfällen des Z in b-Quarks, sprich Zerfällen der Art $Z \to b\bar{b}XX$, überprüft werden, die neue Eigenschaften (z.B. Akoplanarität) im Vergleich zu $Z \to b\bar{b}g$ Zerfällen besitzen.
Im nächsten Kapitel wird die Meßapparatur, nämlich der Detektor ALEPH mit seinen Komponenten, das Triggersystem und das Teilchenspurenrekonstruktionsprogramm beschrieben. Die theoretischen Ansätze und die darausfolgende Aufgabenstellung werden im Kapitel 3 behandelt. Im Kapitel 4 werden Unterschiede zwischen Zerfällen mit verschiedenen Endzustandkonfigurationen und die damit verbundenen theoretischen und experimentellen Konsequen-

zen bei der Ermittlung der Jetmultiplizität sowie mögliche Abhängigkeit der CP-verletzenden Effekte von der Jetmultiplizität besprochen. Der eigentlichen Messung widmet sich das Kapitel 5; die Simulationsrechnungen und systematische Untersuchungen werden demanschließend in Kapiteln 6 und 7 präsentiert. Als kurzes Resumé werden die Ergebnisse im Kapitel 8 zusammengefaßt.

Kapitel 2

Experiment

Im Experiment werden Informationen analysiert, die am Elektron-Positron-Speicherring LEP (**L**arge **E**lectron-**P**ositron Collider) des Europäischen Teilchenforschungszentrums CERN mit Hilfe des ALEPH-Detektors (**A**pparatus for **LE**P **PH**ysics [8]) in den Jahren 1991-1995 (während der sogenannten LEP I Phase) gewonnen wurden. Im LEP werden auf eine Energie von etwa 20 GeV vorbeschleunigte Elektronen und Positronen auf entgegengesetzte Bahnen gebracht und auf ihre Endenergie von damals 46 GeV beschleunigt. Die Elekton-Positron-Bündel kreuzen sich in acht Wechselwirkungspunkten, wo sie durch hyperbolische magnetische Felder eines Quadrupols fokusiert werden. An vier dieser Punkte stehen die vier LEP-Detektoren (ALEPH, DELPHI, L3, OPAL), die dazu dienen, Zerfallsprodukte von Elektron-Positron-Annihilationen aufzufangen, zu identifizieren und deren Eigenschaften zu messen.

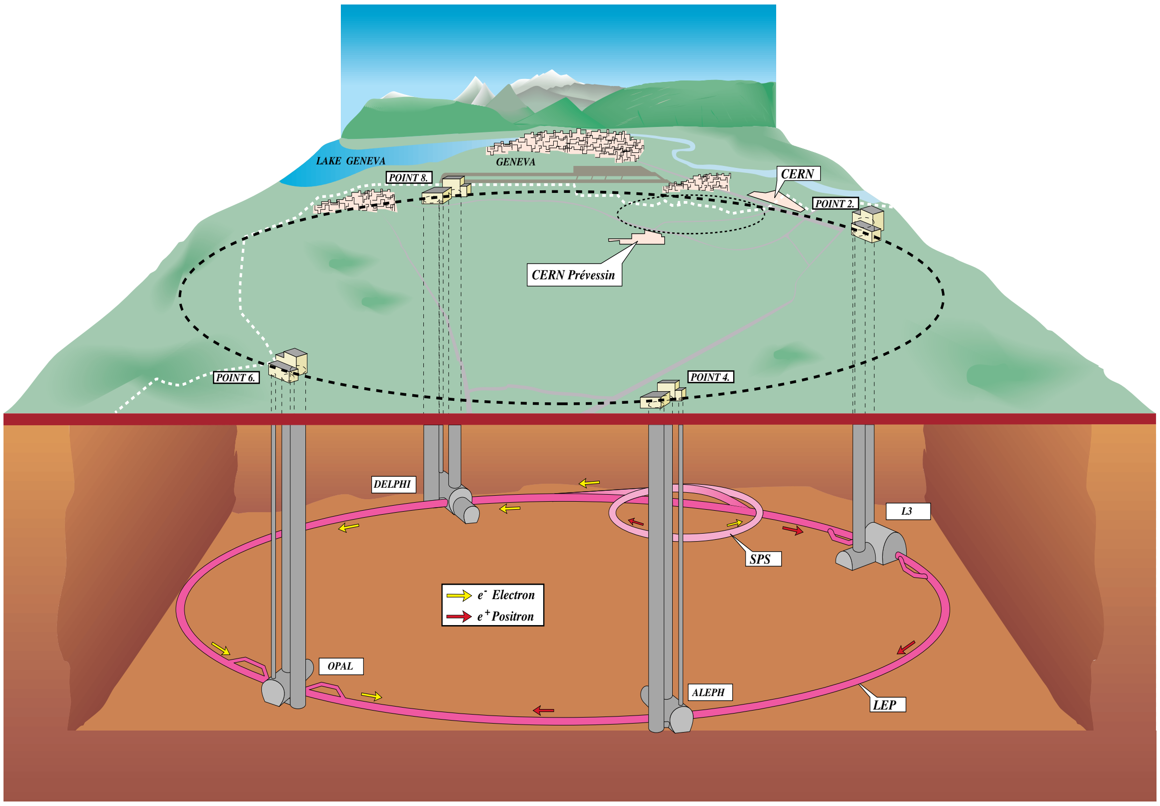

Abbildung 2.1: *Schematische Ansicht von LEP mit den vier Detektoren*

2.1 Detektor ALEPH

ALEPH ist einer der LEP-Detektoren, der konstruiert wurde, um Zerfälle von Z- und W-Bosonen zu untersuchen. Die Abbildung 2.2 zeigt den Aufbau des Detektors, der aus einem Vertexdetektor, zwei Spurkammern, einem elektromagnetischen und einem hadronischen Kalorimeter, einer Myonkammer und Luminositätskalorimetern besteht. Das Neutrino ist das einzige Zerfallsprodukt, das mit dem ALEPH-Detektor nicht nachgewiesen werden kann.

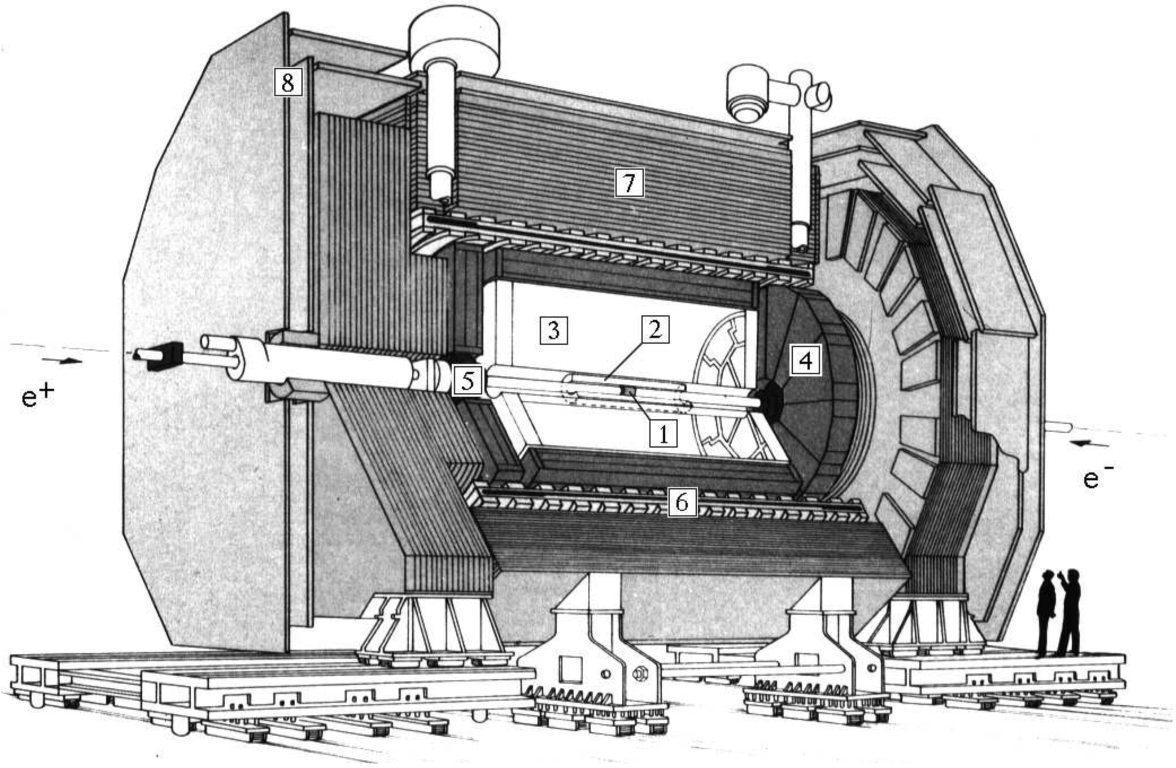

Abbildung 2.2: *Der Detektor ALEPH und seine Komponenten:*
1. Der Vertexdetektor (VDET), 2. Die Innere Spurkammer (ITC), 3. Die Zeitprojektionskammer (TPC), 4. Das Elektromagnetische Kalorimeter (ECAL), 5. Luminositätskalorimeter (LCAL), 6. Die Magnetspule, 7. Das Hadronische Kalorimeter, 8. Myonkammern.

2.1.1 Vertexdetektor (VDET)

Der VDET (siehe Abbildung 2.3) besteht aus zwei zur Strahlbahn koaxialen zylindrischen zweischichtigen Oberflächen, deren Schichten zueinander senkrechte Siliziumsignalstreifen darstellen, welche z- und φ-Informationen liefern. Aus den beiden Oberflächen entsprechenden Meßpunkten bekommt man Vertexkoordinaten. Dabei mißt man die Koordinaten im Vertexdetektor mit der z-Auflösung von etwa 10μm und r-φ-Auflösung von etwa 12μm.

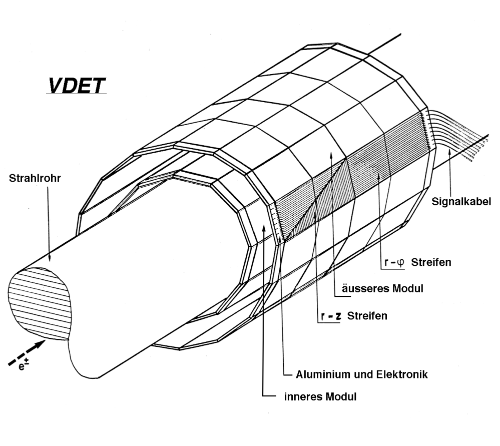

Abbildung 2.3: *Der Vertexdetektor*

2.1.2 Innere Spurkammer (ITC)

Die in der Abbildung 2.4 präsentierte ITC ist eine Vieldrahtdriftkammer. Acht um die z-Achse konzentrische Lagen von 2 m langen hexagonalen Driftzellen können für jede Spur eines geladenen Teilchens bis zu acht verschiedenen Meßpunkte mit einer durchschnittlichen Genauigkeit von $150\mu m$ in den r-φ-Koordinaten liefern. Diese Koordinaten bekommt man aus der Driftzeit der durch Ionisierung des Füllgases entstandenen freien Elektronen zum Signaldraht einer Zelle. Aus der Differenz der Ankunftszeiten des Signals an den beiden Enden des Drahtes kann die z-Koordinate bestimmt werden.

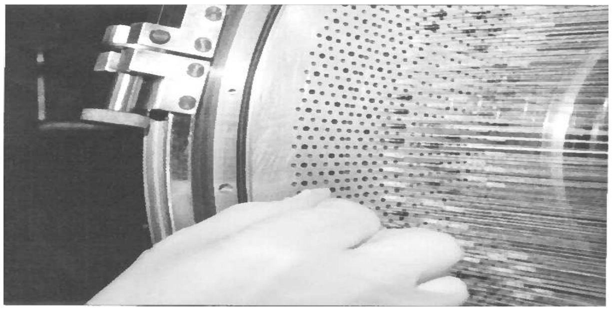

Abbildung 2.4: *Queransicht auf die ITC-Zellen*

2.1.3 Zeitprojektionskammer (TPC)

Im gesamten zylindrischen Volumen der mit einem Gasgemisch gefüllten TPC (siehe Abbildung 2.5) werden mit Hilfe einer runden radialen Hochspannungsmembran in der Mitte und einer supraleitenden Spule rundum hochhomogene axiale elektrische und magnetische Felder erzeugt. Diese Felder zwingen Ionisationselektronen auf enge Spiralen, in denen sie sich mit der aus dem dynamischen Gleichgewicht zwischen Stößen mit Gasmolekülen und der Beschleunigung durch das Feld resultierenden konstanten Driftgeschwindigkeit zu beiden Endkappen bewegen.

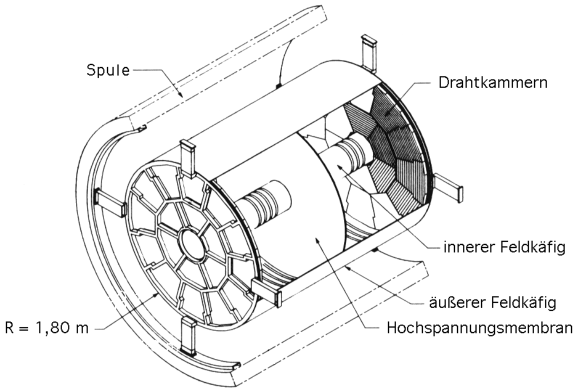

Abbildung 2.5: *Aufbau der TPC*

Aus der Ankunftszeit erhält man die z-Koordinate des Teilchendurchganges mit einer Ortsauflösung von etwa $740\mu m$. In der Nähe der auf den Endkappen plazierten Signaldrähte lösen die Driftelektronen Ladungslawinen aus, aus deren Schwerpunkt die φ-Koordinate berechnet wird. Aus dem Radius der angesprochenen Elektrodenreihe bekommt man die r-Koordinate. Die r-φ-Genauigkeit liegt dabei bei etwa 173μm. Zusätzliche Informationen gewinnt man aus der Höhe des Signals. Die Pulsamplitude entspricht nämlich dem Energieverlust dE/dx des primären Teilchens.

2.1.4 Elektromagnetisches Kalorimeter (ECAL)

Das elektromagnetische Kalorimeter (Abbildung 2.6) hat die Aufgabe, die Energie und Impulse elektromagnetischer Teilchen zu messen. Sein Zentralfaß und die beiden Endkappen sind in drei Tiefenebenen untergliedert. Jede Ebene hat eine Sandwich-Struktur aus abwechselnden Lagen von Absorberplatten aus Blei und aktiven Detektorschichten, wobei die letzteren aus einer Reihe Anodendrähte und den als Gegenpol dienenden Kathodenplättchen, wie in der Abbildung 2.7 gezeigt, bestehen.

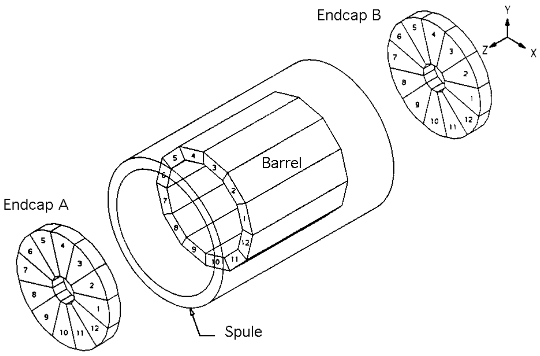

Abbildung 2.6: *Aufbau vom ECAL*

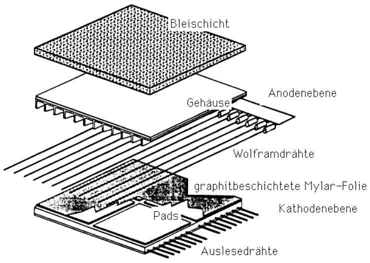

Abbildung 2.7: *Ausleseplättchen des ECAL*

Signale werden von den Anodendrähten und von den Plättchen abgenommen, wobei Drähte in einer Tiefenebene und Plättchen in projektiven Türmchen über mehrere Tiefenebenen zusammengeschaltet sind. Dank diesen Türmchen kann zwischen π^0 und Photonen anhand ihres Schauerprofils unterschieden werden. Insgesamt erreicht man die energieabhängende Energie-bzw. Richtungsauflösung[1,2] von

$$\sigma_E = \frac{0.18}{\sqrt{E[\mathrm{GeV}]}} \oplus 0.009, \quad \sigma_{\theta\varphi} = \frac{2.5}{\sqrt{E[\mathrm{GeV}]}} \oplus 0.25$$

2.1.5 Hadronisches Kalorimeter (HCAL)

Ebenso wie ECAL hat das hadronische Kalorimeter eine Sandwich-Struktur, wobei hier als Schauermaterial Eisen dient. Die Funktionsweise des HCALs ist auch der des ECALs ähnlich, und die Energieauflösung beträgt

$$\sigma_H = \frac{0.85}{\sqrt{E[\mathrm{GeV}]}}$$

Zusätzlich gibt es eine digitale Auslese durch die zu Signaldrähten parallelen Aluminiumstreifen, die ein zweidimensionales Schauerbild liefert. Damit lassen sich Myonen von Hadronen abtrennen, weil Myonen nur minimal ionisierend sind und keine Schauer bilden und daher einzelne Ionisationspunkte hinterlassen.

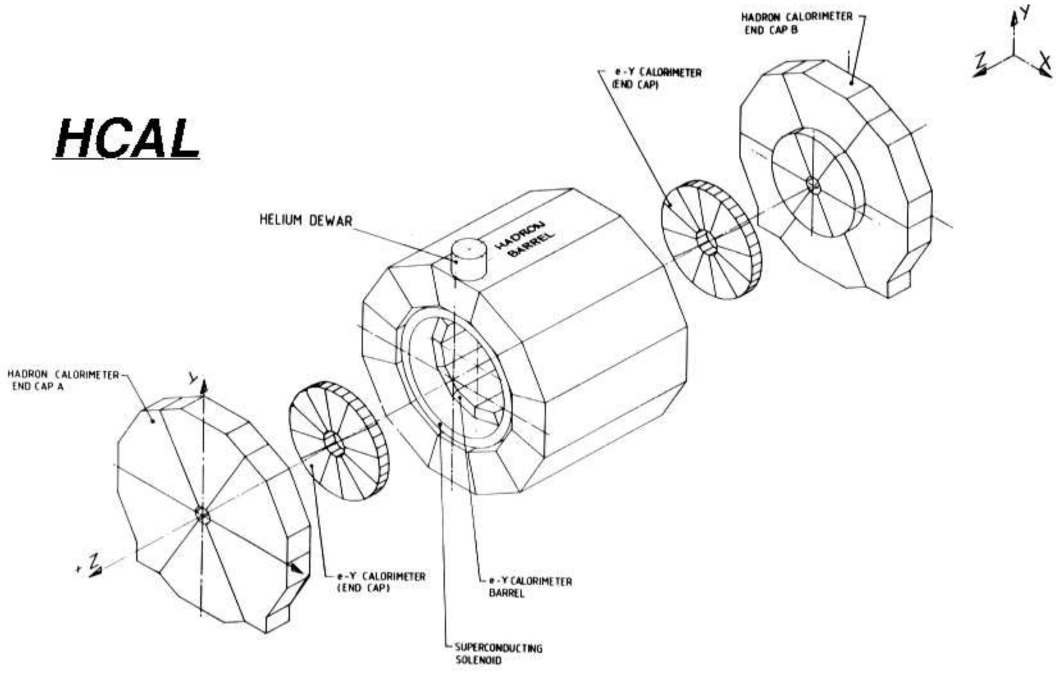

Abbildung 2.8: *Aufbau des gesamten Kalorimeters*

2.1.6 Myonkammern

Um Myonen nachweisen zu können, hat ALEPH ein zweilagiges Myonkammersystem, welches sich an das hadronische Kalorimeter anschließt. Jede Lage besteht aus zwei Schichten von

[1]Das Symbol σ_A bedeutet hier nicht die Verteilungsbreite der Größe A, sondern deren relativen Fehler, d.h.

$$\sigma_A = \frac{\Delta A}{A}$$

[2]Das Symbol $\oplus$ steht für "quadratisch addiert": $a \oplus b = \sqrt{a^2 + b^2}$

Streamerröhren mit einer Elektrode je Rohr. Das Signal wird über die zweite Elektrode abgelesen, die als Aluminiumstreifen ausgeführt ist. Da diese Streifen in beiden Schichten einer Lage senkrecht zueinander angeordnet sind, bekommt man pro Myon bis zu zwei Spurpunkte mit allen drei Raumkoordinaten.

2.1.7 Luminositätskalorimeter

Bei den Luminositätskalorimetern (LCAL) handelt es sich um zwei Kalorimeter, die in den inneren Öffnungen der Endkappen von ECAL plaziert sind. Gebraucht werden sie zur Messung der integrierten Luminosität aus der e^+e^- Streuung, derer in erster Näherung der Rutherfordstreuung entsprechender Wirkungsquerschnitt proportional zu $sin^{-4}(\theta/2)$ ist. So müssen nur Bereiche kleiner Winkel abgedeckt werden.
Ab 1992 steht für diese Zwecke auch ein Silizium-Wolfram-Kalorimeter (SICAL) zur Verfügung. Damit wird die Luminosität mit einem relativen Fehler von $\sigma_{\mathcal{L}} = 0.00073$ bestimmt.

2.2 Trigger

Bei einem physikalisch interessanten Ereignis muß es gleichzeitig mehrere Signalstellen in verschiedenen Subdetektoren geben, die zusammen ein sinnvolles Bild darstellen sollen. Um solche Ereignisse vom Untergrund trennen zu können, ist ein Trigger-System nötig, das innerhalb der Zeit von $11\mu s$ zwischen e^+e^- Wechselwirkungen die Entscheidung treffen muß, ob alle Informationen über den momentanen Detektorzustand ausgelesen und gespeichert werden sollen. Während der Auslesezeit von mehreren Millisekunden können dann keine Zerfälle mehr aufgenommen werden.
Als Kompromiß zwischen der möglichst kurzen Entscheidungszeit und der möglichst effektiven Trennung der Untergrundereignisse ist das Trigger-System in Stufen aufgebaut. Aus der Forderung nach Gleichzeitigkeit der Energiedeposition in mehreren Subdetektoren verwirft die schnelle Elektronik der ersten Stufe die meisten uninteressanten Ereignisse. Die langsamere, zweite Stufe schaltet sich erst bei einem Freigabesignal der ersten Stufe ein und verifiziert, ob die Signale aus verschiedenen Subdetektoren miteinander kompatibel sind. Damit wird ein weiterer Teil der die erste Selektionsstufe überstandenen Ereignisse abgelehnt. Gibt auch die zweite Stufe ein positives Urteil über das Ereignis, wird die Auslese des ganzen Detektors aktiviert.
Damit ist sichergestellt, daß zum einen die Nachweiswahrscheinlichkeit des Triggers für Z-Zerfälle hoch und gleichzeitig ihr Fehler vernachlässigbar ist.

2.3 Spurrekonstruktion

Der Detektor liefert als Zerfallsinformationen lediglich eine Reihe der Ionisationsstellen in Subdetektoren gegebenenfalls mit Hinweisen auf die dort deponierte Energie. Aus dieser Information möchte man die Zerfallsprodukte identifizieren und deren kinematische Eigenschaften bestimmen. Für eine solche Auswertung der Daten wird das Programm JULIA [9] benutzt, das aus Signalstellen aller Subdetektoren von außen nach innen die Bahnen der Zerfallsprodukte rekonstruiert.
An die von JULIA gefundenen Ketten der Ionisationsstellen werden mit Hilfe eines χ^2-Tests auf die fünf Helix-Parameter für die Trajektorie eines evtl. geladenen Teilchens in einem Magnetfeld Bahnkurven angepaßt. Die solchen Ketten nicht zuschreibbaren Energiedepositionen in Kalorimetern werden zu neutralen Objekten zusammengefaßt. Als Resultat bekommt man sogenannte Energiefluß-Objekte, die aus der Zuordnung aller Ionisationsstellen errechnet werden. Alle diese Objekte werden im weiteren Spuren genannt und durch ihre Energie und

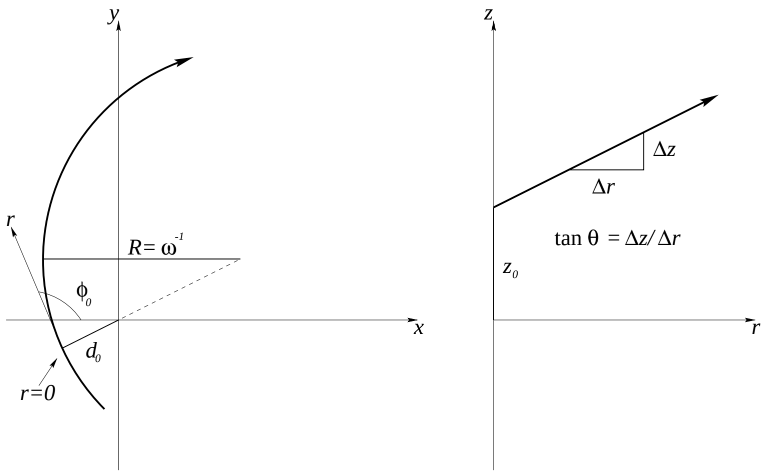

Abbildung 2.9: *Helixparameter: Krümmung ω, Impaktparameter d_0 und z_0, Azimutwinkel ϕ_0 und Polarwinkel θ*

Impulsrichtung beschrieben[3].
Aus der Geometrie der Impulsverteilung aller Spuren kann man dann das hierarchische Zerfallsbild[4] gewinnen.

[3]Wenn von einer Spur eines geladenen Teilchens gesprochen wird, wird der Ausdruck "geladene Spur" verwendet.

[4]Gemeint wird hier die Rekonstruktion vom primären und allen sekundären Zerfallsvertices, Zuordnung der Bahnen einem Anfangs- und einem Endvertex und somit auch die Festlegung der Mutter-Töchter-Relationen.

Kapitel 3

Theoretische Ansätze und Aufgabenstellung

Bei der Behandlung der theoretischen Aspekte bei der Suche nach CP-Verletzung wird in dieser Arbeit mehrmals auf W. Bernreuther, U. Löw, J. P. Ma und O. Nachtmann verwiesen, deren Artikel [4] den für die Analyse federführenden theoretischen Zugang erläutert.

3.1 Theoretische Behandlung der CP-Verletzung

Die CP-Verletzung in der Welt der Elementarteilchen ist immer noch nicht verstanden. Natürlicherweise gibt es auch keine endgültige Beschreibung der CP-verletzenden Prozesse. Man beschränkt sich auf phänomenologische Theorien und versucht, auf diesem Wege CP-verletzende Effekte quantitativ zu erfassen.

3.1.1 Erhaltung und Verletzung diskreter Raum-Zeit-Symmetrien

Spätestens mit der Einführung vom Begriff der De Broglie-Wellen kann man von der Materie und der Wechselwirkung zwischen verschiedener Materie als Anregungsmoden des Raumzeit-Kontinuums reden. Intuitiv würde man dabei erwarten, daß die Raumzeit als die vollkommene Leere absolut symmetrisch ist. Denn in der vollkommenen Leere fehlt der Bezugspunkt (Bezugsvektor, Bezugsvierbein usw.), der einen bestimmten Raumzeit-Punkt (Raumzeit-Richtung, Händigkeit usw.) auszeichnet.
Genauso intuitiv erwartet man, das auch die Elementargesetze für das Entstehen, Verschwinden und Wechselwirken der Anregungen in solch einem Medium gewisse Symmetrieeigenschaften besitzen. Formal ausgedrückt, bedeutet jede Symmetrie an sich Invarianz der mathematischen Form der Gesetze unter einer ensprechenden Transformation und somit Existenz der diesen Transformationen ensprechenden Erhaltungssätze [10]. Ein Gesetz ist normalerweise invariant unter mehreren Tranformationen, die sowohl diskret, als auch kontinuierlich sein können.
Eine wichtige Eigenschaft des heutigen Standardmodells der Elementarteilchenphysik ist die CPT-Invarianz [11][12][13][14], d.h. Invarianz unter einer sukzessiven Anwendung von Ladungskonjugation (C), Raumspiegelung (P) und Zeitumkehr (T). Von allen vier z.Zt. bekannten fundamentalen Wechselwirkungen in der Natur sind drei (Gravitation, starke und elektromagnetische Wechselwirkungen) auch gegen C-, P- und T-Transformationen einzeln invariant. Die schwache Wechselwirkung dagegen verletzt sowohl C-, als auch P- und CP-Symmetrie (und somit wegen CPT-Invarianz auch T-Symmetrie). Die Reihenfolge der Transformationen ist beliebig. Es ist inzwischen gelungen, CP-Verletzung ins Standardmodell der Elementarteilchenphysik durch Einfuhrung einer komplexen Phase in der Cabibbo-

Kobayashi-Maskawa Matrix [15][16] einzugliedern. Diese Matrix verbindet die Masseneigenzustände der d-, s- und b-Quarks mit den Eigenzuständen dieser Quarks bezüglich der schwachen Wechselwirkung, bei den letzteren handelt es sich daher um eine Quark-Mischung.
Die CP-Verletzung in den schwachen Zerfällen bleibt auch über dreißig Jahren nach ihrer Entdeckung [17] ein Rätsel. Der einzige nachgewiesene CP-verletzende Zerfall ist nach wie vor der Zerfall des K^0-Mesons.
Die Tatsache, daß es in der Natur CP-verletzende Prozesse gibt, kann auf verschiedene Weisen interpretiert werden. Entweder ist die CP-Verletzung als Grundeigenschaft des tragenden Mediums, sprich Raumzeit zu verstehen, welche in manchen Prozessen stark zum Erscheinen kommt, oder, wenn die Raumzeit an sich völlig symmetrisch ist, ist sie das Ergebnis komplizierter Wechselwirkung ihrer verschiedenen Anregungsmoden. Das erste würde einer Polarisation des Mediums entsprechen, das letztere impliziert innere Struktur bei der Wechselwirkung[1]. Deswegen ist die Suche nach neuen Effekten gerade im Bereich der CP-Verletzung sehr aktuell.
In dieser Arbeit wird nach CP-verletzenden Effekten in hadronischen Z-Zerfällen gesucht, welche Reaktionen mit neutralen Strömen sind. Da die CP-Verletzung in Rahmen des Standardmodells nur in Reaktionen mit geladenen Strömen erfolgt, und folglich der CP-ungerade Anteil der Amplituden bei Reaktionen mit neutralen Strömen nur von der Größenordnung 10^{-7} ist [4], müssen die möglichen neuen Effekte durch Erweiterungen des Standardmodells beschrieben werden.
Einige Erweiterungen des Standardmodells wie Modelle mit Leptoquarks oder erweitertem Higgs-Sektor sagen meßbare CP-verletzende Effekte in Reaktionen mit schweren Fermionen voraus [18]. Also sind Z-Zerfälle mit b-Quarks unter den Zerfallsprodukten geeignete Kandidaten für die Suche nach neuer Physik.

3.1.2 Zusatzterme zur Lagrange-Dichte des Standardmodells

Ein genereller Zugang bei der Suche nach neuen Effekten außerhalb Standardmodells ist das Hinzufügen eines CP-verletzenden Terms zur Lagrange-Dichte des Standardmodells.

$$\mathcal{L}(x) = \mathcal{L}_{CP}(x) + \mathcal{L}_{\cancel{CP}}(x)$$

In [4] ist der Zusatzterm $\mathcal{L}_{\cancel{CP}}(x)$ aus allen CP-ungeraden lokalen Operatoren aus Feldern des Standardmodells bis zur Dimension $(\text{Masse})^{-2}$ gebildet worden.

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{\cancel{CP}} \quad &= \sum_{\psi=q,\ell} \left[-\frac{i}{2} d_\psi \bar{\psi}(x) \sigma^{\mu\nu} \gamma_5 \psi(x) \right] (\partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu) \\
&+ \sum_{\psi=q,\ell} \left[-\frac{i}{2} \tilde{d}_\psi \bar{\psi}(x) \sigma^{\mu\nu} \gamma_5 \psi(x) \right] (\partial_\mu Z_\nu - \partial_\nu Z_\mu) \\
&+ \sum_{\psi=q} \left[-\frac{i}{2} d'_\psi \bar{\psi}(x) T^a \sigma^{\mu\nu} \gamma_5 \psi(x) \right] G^a_{\mu\nu} \\
&+ \sum_{\psi=q,\ell} \left[\bar{\psi}(x) \gamma^\nu (f_{V\psi} + f_{A\psi}\gamma_5) \psi(x) \right] Z^\mu (\partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu) \\
&+ \sum_{\psi=q} \left[\bar{\psi}(x) T^a \gamma^\nu (h_{V\psi} + h_{A\psi}\gamma_5) \psi(x) \right] Z^\mu G^a_{\mu\nu}
\end{aligned}$$

[1] So wird z.B. die CP-Invarianz aller Gesetze der klassischen Mechanik behauptet. Man kann aber leicht ein mechanisches System erdenken, das CP-verletzend (bzw. P-verletzend und C-invariant) ist.
Im allgemeinen kann jedes physikalische Gesetz P-verletzend sein, das eine Richtung in Abhängigkeit von einem Axialvektor vorgibt. Denn nach der CP-Transformation ändert eine Richtung (als ein Vektor) ihr Vorzeichen, das Vorzeichen des Axialvektors bleibt aber ungeändert.

Hierbei steht $\psi(x)$ für das Quarkfeld $q(x)$ oder das Leptonfeld $l(x)$, $A_\mu(x)$, $Z_\mu(x)$, $G^a_\mu(x)$ bezeichnen die Felder des Photons, des Z und des Gluons; g_s ist die Kopplungskonstante der QCD, T^a sind die Generatoren der $SU_c(3)$ Gruppe und f^{abc} ihre Strukturkonstanten.
Diese Lagrangedichte enthält drei chiralitätsändernde Terme der Dimension $d = 5$, deren Kopplungskonstanten d_ψ, $\tilde{d}_\psi$ und d'_ψ somit die Dimension $\Lambda^{-1}_{\not{CP}}$ haben. Unter $\Lambda_{\not{CP}}$ ist die Skala der anomalen Kopplungen zu verstehen. Im einzelnen beschreiben die Kopplungen d_ψ, $\tilde{d}_\psi$ und d'_ψ die Größe möglicher elektrischer, elektroschwacher und chromoelektrischer Dipolmomente. Daneben gibt es chiralitätserhaltende Terme der Dimension $d = 6$, deren Kopplungen $f_{V\psi}$, $f_{A\psi}$, h_{Vq} und h_{Aq} die Dimension $\Lambda^{-2}_{\not{CP}}$ haben.
Diese Lagrange-Dichte ist nicht renormierbar und kann somit keine völlig adäquate Beschreibung der CP-Verletzung bieten. Doch kann man sie als die führenden Terme einer Entwicklung der richtigen Lagrange-Dichte ansehen. Damit sollte $\mathcal{L}_{\not{CP}}(x)$ eine quantitative Näherung der möglichen CP-verletzenden Effekte (bei einer wesentlich niedrigeren Skala als $\Lambda_{\not{CP}}$) liefern, unabhängig von der genauen modellabhängigen Form der richtigeren renormierbaren Lagrange-Dichte.

3.1.3 CP-ungerade Observablen

Für die praktische Messung braucht man eine Meßobservable, deren Experimentwert den Grad der CP-Verletzung quantitativ beschreibt. Wenn also der Mittelwert einer solchen Observablen gleich Null sein sollte, dann gäbe es keine CP-Verletzung, auf die diese Observable sensitiv wäre, und umgekehrt hätte man eine CP-Verletzung, falls der Mittelwert ungleich Null wäre.
Das kann man generell mit einer beliebigen Observablen $\mathcal{O}$ erreichen, die unter CP-Transformation ihr Vorzeichen wechselt.

$$\mathrm{CP}\ \mathcal{O}\,|\xi\rangle = -\mathcal{O}\,|\xi\rangle$$

Bei der konkreten Untersuchung eines Prozesses muß man eine solche CP-ungerade Observable auswählen, die die größte Sensitivität auf diesen Prozeß aufweist.

3.2 Aufgabenstellung

Die Aufgabe dieser Arbeit ist es, das Erhalten der CP-Invarianz im Zerfall $Z \to b\bar{b}XX$ zu überprüfen. Die Analyse wird sich im Wesentlichen auf die Arbeit von S. Dhamotharan [6] stützen, wo die CP-Invarianz bei $Z \to b\bar{b}g$ Zerfällen untersucht worden war.

3.2.1 Was wurde gemacht

In [6] wurde aus der obigen Lagrange-Dichte $\mathcal{L}_{\not{CP}}(x)$ ausgegangen. Es wurde argumentiert, daß die Auswirkungen der chiralitätsändernden Kopplungen aus $\mathcal{L}_{\not{CP}}(x)$ vernachlässigt werden können, wenn man sich auf die Untersuchung des Vertex $Z \to b\bar{b}X$ konzentriert. Wegen der weitaus höheren Statistik sollten dazu die $Z \to b\bar{b}\gamma$ Zerfälle durch die $Z \to b\bar{b}g$ Zerfälle vollkommen unterdrückt werden.
Im Grenzfall verschwindender Quarkmassen zeigte sich, daß alle CP-verletzenden Effekte proportional zur Linearkombination $\hat{h}_b = g_{A_b}\hat{h}_{A_b} - g_{V_b}\hat{h}_{V_b}$ der Kopplungen h_{V_b} und h_{A_b} sind, wobei g_{V_b} und g_{A_b} für die Vektor- bzw. Axialvektorkopplung der Quarks an das Z-Boson stehen, und $\hat{h}_{V_b}$ und $\hat{h}_{A_b}$ die dimensionslosen Äquivalente der Kopplungen h_{V_b} und h_{A_b} sind.

Dabei gilt

$$h_{V_b/A_b} = \frac{eg_s \hat{h}_{V_b/A_b}}{m_Z^2 \sin\theta_W \cos\theta_W}$$

$$g_{V_b} = -\frac{1}{2} + \frac{2}{3}\sin\theta_W$$

$$g_{A_b} = -\frac{1}{2}$$

Hier sind folgende Bezeichnungen verwendet: m_Z ist die Masse des Z-Bosons, θ_W ist der schwache Mischungswinkel, e ist die Elementarladung.
Als die zu messende CP-ungerade Observable wurde in [6] der in [5] vorgeschlagene Tensor zweiter Stufe T'_{ij} benutzt.

$$T'_{ij} \stackrel{def}{=} (\hat{k}_{\bar{q}} - \hat{k}_q)_i \left(\frac{\hat{k}_{\bar{q}} \times \hat{k}_q}{\mid \hat{k}_{\bar{q}} \times \hat{k}_q \mid} \right)_j + (i \leftrightarrow j) \quad ,$$

Die $\hat{k}_q$ und $\hat{k}_{\bar{q}}$ bezeichnen die Impulseinheitsvektoren des Quarks und Antiquarks, i und j sind die Indices der kartesischen Koordinaten. Dieser Tensor hat einige, für die Analyse wichtige Eigenschaften:

- Er ist symmetrisch in i und j und hat die Spur 0, d.h. er besitzt nur fünf unabhängige Komponenten.
- Er ist symmetrisch unter Vertauschung $\hat{k}_{\bar{q}} \leftrightarrow \hat{k}_q$, es wird somit nicht zwischen Quark und Antiquark unterschieden, der Tensor ist also C-gerade, P-ungerade und folglich CP-ungerade. Eine Trennung der Quarks und Antiquarks ist nicht notwendig.
- Der Erwartungswert dieses Tensors muß proportional zur Tensorpolarisation s_{ij} des Z sein [4][5], wenn alle Schnitte rotationssymmetrisch zur Strahlachse sind.

  $$\langle T'_{ij} \rangle = \text{Const} \cdot s_{ij}$$

  Die Tensorpolarisation des Z hat bei LEP folgende Gestalt [19]:

  $$s_{ij} = \begin{pmatrix} -\frac{1}{6} & 0 & 0 \\ 0 & -\frac{1}{6} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{3} \end{pmatrix}$$

  Dies bedeutet, daß die Komponente T'_{33} zahlenmäßig die empfindlichste ist. Daher wurde T'_{33} als die Meßvariable benutzt.

Mit Hilfe eines Simulationsprogramm CP3JET von W.Bernreuther [20] wurde die theoretische Vorhersage für die lineare Abhängigkeit aller CP-verletzenden Effekte von $\hat{h}_b$ bestätigt. Wegen experimenteller Einschränkungen auf Akzeptanz und Nachweiswahrscheinlichkeit sowie Selektionsschnitte mußte der Koeffizient der Anhängigkeit im Vergleich zur Theorie neu bestimmt werden.
Der Wert für T'_{33} wurde für die Daten aus den Jahren 1991-94 gemessen (alle unten angegebenen Werte wurden der Publikation [7] entnommen)

$$\langle T'_{33} \rangle = (0.5 \pm 3.7_{stat} \pm 3.3_{syst}) \cdot 10^{-3}$$

Daraus wurde der dimensionslose Kopplungsparameter $\hat{h}_b = -0.03 \pm 0.22_{stat} \pm 0.20_{syst}$ berechnet. Die obere Grenze für den Betrag des Kopplungsparameters wurde damit auf $|\hat{h}_b| \leq 0.59$ (95% c.l.) festgelegt.
Der gemessene Tensor T'_{ij} hatte die erwartete Gestalt, d.h. seine nichtdiagonalen Elemente und seine Spur waren verträglich mit Null.
Als mögliche Hauptquelle der systematischen Fehler hat sich die Selektion der b-Ereignisse aus dem gesamten Datensatz durch die Anwendung eines Lebenszeitalgorithmus erwiesen. Auch die Vortäuschung CP-verletzender Effekte durch den Untergrund bzw. Detektor war nicht ausgeschlossen.
Dabei spielte auch das theoretische Argument eine Rolle, daß man in Zerfällen mit zwei Partonen im Endzustand keine CP-ungerade Observable konstruieren kann, wenn man experimentell nicht in der Lage ist, auf die Spins der Partonen zurückzuschließen.
Insgesamt wurden keine Hinweise auf CP-verletzende Kopplungen im Zerfall $Z \to b\bar{b}g$ gefunden.

3.2.2 Zerfälle $Z \to b\bar{b}XX$ im Vergleich mit $Z \to b\bar{b}g$

Bei der Analyse wird man einige Besonderheiten des Zerfalls $Z \to b\bar{b}XX$ berücksichtigen müssen. Sie sind vor allem dadurch bedingt, daß es im Endzustand jetzt vier Partonen gibt, demzufolge hat auch der Phasenraum eine größere Dimension. Um eine Endzustand-Konfiguration vollständig zu beschreiben, werden statt zwei (unter Annahme masseloser Quarks) fünf verallgemeinerte Koordinaten nötig. Die Impulse der Partonen müssen daher nicht mehr wie beim Drei-Partonen-Endzustand in einer Ebene liegen.
Jetzt ist es auch für die Berechnung von T'_{33} nicht mehr ausreichend, nur die Impulsrichtungen der Partonen zu rekonstruieren und eine davon dem Gluon zuzuschreiben. Man muß sowohl das b-, als auch $\bar{b}$-Quark richtig identifizieren.
Nicht mehr so einfach wird es, die Partonenenergien direkt aus deren Impulsrichtungen, wie in [6] beschrieben, zu bekommen. Stattdessen hat man diese Energien als die sogenannten sichtbaren Energien, sprich Energiesummen aller zur Fragmentation eines Partons angehörigen, mit dem Detektor nachgewiesenen Teilchen, zu definieren.
Da mehrere Feynman-Diagramme zum Prozeß $Z \to b\bar{b}XX$ beitragen können, benötigt man zum Extrahieren der Kopplungsparameter aus der Messung ein entsprechendes Simulationsprogramm, das die Viererimpulse der vier Partonen unter Berücksichtigung aller Graphen simuliert.
Eine wichtige Rolle bei der aktuellen Analyse spielt die Tatsache, daß der Prozeß $Z \to b\bar{b}XX$ wesentlich weniger Statistik im Vergleich zu Drei-Jet-Ereignissen $Z \to b\bar{b}g$ bietet. Falls also kein deutlicher Effekt zu sehen sein wird, wird es schwierig, eine vernünftige obere Grenze für die Kopplungsparameter aus den Meßwerten für T'_{33} abzuleiten. Folglich ist es wünschenswert, Ereignisse aller Jetmultiplizitäten in die Analyse miteinzubeziehen.
In nächsten Kapiteln werden die Möglichkeiten dafür diskutiert.

Kapitel 4

Jetmultiplizität

Unter einem Ereignis versteht man in der Quantenfeldtheorie einen Übergang von einem Anfangszustand mit N_a Teilchen zu einem Endzustand mit N_e Teilchen, wobei diese als wechselwirkungsfrei angesehen werden. Dies bedeutet, daß man auch experimentell in der Lage sein muß, aus der Messung auf die Endzustandskonfiguration zurückzuschließen. In dieser Arbeit werden hadronische Z-Zerfälle untersucht, d.h. der Endzustand besteht aus Partonen, die dann in die Endprodukte des Zerfalls fragmentieren. Im Detektor werden kinematische Eigenschaften dieser Zerfallsprodukte gemessen. Daraus versucht man, auf die Endzustandskonfiguration auf dem Partonniveau zurückzukommen.

4.1 Genereller Zugang

Die Flugrichtungen der Zerfallsprodukte am Zerfallsvertex liegen im Impulsraum nicht uniform. Sie bilden einige kompakte Bündel, genannt Jets, deren Impulsverteilung die Kinematik der primären Partonen widerspiegeln sollen. Das heißt, wenn wir die Bündel einfach abzählen, bekommen wir die uns interessierende Anzahl der Endzustandpartonen, und falls wir alle Spuren den Jets zuordnen und die Viererimpulse dieser Spuren aufaddieren, erhalten wir die Viererimpulse der Partonen, aus denen die zu bestimmende CP-ungerade Meßobservable berechnet wird. Im weiteren wird es um ein solches Zuordnungsverfahren gehen.

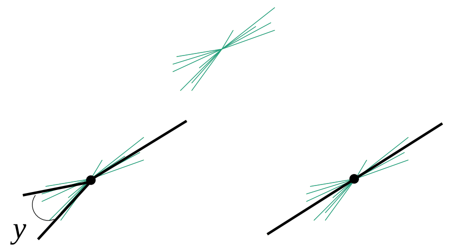

Abbildung 4.1: *Typisches Zerfallsbild: kann sowohl zwei, als auch drei Jets entsprechen*

4.1.1 Jetalgorithmen

Beim Abzählen der Jets stößt man auf prinzipielle Schwierigkeiten (siehe Abbildung 4.1). Zum einen, Bündel von verschiedenen Partonen können überlappen, und damit wird die Zuordnung

der Spuren im Überlappbereich schwierig. Als Ergebnis werden zumindest die Viererimpulse der primären Partonen fehlerhaft gemessen. Und wenn die Richtungen der Partonen etwa gleich sind, oder die Energie eines Partons sehr klein ist, dann kann man einen Jet schlicht übersehen. Das würde uns zum inkorrekten Rückschluß auf die Endzustandskonfiguration führen, d.h. entweder die Verteilung der Impulse, oder gar die Zahl der Partonen würde nicht mehr stimmen.
Auch rein theoretisch ist es unmöglich, Jets völlig sauber voneinander zu trennen. Das liegt daran, daß der Wirkungsquerschnitt für einen Prozeß mit einem Endzustand, wo ein Winkel zwischen zwei der Endzustandpartonen bzw. Energie eines der Partonen gegen Null geht, unendlich groß wird. Man nennt es kollineare bzw. infrarote Divergenz. Das hat zur Folge, daß die Glaubwürdigkeit einer solchen Trennung mit steigenden Jetenergien und Winkeln zwischen Jets zunimmt. Mit anderen Worten, je größer Energien und Winkel zwischen allen N_e Bündeln in einem Zerfallsbild im Experiment sind, desto berechtigter kann man von diesem Zerfall als einem Ereignis mit N_e Endzustandpartonen reden.

4.1.2 Separationsmetrik y des JADE-Algorithmus

Die genaue Form der Vorschrift zum Zusammenbündeln von Spuren kann man weitgehend frei wählen. Wir werden den sogenannten JADE-Algorithmus benutzen bzw. modifizieren. Dabei wird im Viererimpulsraum eine Abstandsmetrik eingeführt

$$y_{ij} = \frac{2E_iE_j}{E_{vis}^2}(1 - \cos\theta_{ij})$$

E_{vis} steht in dieser Formel für die Summe der Energien aller registrierten Spuren, $\cos\theta_{ij}$ ist der Winkel zwischen den Spuren i und j. Nun mißt man paarweise den Abstand nach dieser Metrik zwischen allen vorhandenen Spuren und findet so zwei Spuren mit dem geringsten Abstand zwischen ihnen. Je geringer dabei der Abstandswert ist, desto wahrscheinlicher ist es, daß diese aus der Fragmentation des selben Partons stammen.
Falls y nach einem bestimmten Kriterium genügend klein ist, werden die zwei Spuren durch eine Pseudospur ersetzt, deren Viererimpuls die Summe der Impulse beider Spuren ist. Damit reduziert man die Anzahl aller Spuren um Eins. Die nach dieser Prozedur übriggebliebenen Spuren bzw. Pseudospuren nennt man dann Jets, deren Anzahl Jetmultiplizität.

4.1.3 Disjunktivität der Mengen

Die gesamte Datenmenge wird bezüglich Jetmultiplizität in disjunkte Untermengen vollständig aufgeteilt. Das bedeutet, daß die Definition eines Zerfalls mit N_e Endzustandspartonen damit eindeutig festgelegt wird. Dabei bleibt die Zahl N_e rechnerisch immer noch nicht ganz sicher, weil, wie schon erwähnt, die Wahrscheinlichkeit, daß alle Spuren den Jets richtig zugeordnet worden sind, vom jeweiligen Wert für $y_{k,k-1}$ abhängt. Die Indices sagen hier aus, daß der Wert von y beim Übergang von der Konfiguration mit k Jets zur Konfiguration mit $k-1$ Jets berechnet wird.

4.1.4 Maximalwerte von $y_{k,k-1}$

Stellen wir uns vor, daß wir die Spuren mit dem JADE-Algorithmus zusammenbündeln und sich in der Konfiguration mit k Spuren bzw. Pseudospuren befinden. Nun hat man zu entscheiden, ob die verbleibenden Spuren schon den primären Partonen entsprechen, oder nicht. Falls dieser in der Konfiguration mit k Jets bestimmte Wert $y_{k,k-1}$ gleich Null ist, ist klar,

daß man weiter bündeln soll. Genauso klar muß man zu bündeln aufhören, wenn alle k Spuren im Impulsraum vollkommen gleichmäßig verteilt sind, und Werte von y für alle Paare gleich sind. Dabei wäre der Wert von y maximal.
Diese Maximalwerte $y_{k,k-1_{max}}$ entsprechen den bekannten vollständig regulären Körpern und sind bei $k = 2, 3, 4, 6, 8, 12, 20$ leicht zu berechnen. Unten werden die Werte für $k = 2, 3, 4, 5, 6$ und die dazugehörigen Körper vorgestellt. Für $k = 5$ wurde von der unten abgebildeten Mercedes-Stern-Topologie in einer Ebene mit zwei senkrechten Jets ausgegangen. Dann wurde das Maximum durch Variation nach Energien der Jets bestimmt.

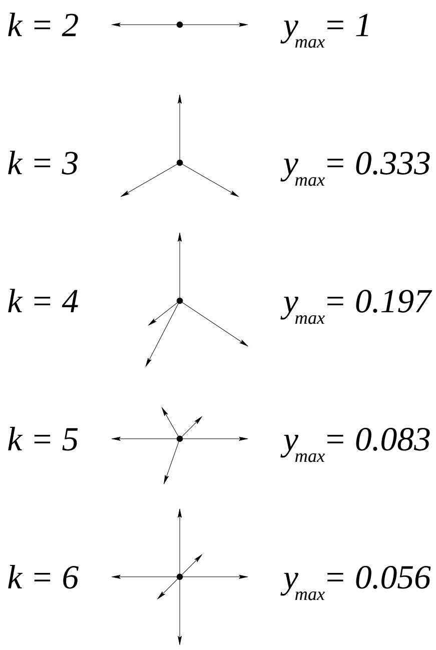

Abbildung 4.2: *Geometrie maximal symmetrischer Jet-Konfigurationen*

Hier wird offensichtlich, daß man beim Zusammenbündeln mit einem festen Aufhörkriterium die kleineren Multiplizitäten begünstigt. Denn ein von k unabhängiger Parameter für die Entscheidung, ob die Spuren schon weit genug voneinander liegen, schneidet bei größeren Werten von k größere Bereiche des Phasenraumes für Jettopologien ab.

4.2 Wichtungsmethode

Die Jetmultiplizität kann prinzipiell für eine beliebige kinematische Konfiguration der Endzustandpartonen weder theoretisch noch experimentell völlig sauber definiert werden. Aus dieser Sicht ist jede beliebige Trennung der Daten in eine Gruppe diskreter Untermengen nach Jetmultiplizität etwas künstlich und auch physikalisch nicht ganz korrekt. Andererseits glaubt man, bei so definierten Ereignissen mit vier Jets etwas finden zu können, was man bei drei Jets nicht gefunden oder übersehen hat. Dann ist es wichtig, die Form und Ursachen der Abhängigkeit eines zu untersuchenden physikalischen Effektes von der Anzahl der Endzustandspartonen zu verstehen. Daher kann es sinnvoll sein, eine Untergliederung der Daten in eine kontinuierliche Gruppe der Untermengen vorzunehmen und das Verhalten des Mittelwertes der Meßobservable im Bezug auf eine sich stetig ändernde Größe zu analysieren. Im weiteren wird versucht, eine solche wahrscheinlichkeitsbezogene, kontinuierlich verteilte

Größe einzuführen, die der Jetmultiplizität äquivalent wäre. Der Wert 2.5 für eine solche Größe würde dann etwa heißen, daß die kinematische Konfiguration des Ereignisses mit der Wahrscheinlichkeit 0.5 als ein Zwei-Jet-Ereignis und mit der Wahrscheinlichkeit 0.5 als ein Drei-Jet-Ereignis bewertet werden kann, wenn angenommen wird, daß es nur Zwei- und Drei-Jet-Ereignisse gibt.

4.2.1 Sukzessive Rekonstruktion

Die Idee ist, jede der beim Zusammenbündeln von Spuren entstehenden Situationen mit k Jets als einen Versuch zu betrachten, das Ereignis durch die Endzustandskonfiguration mit genau k Partonen zu beschreiben. Die Jetmultiplizität ist dann gleich k mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit P_k, die aus der Kinematik des Zerfalls und der Zuordnung der Spuren den augenblicklichen k Jets berechnet werden soll. Es liegt nahe, die Jetmultiplizität f als Erwartungswert aller k-Situationen zu definieren.

$$f = \sum_{\forall k} P_k k$$

4.2.2 Vollständigkeits- und Disjunktivitätsbedingungen

Die Vollständigkeitsbedingung für P_k bedeutet, daß die berücksichtigten Werte von k alle Möglichkeiten ausschöpfen müssen.

$$\sum_{\forall k} P_k = 1$$

Unter der Disjunktivitätsbedingung ist zu verstehen, daß die Jetrekonstruktion von größeren zu kleineren Werten von k erfolgt, und so gilt

$$P_k = \gamma_k P_{\leq k}$$

Hier ist $P_{\leq k}$ die Wahrscheinlichkeit, daß die Anzahl der Partonen im Endzustand nicht größer als k ist, und γ_k ist die Wahrscheinlichkeit, daß keine zwei der k zu diesem Schritt verbliebenen Spuren aus der Fragmentation des selben Partons stammen. Anders ausgedrückt ist γ_k die Glaubwürdigkeit des Zerfallsbildes mit genau k Jets.
Daraus gilt rekursiv

$$P_{\leq(k-1)} = P_{<k} = P_{\leq k} P_{\neq k} = P_{\leq k}(1 - \gamma_k)$$

Unter sinnvollen Annahmen, daß $P_{\leq 6} = 1$ und $\gamma_2 = 1$, was bedeutet, daß es praktisch keine Zerfälle mit $N_e > 6$ gibt, und daß eine Situation mit zwei Jets unter Energie-Impuls-Erhaltung immer glaubwürdig ist, bekommt man

$$\begin{aligned} \sum_2^6 P_k &= \gamma_6 P_{\leq 6} + P_{\leq 6}(1-\gamma_6)\gamma_5 + P_{\leq 6}(1-\gamma_6)(1-\gamma_5)\gamma_4 + \cdots + P_{\leq 6}(1-\gamma_6)\cdots(1-\gamma_3)\gamma_2 \\ &= \cdots + P_{\leq 6}(1-\gamma_6)(1-\gamma_5)(1-\gamma_4)((1-\gamma_3)+\gamma_3) = \cdots = 1 \end{aligned}$$

Damit sind beide Bedingungen erfüllt.

4.2.3 Glaubwürdigkeitsfunktionen

Eine offene Frage bleibt bislang, wie die Abhängigkeit $\gamma_k = \gamma_k(y)$ aussieht, bzw. mit welcher Wahrscheinlichkeit sind zwei Spuren nicht aus dem gleichen Jet, wenn der Abstand zwischen ihnen genau y ist. Die Wahl verschiedener Funktionen liefert uns verschiedene Definitionen von Jetmultiplizität. So bekommt man die Standardvorschrift des JADE-Algorithmus, falls man $\gamma_k = 0$ für kleine Werte von y annimmt, und $\gamma_k = 1$, wenn der Wert größer als ein bestimmtes y_{cut} wird. Wegen des Sprungs dieser Stufenfunktion von Null auf Eins im Punkt y_{cut} ist die Verteilung der Multiplizität f dabei diskret.
Ein weiterer Grenzfall wäre anzunehmen, daß die Funktion linear ist. Dann wäre die Verteilung für f kontinuierlich. Da $\gamma_k(0) = 0$ und $\gamma_k(y_{k,k-1_{max}}) = 1$, hieße es dann

$$\gamma_k(y) = \frac{y}{y_{k,k-1_{max}}}$$

Eine interessante Möglichkeit besteht darin, eine Klasse der Funktionen einzuführen, deren Grenzfunktionen für einen gewissen Wertbereich eines Parameters Stufen- bzw. lineare Funktion ist. Eine Funktion aus dem Zwischenbereich würde dann einer verschmierten Stufe entsprechen.

4.2.4 Auswahl der Funktionenklasse

Die exakte Wahl der Klasse und des Wertes vom Klassenparameter beschreibt also unsere Präferenzen bezüglich möglichst präziser Definition der Jetmultiplizität einerseits, und möglichst glatter Verteilung derer andererseits. Auf dem Bild werden zwei denkbare Klassen mit einem Parameter $c \in]0, +\infty[$ repräsentiert, wobei $c \to 0$ eine Gerade, und $c \to \infty$ eine Stufenfunktion liefert.

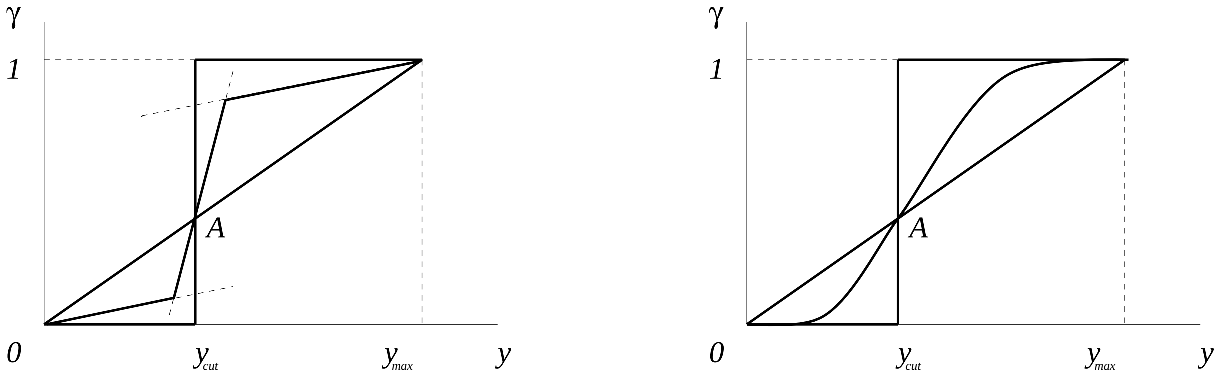

Abbildung 4.3: *Denkbare Klassen der Abschneidefunktionen*

Beide Klassen werden durch eine Testfunktion im Interval $y \in [0, y_{cut}]$ erzeugt, die entsprechend skaliert am Punkt $\boldsymbol{A}(y_{cut}, y_{cut}/y_{k,k-1_{max}})$ gespiegelt wird. Das garantiert die Stetigkeit der Funktionen in diesem Punkt bis zur ersten Ableitung.
Auf dem ersten Bild ist diese Testfunktion

$$\gamma_k = \max\left(\frac{y(c+1)}{y_{k,k-1_{max}}}, \frac{y_{cut}}{y_{k,k-1_{max}}} - \frac{y_{cut} - y}{y_{k,k-1_{max}}(c+1)}\right)$$

In dieser Arbeit wird die Testfunktion aus dem zweiten Bild benutzt

$$\gamma_k = \frac{y}{y_{k,k-1_{max}}}(\tanh \frac{c(y - y_{cut_k})}{y_{k,k-1_{max}}} + 1)$$

4.2.5 Jetmultiplizitäten bei verschiedenen Glaubwürdigkeitsfunktionen

Bei einem vorgegebenen Zerfallsbild mit k Spuren hat man, wie schon erwähnt, die Entscheidung zu treffen, ob und inwieweit dieses Zerfallsbild einem theoretischen Partonenendzustand mit $N_e = k$ entspricht. Unterschiedliche Entscheidungen schlagen sich in verschiedenen Definitionen der Jetmultiplizität nieder. Das heißt in seiner Reihe, daß die Daten bezüglich Jetmultiplizität in etwas andere Untermengen aufgeteilt werden, was auch andere Mittelwerte der CP-ungeraden Observablen bedeutet.
Jede f-Definition ist aber CP-blind, denn sie hängt letztendlich nur vom maximalen JADE-Abstand zwischen den Spuren ab. Der JADE-Abstand y ist nach seiner Definition nur Funktion der Energien und Winkeln zwischen den Spuren. Alle Winkel ändern zwar ihr Vorzeichen unter der CP-Transformation, der JADE-Abstand aber hängt nur vom Kosinus jedes Winkels ab, sprich von einer geraden Funktion, und so ist der JADE-Abstand (und dementsprechend auch jede f-Definition) CP-invariant.
So zeichnet sich für die aktuelle Analyse die ungefähre Vorgehensweise. Durch Wahl unterschiedlicher Definitionen der Jetmultiplizität kann man diverse Trennungen der Daten in Untermengen vornehmen, unter anderem auch konsistent mit der Arbeit der Vorgänger (JADE-Definition). Die Meßergebnisse für vier Jets nach der JADE-Definition der Jetmultiplizität kann man dann als das numerische Endresultat auffassen, die Messungen bei den anderen f-Definitionen würden dem generellen Test der CP-Symmetrie bei Z-Zerfällen dienen, wobei die Möglichkeiten, einen bestimmten Meßwert der CP-ungeraden Observablen zu interpretieren, stark von der verwendeten Definition von der Jetmultiplizität abhängen werden.
Um möglichst natürliche f-Definitionen zu erhalten, muß man sich ausführlich mit dem Phasenraum für Jettopologien bei verschiedenen k beschäftigen. Damit könnte man durch nötige Phasenraumfaktoren die vorin beschriebene Tatsache berücksichtigen, daß der JADE-Algorithmus mit einem festen, für jede k-Situation gleichen Abschneidewert y_{cut} die kleinere Multiplizitäten begünstigt. Eine solche Studie lag außer Reichweite dieser Arbeit, deswegen wurde davon ausgegangen, daß die Funktion $\gamma_k(y_{k,k-1})$ gleich für alle k aussehen soll, wenn $y_{k,k-1}$ in den natürlichen für die konkrete k-Situation, d.h. $y_{k,k-1_{max}}$-Einheiten ausgedrückt wird.

$$\gamma_k(y_{k,k-1}) = \gamma\left(\frac{y_{k,k-1}}{y_{k,k-1_{max}}}\right)$$

Das kann man erreichen, indem man den Abschneideparameter y_{cut_k} mit der $y_{k,k-1_{max}}$-Einheit gewichtet.

$$y_{cut_k} = \text{Const} \cdot y_{k,k-1_{max}}$$

In [6] wurden Drei-Jet-Ereignisse untersucht, wobei für ihre Selektion der Wert $y_{cut} = 0.03$ benutzt wurde. Um maximale Konsistenz mit [6] zu erreichen, müssen die Abschneidewerte für den Übergang von drei nach zwei Jets gleich sein, d.h.

$$\text{Const} \cdot y_{3,2_{max}} = 0.03 \Rightarrow \text{Const} = 0.09$$

In den Abbildungen 4.4-4.5 werden die Jetmultiplizitätsverteilungen für die gesamte Meßmenge von 3557141 hadronischen Ereignissen präsentiert, wobei die Abbildung 4.4 die Verteilung der Multiplizitäten bei der traditionellen JADE-konsistenten f-Definition zeigt, und in der Abbildung 4.5 werden drei verschiedene Definitionen der Jetmultiplizität mit variablen y_{cut_k} vorgestellt. Die drei verschiedenen Verteilungen entsprechen drei Werten des Klassenparameters $c \in \{\infty, 30, 0\}$, die eine Heaviside'sche Einheitsfunktion oder eine verschmierte Stufe mit dem Übergang von Null auf Eins bei $y_{cut_k} = 0.09\, y_{k,k-1_{max}}$ bzw. eine Gerade gemäß der oben

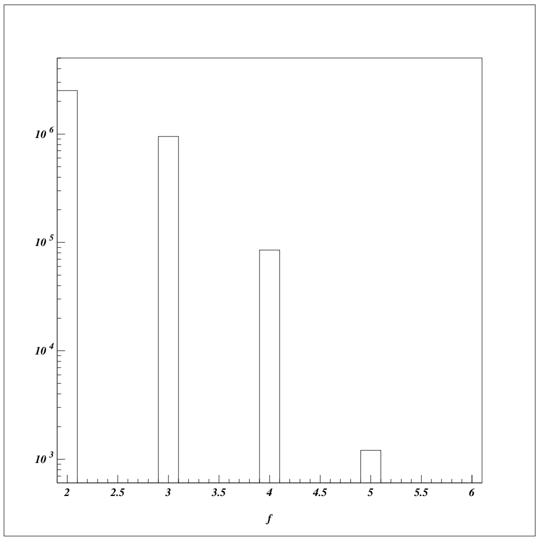

Abbildung 4.4: *Jetmultiplizitätsraten bei der JADE-konsistenten f-Definition*

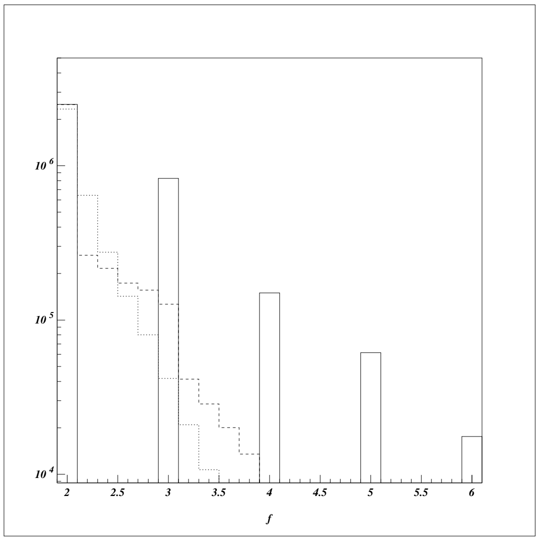

Abbildung 4.5: *Variable Definitionen der Jetmultiplizität*

gegebenen Testfunktion liefern.
In der Abbildung 4.5 entspricht die gestrichelte Linie den verschmierten Stufen mit Sprüngen bei $y_{cut_k} = 0.09 \cdot \gamma_{k,k-1_{max}}$ wie in der Abbildung 4.3, und die punktierte Linie den linearen γ_k. Man sieht, daß unterschiedliche kontinuierliche f-Definitionen verschiedene Umgruppierungen der Ereignisse bewirken. Erwartungsgemäß ist auch die Anzahl der Ereignisse höherer Jetmultiplizitäten bei variablen y_{cut_k} größer als bei einem festen y_{cut}.

4.3 Abhängigkeit möglicher Effekte von der Multiplizität f

Falls man die Daten nach einer mit der JADE-Prozedur konsistenten Methode in diskrete Untermengen bezüglich Ereignismultiplizität f trennt, und den Mittelwert einer CP-ungeraden Observablen T mißt, bekommt man auf der Ebene (f, T) eine Reihe Meßpunkte mit sämtlichen Fehlerbalken. Formal kann man diese als die einzigen, experimentell zugriffsoffenen Punkte einer Kurve ansehen, die die zu analysierende Abhängigkeit $T = T(f)$ beschreibt. Eine solche Abhängigkeit kann sehr kompliziert sein, und die Kurve $T(f)$ muß daher erst gar nicht stetig in jedem beliebig schmalen f-Interval sein. Wenn sie aber mehr oder weniger stetig sein sollte, dann kann ihr Verlauf wichtige Information über CP-verletzende Effekte beinhalten.

4.3.1 Formen der Abhängigkeit $T(f)$

Man erwartet $T \to 0$ bei $f \to 2$, falls die Messung von T auf Detektorebene CP-blind ist [4]. Sollte man einen von Null abweichenden Wert für zwei Jets bekommen, ist der CP-Invarianz des Detektors nicht mehr zu glauben.
Zudem hat man einen mit Null verträglichen Experimentwert für drei Jets [6]. D.h. es würde schon eine Erklärung bedürfen, wenn man für vier Jets ein Ergebnis bekommt, das die f-Achse nicht mit seinen Fehlerbalken streicht. Auf der Grafik sind vier verschiedenen Interpretationen eines solchen Meßresultats dargeboten.
Das erste Bild bedeutet, daß entweder der Detektor, oder die Programmschnitte bzw. der Algorithmus an sich einen CP-ungeraden Untergrund erzeugen. Damit wären die Ergebnisse ohne Weiteres insgesamt unglaubwürdig, und dieser Offset sollte als eine systematische Un-

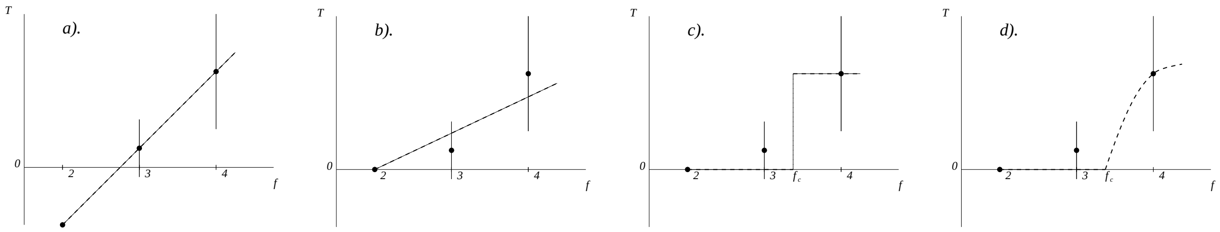

Abbildung 4.6: *Mögliche Interpretationen für* $T'_{33} \neq 0$ *bei vier Jets* ($f = 4$)

sicherheit bei der Messung angesehen und entsprechend berücksichtigt werden.
Das zweite Bild beschreibt die Situation, wo CP-verletzende Effekte mit steigender Partonenzahl im Endzustand stetig größer werden, und man kann bei ausreichender Statistik eine CP-Verletzung auch in drei Jets nachweisen.

4.3.2 Erwartungwert der CP-ungeraden Observablen als Ordnungszahl

Die zwei letzten Bilder befassen sich mit kritischen Phänomenen, wobei es beim dritten Bild um einen Phasenübergang erster Ordnung, und beim vierten Bild um einen Übergang zweiter Ordnung geht. In beiden Fällen gäbe es eine CP-symmetrische Phase bis einem Bifurkationspunkt, ab dem die CP-verletzende Phase begänne. Eine solche Bifurkation kann entweder dadurch entstehen, daß im Übergangspunkt irgendwelche Modellannahmen ihre Gültigkeit verlieren, oder aber die beiden Phasen werden durch dasselbe Modell beschrieben. Während das erste meistens bei Übergängen erster Ordnung der Fall ist, werden Übergänge zweiter Ordnung oft in Rahmen desselben Modells erklärt.
Da die in [4] eingeführte CP-verletzende Lagrange-Dichte Ereignisse aller Multiplizitäten beschreibt, ist die Möglichkeit eines Phasenüberganges zweiter Ordnung hier besonders von Interesse. Die Ursache für das Enstehen eines derartigen Überganges könnte sowohl rein geometrischer Natur sein, z.B. wegen der Aplanarität der Vier-Jet-Ereignisse im Vergleich zu planaren Drei-Jet-Ereignissen, als auch durch Mitwirkung neuer Feynman-Diagramme bedingt werden. Der Mittelwert T der CP-ungeraden Observable spielt dabei die Rolle eines Ordnungsparameters. Der Bereich mit $T = 0$ entspricht einer Phase mit CP-Symmetrie, der zunehmende Wert von T bedeutet wachsende Verletzung dieser Symmetrie.

4.3.3 Verzweigung im Übergangspunkt

Den Zustand eines physikalischen Systems beschreibt man generell mit der Menge einiger Größen $(x_1, x_2, \ldots)$, deren Verteilungen diesen Zustand eindeutig definieren sollen. Nicht alle Verteilungen entsprechen wirklich möglichen Zuständen. Üblicherweise sind nur solche Verteilungen realisierbar, bei denen ein bestimmtes Funktional $S\{x_1, x_2, \ldots\}$, das die Bedeutung der Energie hat, ein Minimum hat. Also soll die Variation des Funktionals gleich Null sein. Daraus kann man die Gleichungen ableiten, die die physikalisch realisierbaren Verteilungen erfüllen müssen [21].
Bei uns ist $S = S\{T, f, \ldots\}$, wobei S in der CP-symmetrischen Phase ein einziges Minimum bei $T = 0$ haben muß. In der CP-verletzenden Phase liegt das Minimum bei $T \neq 0$. In der Nähe des kritischen Punktes f_c ist T, das dem Minimum entspricht, klein. Vorausgesetzt, es geht um einen Übergang zweiter Ordnung. Dann kann man S in der Umgebung von f_c in eine Funktionalreihe entwickeln

$$S\{T, f, \ldots\} = S_{CP} + S_{\cancel{CP}} = S_{CP} + \sum_{k=1}^{\infty} S_k\{f, \ldots\} T^k$$

Im CP-symmetrischen Bereich $f \in [2, f_c]$ gilt

$$\frac{\partial S}{\partial T} = 0, \text{ bei } T = 0 \text{ und } \forall f < f_c \implies S_1 \equiv 0$$

Die Variation nach T liefert uns eine algebraische Gleichung $P(T, f) = 0$ bezüglich T mit einem Parameter f

$$\frac{\partial S}{\partial T} = P(T, f) = \sum_2^{\infty} k S_k T^{k-1} = T \sum_2^{\infty} k S_k T^{k-2} = Q(T, f)\, T = 0$$

Hier ist $T \overset{\forall f}{\equiv} 0$ eine triviale Lösung. Eine nichttriviale Lösung für $f > f_c$ bekommt man aus der zweiten algebraischen Gleichung $Q(T, f) = 0$. Daraus ergibt sich im Bifurkationspunkt folgendes Verzweigungsbild

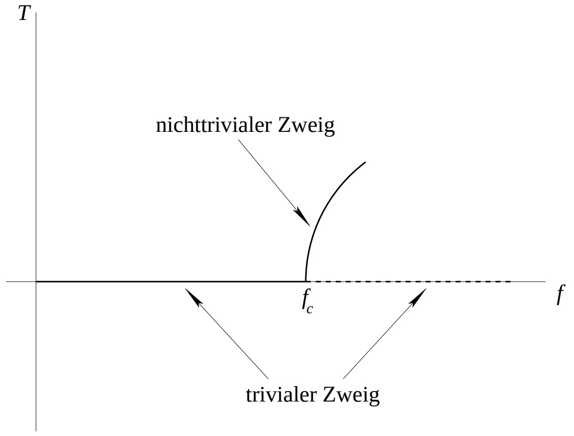

Abbildung 4.7: *Abzweigung der Lösung mit der CP-Verletzung vom trivialen Zweig* $T \equiv 0$

Für die nichttriviale Lösung, d.h. für die Gleichung $Q(T, f) = 0$, ist der Punkt f_c singulär, da es dabei um einen Endpunkt handelt[1]. Für $P(T, f) = 0$ ist der Punkt f_c sowieso singulär, weil sich Zweige in diesem Punkt schneiden. Mathematisch ausgedrückt heißt es für den Punkt f_c

$$\begin{aligned} \frac{\partial P(T, f)}{\partial T} &= 0 \\ \frac{\partial Q(T, f)}{\partial T} &= 0 \end{aligned}$$

4.3.4 Erlaubte Arten der Korrelation T zu f

Wenn man S_k in der Nähe von f_c nach einem kleinen Parameter $\varepsilon = f - f_c$ entwickelt $S_k = \sum s_{kn} \varepsilon^n$, bedeuten zwei letzten Gleichungen, daß $s_{20} \equiv s_{30} \equiv 0$. Nun wollen wir die nichttriviale Lösung in folgender Form suchen

$$T = u_1 \varepsilon^{r_1} + u_2 \varepsilon^{r_2} + \cdots, \text{ wobei } r_1 < r_2 < \cdots$$

Eingesetzt in die Gleichung $Q(T, f_c + \varepsilon) = 0$, liefert dies uns eine ε-Reihe, die bei jedem ε gleich Null sein soll. Folglich müssen die Koeffizienten bei jeder Potenz von ε gleich Null sein.

[1] Man könnte sagen, daß der nichttriviale Zweig (und damit auch die Gleichung $Q(T, f) = 0$) nicht unbedingt einen singulären Punkt in f_c haben müssen, so daß die nichttriviale Lösung in den Bereich $f < f_c$ als Null stetig in der ersten Ableitung fortgesetzt werden kann.
Diese Lösung hätte aber auch in diesem Fall eine Singularität bei $f_c = 0$. Denn das Funktional muß in T positiv definit sein. Dies impliziert, das die Anzahl der Minima/Maxima ungerade sein muß. Es wird also noch eine Lösung existieren, die diese nichttriviale Lösung in $f = f_c$ trifft.

Die daraus folgenden Bedingungen bestimmen alle u_i und r_i. Aus der niedrigsten Potenz bekommt man r_1 und eine Gleichung für u_1. Dazu benutzt man das sogenannte Newton'sche Diagramm [22]. Jeder Punkt (k, n) darauf entspricht einem $s_{kn} \not\equiv 0$. Dann versucht man, auf das Diagramm von unten links nach oben rechts eine Gerade mit negativer Steigung zu legen. Der Betrag dieser Steigung ist der gesuchte Wert r_1.

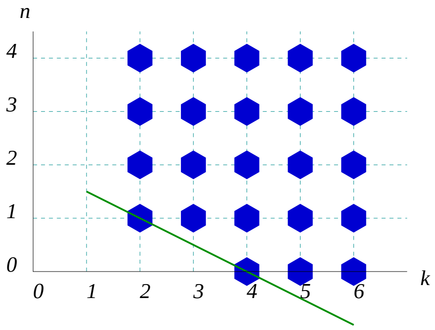

Abbildung 4.8: *Das Newton'sche Diagramm*

Bislang ist nur bekannt, daß $\forall s_{1i} \equiv s_{20} \equiv s_{30} \equiv 0$. Ohne weitere Annahmen zu machen, kann über andere s_{kn} nichts gesagt werden. Für den einfachsten Fall gilt aber $s_{21} \not\equiv 0$ und $s_{40} \not\equiv 0$, so ist $r_1 = 1/2$, und man bekommt für u_1 die Gleichung

$$4T^2 s_{40} + 2s_{21}\varepsilon = 2\varepsilon(2u_1^2 s_{40} + s_{21}) = 0 \implies u_1 = \pm\sqrt{-\frac{s_{21}}{2s_{40}}}$$

Damit hat das Funktional etwa folgende Struktur

$$S = S_{CP} + s_{21}(f - f_c)T^2 + s_{22}(f - f_c)^2 T^2 + s_{31}(f - f_c)T^3 + s_{40}T^4 + \cdots$$

In der Nähe des Übergangspunktes dominieren die Terme zwei und fünf dieser Entwicklung. Das legt Vorzeichen $s_{21} < 0$ und $s_{40} > 0$ fest. Diese Vorzeichen garantieren, daß das Funktional bei einem kleinen $\varepsilon < 0$ und $T = 0$ ein Minimum hat. Wenn $f > f_c$ hat das Funktional bei $T = 0$ kein Minimum, sondern ein Maximum. Dabei wächst der Wert von S sinnvollerweise bei großen T und einem festen f monoton an. Die Abhängigkeit $T(f)$ würde dann wie folgt aussehen

$$T(f) = \begin{cases} 0 & \text{wenn } f \leq f_c \\ \pm A\sqrt{f - f_c} + o(\sqrt{f - f_c}),\ A = \text{Const} > 0, & \text{wenn } f > f_c \end{cases}$$

Das Symbol $o(a)$ steht hier für einen kleinen Zusatz höherer Potenz, wobei $\lim\limits_{a \to 0} \frac{o(a)}{a} = 0$. Beide Wurzelzweige aus der Abbildung 4.9 sind möglich.

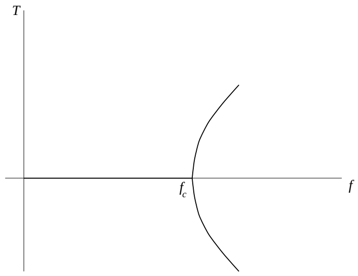

Abbildung 4.9: *Die erwartete Abhängigkeit $T(f)$ bei einem Übergang zweiter Ordnung*

Kapitel 5

Datenanalyse

In diesem Kapitel wird die eigentliche Messung vorgestellt, d.h. die physikalisch interessanten Ereignisse werden selektiert, in Untermengen aufgeteilt, der Mittelwert der CP-ungeraden Observablen wird für alle Untermengen bestimmt und anschließend im Bezug auf die CP-Symmetrie besprochen.

5.1 Selektion

In dieser Arbeit sollen vor allem $Z \to b\bar{b}XX$ Zerfälle mit Hilfe einer CP-ungeraden Observablen untersucht werden. D.h. man muß für die Analyse aus der gesamten Datenmenge die Ereignisse aussuchen, für welche gilt:

- Die Ereignisse müssen insgesamt gut rekonstruiert sein.
- Es müssen hadronische Z-Zerfälle sein.
- Unter Zerfallsprodukten müssen sich b-Hadronen befinden.
- Die Ereignisse müssen sich zu Jets bündeln lassen.
- Für diese Ereignisse muß man den Wert für die CP-ungerade Obsevable zuverlässig ausrechnen können.

Dementsprechend werden auf die Daten Schnitte angebracht, um sie von unerwünschten Untergrundereignissen zu säubern. Für die weitere Analyse werden nur solche Ereignisse zugelassen, die alle oben beschriebenen Bedingungen erfüllen. Im Folgenden werden diese Bedingungen ausführlicher diskutiert.

5.1.1 Wegschneiden von schlecht rekonstruierten Energieflußobjekten

Wie schon im Abschnitt 2.3 auf Seite 8 erwähnt, werden Signale aus verschiedenen Subdetektoren zu Spuren rekonstruiert. Dabei können aber Detektorsignale, die durch allerlei Sekundärprozesse verursacht werden, das Zerfallsbild verzerren. Dazu gehört Streuung am Detektormaterial bzw. Füllgas der Spurkammern oder Zerfälle langlebiger Teilchen. Zudem überdeckt der Detektor nicht den ganzen 4π Raumwinkel, und man braucht eine Mindestanzahl der Ionisationsstellen in den Spurkammern, um die Helixparameter einer Spur bestimmen zu können. Das alles zwingt einen die in der Tabelle 5.1 aufgelisteten Schnitte bei der Rekonstruktion von Spuren anzuwenden.

Schnitte auf geladene Spuren	d_0	$\leq$	2cm
	z_0	$\leq$	5cm
	Anzahl der TPC-Hits	$\geq$	4
Schnitte auf Energieflußobjekte	$\mid \cos\theta \mid$	$\leq$	0.94cm
	p_t	$\geq$	0.2GeV
	p_t	$\leq$	55GeV

Tabelle 5.1: *Schnitte zur Auswahl gut rekonstruierter Spuren bzw. Energieflußobjekte*
Dabei: d_0 ist der kleinste Radialabstand und z_0 ist der kleinste Axialabstand der Spur zum Wechselwirkungspunkt, θ ist deren Winkel zur z-Achse, p_t ist der Transversalimpuls des dazugehörigen Teilchens.

5.1.2 Auswahl der hadronischen Ereignisse

Für die Auswahl der hadronischen Zerfälle werden auf das Gesamtereignis Selektionskriterien gemäß Tabelle 5.2 angebracht.

Anzahl der geladenen Spuren	$\geq$	6
Energiesumme der geladenen Spuren	$\geq$	15GeV
E_{vis}	$\geq$	45GeV
E_{vis}	$\leq$	137GeV
$\frac{\lvert\sum p_z\rvert}{E_{vis}}$	$\leq$	0.4
$\mid \cos\theta_{Thrust} \mid$	$\leq$	0.95

Tabelle 5.2: *Schnitte zur Auswahl hadronischer Ereignisse*
Dabei steht E_{vis} für die Energiesumme aller identifizierten Teilchen, θ_{Thrust} ist der Winkel zwischen der sogenannten Thrust-Achse[2] und der z-Achse

5.1.3 Schnitte auf Jet-Eigenschaften

Wie im Kapitel 4 beschrieben, versucht man Spuren aller Zerfallsprodukte zu einigen wenigen Jets zusammenzubündeln. Dabei reduziert man rekursiv die Anzahl der Spuren in jedem Schritt um Eins, indem man zwei Spuren mit dem kleinsten Abstand nach der JADE-Metrik zwischen deren Impulsen aussucht und sie zu einer Pseudospur zusammenaddiert. Diese Pseudospur wird dann für weitere Schritte genauso wie echte Spuren verwendet.
Die Frage, wann dieser Vorgang beendet werden muß, hat sich als schwierig erwiesen. So ist es sowohl theoretisch als auch experimentell nicht möglich, auf diese Weise Ereignisse in diskrete Gruppen so zu trennen, daß jedes Ereignis einer Gruppe mit einer festen Zahl der Partonen im theoretisch berechneten Endzustand entspricht.
Deswegen werden Spuren bis zur physikalisch einfachsten Situation mit zwei Jets gebündelt. Dabei wird in jedem Schritt dieses Vorganges die augenblickliche Konfiguration mit k Jets analysiert. Für jede dieser Konfigurationen berechnet man die Wahrscheinlichkeit γ_k dafür,

[2]Die Thrust-Achse ist definiert [23] durch den Einheitsvektor $\vec{n}$, für den der maximale Thrust-Wert

$$\mathcal{T} \stackrel{def}{=} \max \frac{\sum_i |\vec{p}_i \cdot \vec{n}|}{\sum_i |\vec{p}_i|}$$

erreicht wird, wobei i über alle gemessenen Spuren mit Impulsen $\vec{p}_i$ läuft.

daß die zwei Spuren, die man in diesem Schritt zusammenführt, nicht aus der Fragmentation desselben Partons stammen. Mit Hilfe der Wahrscheinlichkeiten γ_k wird die Wahrscheinlichkeit P_k errechnet, inwieweit das Ereignis einer theoretischen Endzustandkonfiguration mit k Partonen zugeordnet werden kann.
γ_k sind für jedes Ereignis neu zu berechnen und wurden bislang nur als Funktionen vom kleinsten y-Abstand zwischen den k Jets angesehen. Jedoch braucht man, auch bei der Bildung der Jets Schnitte anzuwenden. Für die Analyse sollen nur die Jets benutzt werden, deren Richtungen gut rekonstruiert sind. Zum einen, muß der Jets vollständig in der Detektorakzeptanz liegen, und so wird ein Winkelschnitt um die z-Achse nötig. Zum anderen, kann es durch schlechte Rekonstruktion von Teilchen im Detektor passieren, daß aus einem Jet zwei künstlich gemacht werden. Daher wird eine gewisse minimale Teilchenmultiplizität bzw. Energie für alle Jets verlangt. Alle Schnitte sind in der Tabelle 5.3 zusammengefaßt.

Anzahl der geladenen Spuren im Jet	$\geq$	2
Anzahl aller Spuren im Jet	$\geq$	3
E_{vis} im Jet	$\geq$	5GeV
$\mid \cos\theta_{Jet} \mid$	$\leq$	0.9

Tabelle 5.3: *Schnitte auf Jet-Eigenschaften*

Wenn beim schrittweisen Zusammenbündeln der Spuren einer der Jets in der Konfiguration mit k Jets die Kriterien aus der Tabelle 5.3 nicht übersteht, dann wird $\gamma_k = 0$ und folglich $P_k = 0$ gesetzt. D.h. es wird in einem solchen Fall für völlig unwahrscheinlich gehalten, daß das Ereignis einem theoretischen Endzustand mit k Partonen entspricht. Mathematisch gesehen bedeutet dies eine Redefinition[3] von γ_k

$$\gamma_k \quad \longrightarrow \quad \tilde{\gamma_k} = \gamma_k(y)\lambda_k$$

Hier ist $\lambda_k = 1$, falls alle Jets alle Schnitte überstanden haben. Sonst gilt $\lambda_k = 0$.
Für die Normierung der Wahrscheinlichkeiten P_k war im Abschnitt 4.2.2 wichtig, daß $\tilde{\gamma_2} = 1$ gilt. Das spiegelt die triviale Tatsache wider, daß man unter Impulserhaltung beim Zusammenbündeln zu zwei Jets immer eine sogenannte *back-to-back* Situation bekommt, wo beide Jets entgegengesetzte Richtungen haben.
In der Praxis aber verzerrt der Detektor das Zerfallsbild, und die Impulserhaltung stimmt nicht mehr ganz für die rekonstruierten Spuren. Hier bietet sich mit λ_2 eine bequeme Möglichkeit, den Untergrund aus schlecht rekonstruierten Ereignissen zu verringern. Falls einer beider Jets die Bedingungen aus der Tabelle 5.3 nicht erfüllt, und so $\tilde{\gamma_2} = \lambda_2 = 0$, dann wird das

[3] γ_k ist bei der Konfiguration mit k Spuren zu bestimmen und gibt an, mit welcher Wahrscheinlichkeit keine dieser k Spuren aus der Fragmentation des gleichen Partons stammen. Die genaue Definition von γ_k hängt davon ab, welche Informationen über den Zerfall bei der k-Konfiguration zugänglich sind.
Falls man nur über die Kenntnis des maximalen JADE-Abstandes y (paarweise zwischen allen k Spuren) verfügt, dann ist γ_k eine Funktion von y wie im Abschnitt 4.2.2. Wenn man aber unabhängig davon irgendwelche andere Kriterien für die Entscheidung aufstellen kann, ob die vorliegende k Spuren die gesuchten Jets sind, dann ist die obige Wahrscheinlichkeit

$$\tilde{\gamma_k} = \prod_i \gamma_{k_i}$$

Dabei ist γ_{k_i} die Wahrscheinlichkeit nach Kriterium i dafür, daß keine zwei der k Spuren aus der Fragmentation des gleichen Partons stammen.
Das gibt einem die Möglichkeit, weiteres Wissen z.B. über Substruktur der Jets in die Bestimmung von $\tilde{\gamma_k}$ und somit in die Definition der Jetmultiplizität gemäß Kapitel 4 einzugliedern.

Ereignis insgesamt verworfen. Sonst wird weiter $\tilde{\gamma}_2 = 1$ benutzt.
Alle Schnitte in der Tabelle 5.3 sind identisch zu den Schnitten, die in [6] gemacht wurden. Ein zusätzlicher Schnitt im Vergleich zu [6] wird durch die Forderung nach $\lambda_2 = 1$ gemacht. Außerdem wurde in [6] ein weiterer Schnitt auf die Ereignis-Akoplanarität[4] angewandt, um die Reinheit der Menge der planaren Drei-Jet-Ereignisse zu verbessern. Da es hier speziell um aplanare Vier-Jet-Ereignisse gehen soll, wird statt dieses Schnittes eine Trennung der Daten in separate Untermengen vorgenommen, und die Ergebnisse werden dementsprechend für planare und aplanare Ereignisse getrennt erhalten und diskutiert.
Daher bleibt die Datenselektion bis zum Schnitt auf gute Rekonstruktion des Zwei-Jet-Bildes $\lambda_2 = 1$ konsistent zu [6].

5.1.4 Selektion der b-Ereignisse

Dank langer Lebenszeit und damit auch großer mittlerer Fluglänge der b-Hadronen kann man Ereignisse mit primären b-Quarks effektiv identifizieren. In dieser Arbeit wird für diesen Zweck das Programm QIPBTAG [24] [25] benutzt, das langlebige Hadronen durch die großen Impaktparameter (sprich große Abstände vom e^+e^- Wechselwirkungspunkt) der Spuren ihrer Tochterteilchen nachweist. Als Ergebnis wird die Wahrscheinlichkeit berechnet, daß das gesamte Ereignis bzw. ein Jet Zerfallsprodukte der b-Hadronen enthält. Dabei wird Folgendes gemacht:

- Alle Spuren des Ereignisses werden zu vier Jets gebündelt, wobei Jets mit Impulsen kleiner als 10GeV bei der weiteren Selektion ignoriert werden. Diese vier Jets sind identisch zu den Jets für die spätere Berechnung der CP-ungeraden Observablen.

- Jede Spur wird einem der Jets zugeordnet. Ferner findet man den Punkt S_t der größten Annäherung der Spurhelix an die Jetrichtung $\vec{J}$. Die Helix wird ab dieser Stelle als eine Gerade tangential in Richtung Primärvertex extrapoliert. Der Wert für den Impaktparameter D ist dann der Abstand dieser Extrapolationsgeraden vom primären Zerfallsvertex. In der Abbildung 5.1 wird die Definition des Impaktparameters illustriert.
  Wenn der Punkt S_t im Sinne von $\vec{J}$ vor dem Primärvertex V liegt, dann kann eine solche Spur unmöglich aus einem sekundären Zerfallsvertex stammen, da dieser hinter dem Primärvertex liegen muß. Deswegen versieht man den Wert D für den Impaktparameter mit einem Vorzeichen $s = \mathrm{sign}\left((\vec{S}_j - \vec{V}) \cdot \vec{J}\right)$, das garantiert, daß Spuren, die aus einem Sekundärvertex stammen, einen positiven Impaktparameter bekommen. Nur Spuren mit $D \geq 0$ werden bei der weiteren Rechnung berücksichtigt.

- Weil sich die Sensitivität des Impaktparameters stark ändert als Funktion von Impuls, Winkel und Anzahl der VDET-Hits, ist es schwierig, einen konkreten Wert für den Impaktparameter zu interpretieren [25]. Deswegen wird im Programm QIPBTAG die statistische Signifikanz $\frac{D}{\sigma_D}$ verwendet.
  Hätte es keine Sekundärvertices gegeben, dann wäre die Verteilung des Impaktparameters in den Daten gerade gewesen. Normiert gibt uns somit die Verteilung $\mathcal{R}(x)$ der

[4] Sphärizität $\mathcal{S} = 1.5(Q_1 + Q_2)$, Akoplanarität $\mathcal{A} = 1.5Q_1$ und Planarität $\mathcal{P} = Q_2 - Q_1$ werden aus den Eigenwerten $Q_1 \leq Q_2 \leq Q_3$ des normierten 3×3 Sphärizitätstensors

$$M_{lm} \stackrel{def}{=} \frac{\sum_i \vec{p}_{i_l} \cdot \vec{p}_{i_m}}{\sum_i |\vec{p}_i|^2}$$

für jedes Ereignis berechnet, wobei l und m die Komponentenindices beim Impuls $\vec{p}_i$ des i-ten nachgewiesenen Teilchens sind. $\mathcal{S}$, $\mathcal{A}$ und $\mathcal{P}$ sagen aus, inwieweit das Zerfall als kugelförmig, planar oder zigarrenförmig bewertet werden kann.

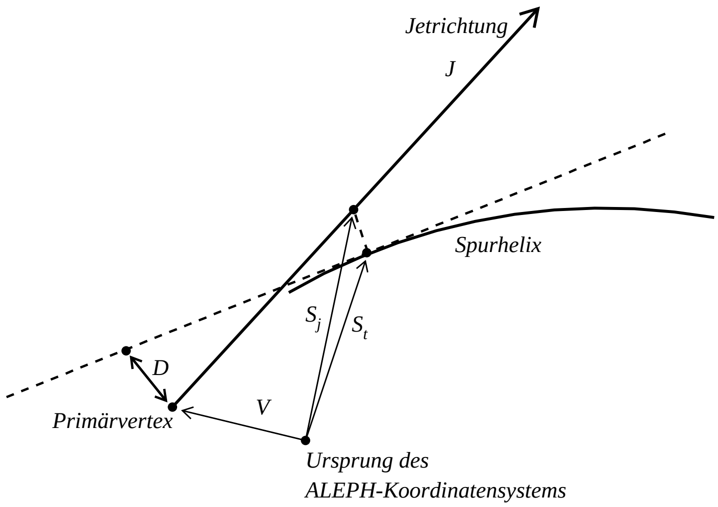

Abbildung 5.1: *Definition des Impaktparameters D*

negativen Werte der Signifikanz die Wahrscheinlichkeitsdichte, daß eine Spur mit einer bestimmten Signifikanz aus dem primären, und damit nicht aus einem sekundären Vertex kommt. Das Integral von $-\infty$ bis $-a$ über diese Wahrscheinlichkeitsdichte $\mathcal{R}(x)$ ist dann die Wahrscheinlichkeit, daß eine Spur, die nicht aus einem Sekundärvertex stammt, einen Wert $\mid \frac{D}{\sigma_D} \mid$ gleich oder größer als a hat.
Nun wird angenommen, das mit der selben Wahrscheinlichkeit für eine sekundäre Spur gilt $\mid \frac{D}{\sigma_D} \mid \leq a$, und es wird die Spurwahrscheinlichkeit $\mathcal{P}_{Spur}$ eingeführt

$$\mathcal{P}_{Spur}\left(\frac{D}{\sigma_D}\right) = \int_{-\infty}^{-\mid\frac{D}{\sigma_D}\mid} \mathcal{R}(x)dx$$

Diese Wahrscheinlichkeit wird für jede Spur einzeln berechnet und ist die Wahrscheinlichkeit, daß die Spur aus dem primären Vertex stammt. Anders ausgedrückt heißt es, daß diese Spur mit Wahrscheinlichkeit $\mathcal{P}_{Spur}$ keinem B-Hadron gehört.
Die Verteilungsdichte der negativen Signifikanzen $\mathcal{R}(x)$ wurde jeweils an Daten jedes Jahres mit einer Annäherunsfunktion neu angepaßt, was gewisse Korrelation zwischen Werten für $\mathcal{P}_{Spur}$ verschiedener Ereignissen eines Jahres verursachen kann. Diese Annäherungsfunktion besteht aus einem zu $xe^{-x^2/2\sigma^2}$ proportionalen Term und zwei weiteren exponentiell abfallenden Terme proportional zu $xe^{-\lambda_{1,2}x}$. Damit ist $\mathcal{R}(x)$ analytisch integrierbar.

- Aus den einzelnen Spurwahrscheinlichkeiten werden dann Wahrscheinlichkeiten für Objekte wie Jets, Hemisphären und das gesamte Ereignis berechnet, die aus mehreren (N) Spuren bestehen. Dabei ist die Wahrscheinlichkeitsdichte ein Produkt der Wahrscheinlichkeitsdichten aller N Spuren

$$\mathcal{R}_N(x_1, \ldots, x_N) = \prod_{i=1}^{N} \mathcal{R}_i(x_i)$$

Integration über den gesamten Phasenraum liefert

$$\mathcal{P}_{Objekt} = \Pi \sum_{j=0}^{N-1} \frac{(-\ln \Pi)^j}{j!} \;, \quad \text{mit} \quad \Pi = \prod_{i=1}^{N} \mathcal{P}_{Spur_i}$$

Somit lassen sich b-Ereignisse durch einen Schnitt auf die Ereigniswahrscheinlichkeit $\mathcal{P}_E$ selektieren. Der Wert für $\mathcal{P}_E$ ist desto kleiner, je mehr Spuren aus sekundären Vertices kommen. Wie in [6] wird ein Ereignis als b-Ereignis qualifiziert, wenn gilt $\mathcal{P}_E < 10^{-3}$.
Wie schon erwähnt, erwartet man in der Theorie, daß CP-verletzende Effekte bei leichten Quarks vernachlässigbar klein sein sollen. Aus diesem Grund wird durch die Bedingung $\mathcal{P}_E > 0.5$ zusätzlich eine Kontrollmenge an Daten selektiert, die überwiegend uds-Quarks enthält.

5.1.5 Berechenbarkeit der CP-ungeraden Observablen

Für die Messung von T'_{33} braucht man lediglich Richtungen der Impulse zweier Jets, die einem b-Quark und einem $\bar{b}$-Quark entsprechen sollen. Daraus folgt, daß man dann T'_{33} berechnen kann, wenn man zwei impulsartige Objekte (Jets) dem $b\bar{b}$-Paar zuordnen kann.
Das wäre formal immer machbar, wenn bekannt wäre, wieviel Jets insgesamt vorliegen. In unserem Fall wissen wir nur die Jetmultiplizität f, die beliebige Werte annehmen kann. Die Zahl für f hat sich ergeben als der Mittelwert aller denkbaren Multiplizitäten, gewichtet mit den Wahrscheinlichkeiten für die Jetkonfigurationen dieser Multiplizitäten, die beim Zusammenbündeln der primären Spuren sukzessiv entstanden sind. In jeder dieser Konfigurationen kann man ohne Zweifel zwei der k augenblicklichen Jets dem $b\bar{b}$-Paar zuordnen, unklar ist nur, in welcher Konfiguration. So weiß man bei $f = 2.5$ nicht mehr, ob man die zwei Jets der Situation mit $k = 2$ nehmen soll, oder zwei von drei auswählen bei $k = 3$, oder zwei von vier bei $k = 4$, usw.
Diese Schwierigkeit kann man auf verschiedenen Wegen umgehen. Zum einen, es ist denkbar, eine andere CP-ungerade Observable zu nehmen, so daß sie nicht für den Partonen-Endzustand, sondern für den Teilchen-Endzustand definiert wäre. Denn der Teilchen-Endzustand beinhaltet die gesamte Information des Parton-Endzustandes und ist das, was man primär mit dem Detektor mißt. So kann man z.B. die Akoplanarität eines $Z \rightarrow b\bar{b}XX$ Ereignisses als Kombination aus Vektor- und Skalarprodukten von Partonimpulsen definieren. Dasselbe geht aber auch über den auf Seite 30 erwähnten Sphärizitätstensor, der die gesamte Information aus Impulsen der Endprodukte des Zerfalls in sich trägt.
Zum anderen, kann man sich auf eine der k-Jetkonfigurationen festlegen. Da das eigentliche Ziel dieser Analyse die Suche nach CP-Verletzung in vier Jets ist, liegt es nahe, für jedes Ereignis unabhängig von dessen Jetmultiplizität f die zwei Jets für die Bestimmung von T'_{33} zu nehmen, die von den vier Jets der Jetkonfiguration mit $k = 4$ die kleinste Objektwahrscheinlichkeit $\mathcal{P}_{Objekt} = \mathcal{P}_1\mathcal{P}_2(1 - \ln(\mathcal{P}_1\mathcal{P}_2))$ aufweisen (siehe Abschnitt 5.1.4) und folglich den b-Quarks entsprechen. Genauso wird es in dieser Arbeit gemacht.
Die zwei ausgewählten Jets müssen aber gut rekonstruiert sein. Deswegen wird verlangt, daß die beiden die Bedingungen aus der Tabelle 5.3 erfüllen. Sonst wird das Ereignis insgesamt verworfen, weil man den Wert für die CP-ungerade Observable nicht zuverlässig ausrechnen kann.

5.2 Messung

Wie schon erläutert, benutzt man in dieser Analyse für die Suche nach CP-Verletzung in Zerfällen $Z \rightarrow b\bar{b}XX$ eine CP-ungerade Observable T'_{33}, deren Erwartungswert die CP-Verletzung quantitativ beschreibt. Falls es keine CP-verletzenden Effekte bei diesen Zerfällen

gibt, auf welche diese Observable sensitiv ist, dann muß der Mittelwert von T'_{33} gleich Null sein. Ein von Null abweichender Mittelwert für T'_{33} würde eine entsprechende CP-Asymmetrie bedeuten.
Dasselbe gilt, wenn man die Daten auf Untermengen bezüglich verschiedener Wertbereiche eines beliebigen Parameters f aufteilt, vorausgesetzt, die Definition dieses Parameters ist CP-symmetrisch. Dann muß der Mittelwert für T'_{33} als Funktion von f in jedem Wertbereich $[f, f + \delta f]$ identisch gleich Null sein.
Als solch einer Parameter ist die im Kapitel 4 eingeführte Jetmultiplizität benutzt worden. Dabei ermöglicht die Wahl unterschiedlicher Definitionen der Jetmultiplizität, die übrigens alle CP-symmetrisch sind, im Prinzip unterschiedliche Formen der Abhängigkeit $\bar{T}'_{33}(f)$, wobei $\bar{T}'_{33} = \langle T'_{33} \rangle$. Damit erhält man ein gutes Werkzeug zum Überprüfen der CP-Invarianz der Analyse. Soll es keine CP-Verletzung geben, dann soll $\bar{T}'_{33}(f) \equiv 0$ gelten, unabhängig von der (CP-blinden) Definition von f.
Eine weitere Motivation für die Benutzung einer solchen Auftragung $\bar{T}'_{33}$ gegen f ist, daß man damit wesentlich mehr Statistik hat. Denn auch Ereignisse kleinerer Jetmultiplizitäten werden auf diese Weise in die Analyse einbezogen, und sie machen den Großteil der Daten aus.
Nach der Datenselektion werden Ereignisse mit b-Quarks aller Jetmultiplizitäten durch die Bedingung $\mathcal{P}_E < 0.001$ ausgesucht und im Bezug auf ihre Jetmultiplizität aufgeteilt. Dann wird der Erwartungswert für T'_{33} in jedem Wertbereich von f gebildet und in $\bar{T}'_{33}$-f Diagrammen mit verschiedenen f-Definitionen aufgetragen.
Als Kontrollmessung wird die gleiche Prozedur auf die Untermenge mit den uds-Quarks angewendet, in der keine CP-Verletzung erwartet wird. Alle Diagramme werden im Anhang A zur besseren Übersicht als Tabellen dargestellt.

5.2.1 Meßwerte bei allen selektierten Ereignissen

Das erste Diagramm entspricht der dem JADE-Algorithmus äquivalenten Definition der Jetmultiplizität mit einem festen Abschneidewert $y_{cut} = 0.03$.

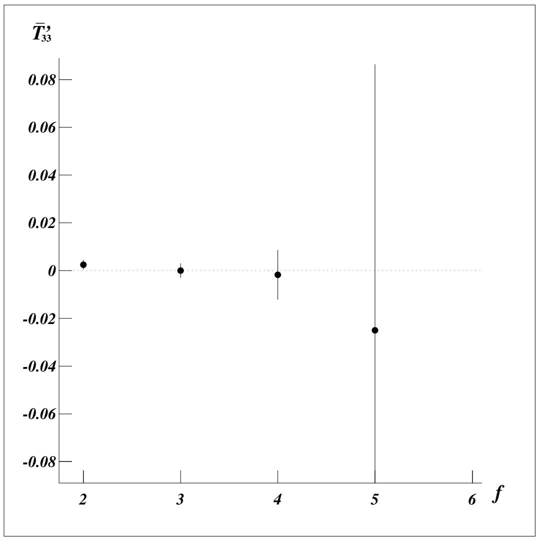

Abbildung 5.2: $\bar{T}'_{33}(f)$ *bei stufenförmigen* $\gamma_k(y)$ *entsprechend dem JADE-Algorithmus mit Sprungen bei festen* $y_{cut_k} = y_{cut} = 0.03$

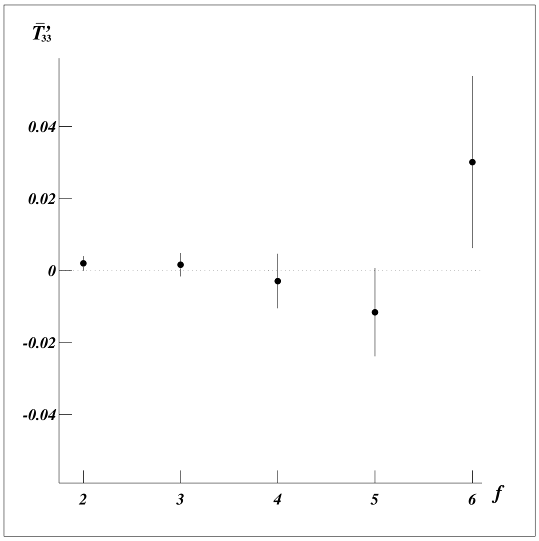

Abbildung 5.3: $\bar{T}'_{33}(f)$ *bei stufenförmigen* $\gamma_k(y)$ *entsprechend dem JADE-Algorithmus mit variablen* $y_{cut_k} = 0.09\gamma_{k,k-1_{max}}$

Den Wert von $\bar{T}'_{33}$ bei $f = 4$ hätte man bekommen, wenn man die Analyse aus [6] für vier

Jets wiederholt hätte. Der Wert von $\bar{T}'_{33}$ bei $f = 3$ soll mit dem entsprechenden Wert aus [6] konsistent sein, denn alle Schritte wurden beim Erhalten dieses Wertes fast analog zu [6] gemacht.
Es gab lediglich zwei Stellen, wo die Vorgehensweise aus [6] mit der dieser Arbeit im Bezug auf $\bar{T}'_{33}(3)$ bei der JADE-äquivalenten Definition von $\gamma_k(y)$ nicht ganz identisch war.
Erstens wurde hier bei der Datenselektion kein Schnitt auf die Ereignisakoplanarität gemacht, dieser Schnitt machte man aber in [6]. Dort wurden nur die Ereignisse berücksichtigt, für die $\mathcal{A} < 0.05$ galt. Aus diesem Grund scheint es an dieser Stelle angebracht, den Mittelwert von T'_{33} extra für die planaren ($\mathcal{A} < 0.05$) Drei-Jet-Ereignisse nach der JADE-Definition zu errechnen. Man findet in den Daten 110122 solche Ereignisse (siehe Abbildung 5.10) und bekommt

$$\bar{T}_{33_{plan}} = (0.3 \pm 3.1) \cdot 10^{-3}$$

Zweitens nimmt man hier für die Bestimmung von T'_{33} die zwei als b-wahrscheinlichsten identifizierten Jets in der $k = 4$ Konfiguration, statt diese aus den drei Jets der Konfiguration mit $k = 3$ auszuwählen. Daher benutzt man eigentlich in dieser Arbeit eine etwas andere CP-ungerade Observable im Vergleich zu [6]. Der oben angegebene Wert für $\bar{T}_{33_{plan}}$ stimmt jedoch mit dem Wert für b-Ereignisse $T'_{33} = (0.5 \pm 3.7) \cdot 10^{-3}$ aus [6] sehr gut überein. Weil die Daten 1995 dazugenommen worden waren, ist jetzt auch der statistische Fehler kleiner geworden.
In der Abbildung 5.3 ist f genauso wie in der Abbildung 5.2 erhalten worden, nur mit variablen $y_{cut_k} = 0.09\gamma_{k,k-1_{max}}$ entsprechend Abschnitt 4.2.5, wobei[5] das Interval $f \in [1.9, 6.1]$ 21-fach unterteilt und T'_{33} über diese Bins gemittelt wurde.

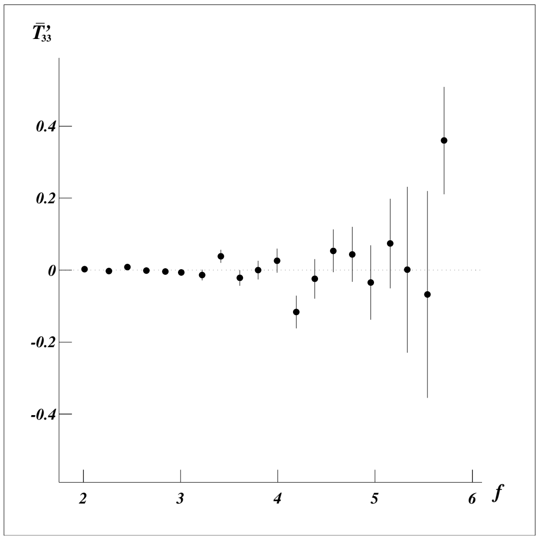

Abbildung 5.4: $\bar{T}'_{33}(f)$ *bei* $\gamma_k(y)$ *entsprechend den verschmierten Stufen mit dem Sprung bei variablen* $y_{cut_k} = 0.09\gamma_{k,k-1_{max}}$

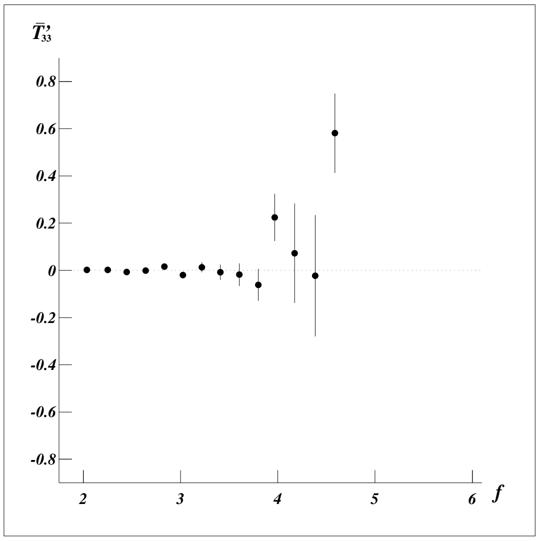

Abbildung 5.5: $\bar{T}'_{33}(f)$ *bei linearen* $\gamma_k(y) = y/\gamma_{k,k-1_{max}}$

Dasselbe gilt für die in den Abbildungen 5.4 und 5.5 dargestellten Diagrammen für kontinuierliche Verteilungen von f. Es muß hier noch einmal klargelegt werden, daß die Definitionen von f in allen Diagrammen verschieden sind, und die Meßwerte für $\bar{T}'_{33}$ in einem Bin, aber in verschiedenen Diagrammen nicht direkt zu vergleichen sind. Variation der Definitionen

[5] Dasselbe gilt für alle anderen Abbildungen, wo sich um kontinuierliche Verteilungen der Jetmultiplizität f handelt, sprich f-Definitionen mit linearen $\gamma_k(y)$ oder $\gamma_k(y)$ in der Form von verschmierten Stufen.

von f (ändern des Wertes für den Klassenparameter c) bedeutet eine (CP-blinde) Umgruppierung derselben Ereignissen in andere Bins. Das ermöglicht separate Betrachtung diverser Ereignistype, die unter Verwendung der JADE-Trennung gleiche Jetmultiplizität zugeordnet bekommen hätten. Die Meßwerte für $\bar{T}'_{33}$ in verschiedenen Diagrammen sind allerdings miteinander hochgradig korreliert.

5.2.2 Meßwerte bei aplanaren Ereignissen

Wie schon erwähnt, haben Vier-Jet-Ereignisse im Vergleich zu Drei-Jet-Ereignissen eine neue Eigenschaft: sie sind nicht mehr notwendigerweise planar. Dasselbe gilt eingentlich auch für Ereignisse aller größeren Jetmultiplizitäten. Da solche Multijet-Ereignisse nur einen kleinen Teil der Daten darstellen (siehe Abschnitt 4.2.5), kann man aplanare Ereignisse beliebiger Jetmultiplizität als die durch den Jet-Algorithmus falsch identifizierten Vier-Jet-Ereignisse betrachten, die so in einen falschen Bin geraten sind. Der Untergrund besteht bei den aplanaren Ereignissen aus schlecht rekonstruierten und Multijet-Ereignissen, aber nicht mehr aus Zwei- oder Drei-Jet-Ereignissen, was sicherlich ein mögliches Signal (auf Kosten der Statistik) verstärkt.
Es ist daher analog zu [6] sinnvoll, einen Schnitt auf die Ereignisakoplanarität einzuführen, allerdings mit einem umgekehrten Beziehungszeichen.

$$\mathcal{A} > 0.05$$

Der Wert $\bar{T}'_{33}(4)$ ist dann genau der Wert für $\langle T'_{33} \rangle$, den man bekäme, wenn man nach [6] vorginge.
In den Abbildungen 5.6-5.9 sind die Ergebnisse für die aplanaren Ereignisse vorgestellt.

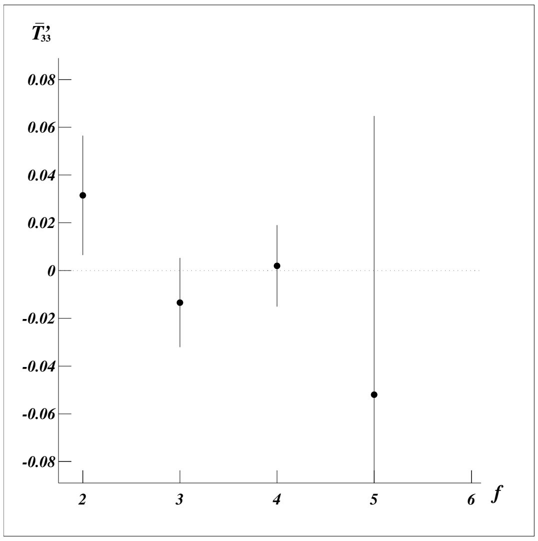

Abbildung 5.6: $\bar{T}'_{33}(f)$ *bei aplanaren Ereignissen, stufenförmige* $\gamma_k(y)$ *entsprechend dem JADE-Algorithmus mit Sprungen bei festen* $y_{cut_k} = y_{cut} = 0.03$

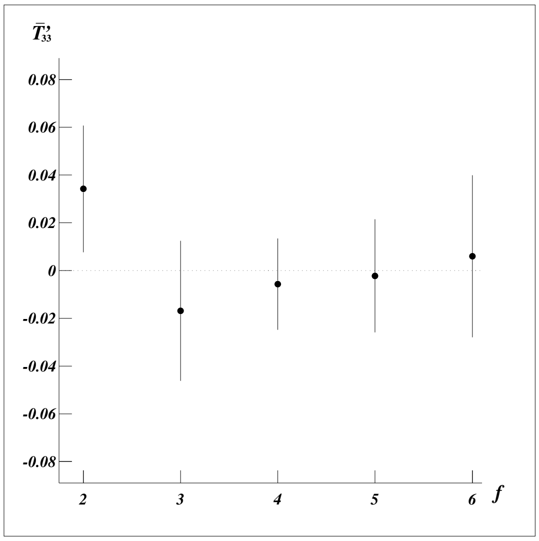

Abbildung 5.7: $\bar{T}'_{33}(f)$ *bei aplanaren Ereignissen, stufenförmige* $\gamma_k(y)$ *entsprechend dem JADE-Algorithmus mit variablen* $y_{cut_k} = 0.09\gamma_{k,k-1_{max}}$

5.2.3 Planare Ereignisse

Damit man besser den Unterschied zwischen planaren Zwei- und Drei-Jet-Ereignissen einerseits und aplanaren Vier-Jet-Ereignissen andererseits verstehen kann, wird eine weitere

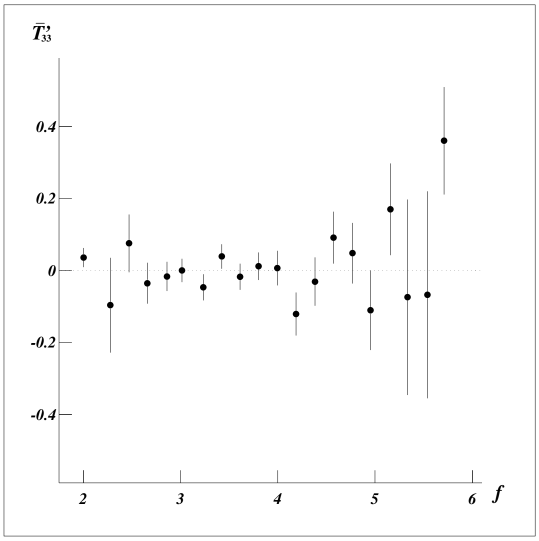

Abbildung 5.8: $\bar{T}'_{33}(f)$ *bei aplanaren Ereignissen,* $\gamma_k(y)$ *entsprechend den verschmierten Stufen mit dem Sprung bei variablen* $y_{cut_k} = 0.09\gamma_{k,k-1_{max}}$

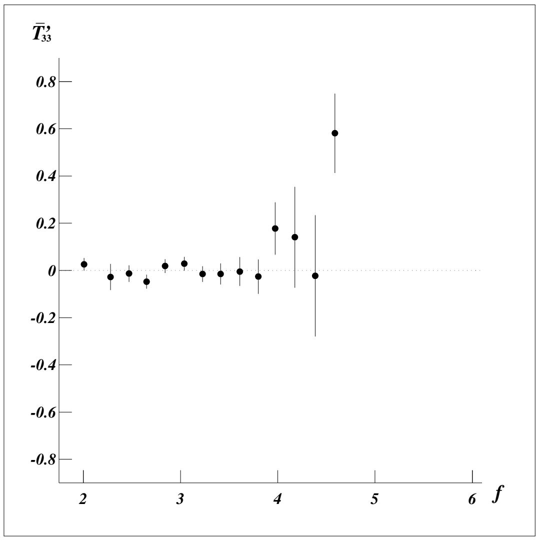

Abbildung 5.9: $\bar{T}'_{33}(f)$ *bei aplanaren Ereignissen, lineare* $\gamma_k(y) = y/\gamma_{k,k-1_{max}}$

Messung mit planaren ($\mathcal{A} < 0.05$) Ereignissen vorgenommen. Die Ergebnisse werden analog zu den zwei vorigen Abschnitten in den Abbildungen 5.10-5.13 dargestellt.
Wie schon erwähnt, erfolgt die Definition der Aplanaritat über den Sphärizitätstensor. Der dem größten Eigenwert Q_3 des Tensors entsprechende Eigenvektor bestimmt die Zerfallsachse, d.h. die Achse, entlang deren der größte Impulstransport erfolgt. Die zwei den Eigenwerten Q_1 und Q_2 entsprechenden Eigenvektoren sind orthogonal zu dieser Zerfallsachse, wobei die Q_2- und Q_3-Vektoren die Zerfallsebene aufspannen. Daraus folgt unter Vernachlässigung der Teilchenmassen, daß diejenigen Ereignisse nun als planar bezeichnet werden, bei denen weniger als 3% der Energie senkrecht zur Zerfallsebene weggetragen wird.

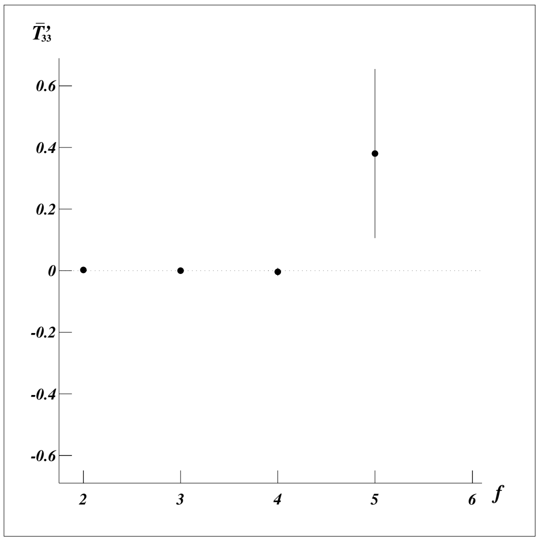

Abbildung 5.10: $\bar{T}'_{33}(f)$ *bei planaren Ereignissen, stufenförmige* $\gamma_k(y)$ *entsprechend dem JADE-Algorithmus mit Sprungen bei festen* $y_{cut_k} = y_{cut} = 0.03$

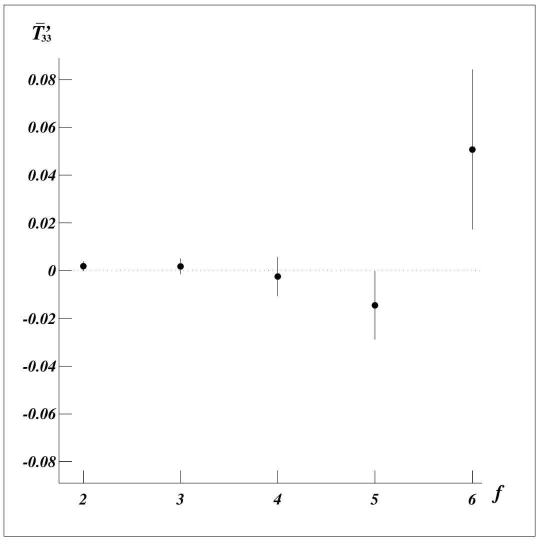

Abbildung 5.11: $\bar{T}'_{33}(f)$ *bei planaren Ereignissen, stufenförmige* $\gamma_k(y)$ *entsprechend dem JADE-Algorithmus mit variablen* $y_{cut_k} = 0.09\gamma_{k,k-1_{max}}$

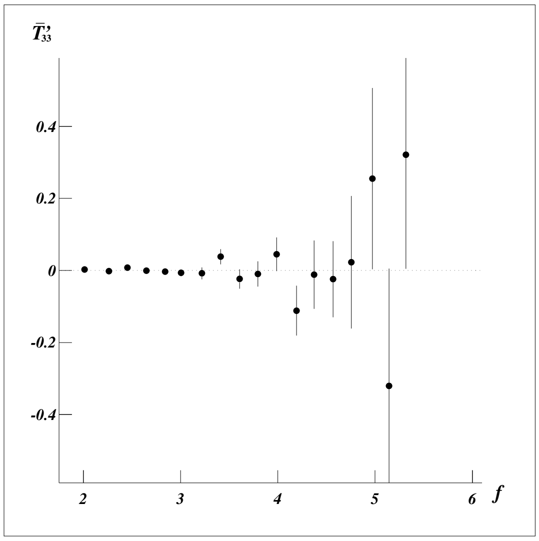

Abbildung 5.12: $\bar{T}'_{33}(f)$ *bei planaren Ereignissen,* $\gamma_k(y)$ *entsprechend den verschmierten Stufen mit dem Sprung bei variablen* $y_{cut_k} = 0.09\gamma_{k,k-1_{max}}$

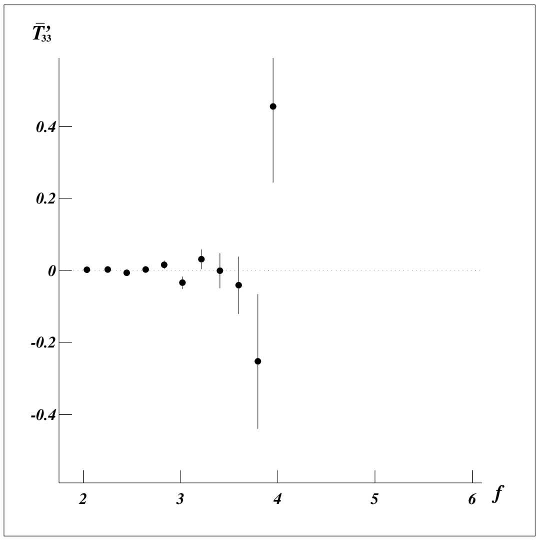

Abbildung 5.13: $\bar{T}'_{33}(f)$ *bei planaren Ereignissen, lineare* $\gamma_k(y) = y/\gamma_{k,k-1_{max}}$

5.2.4 Ereignisse kleiner Sphärizität

Bei planaren Ereignissen handelte es sich um überwiegend Zwei- und Drei-Jet-Ereignisse. Interessant ist es aber auch, die Zwei-Jet-Ereignisse separat zu betrachten. Eine solche Messung ist insbesondere für die systematischen Studien sehr nützlich. Diese Datenseparation erreicht man mit einem Schnitt auf die Ereignissphärizität.
Ereignissphärizität $\mathcal{S}$ ist über die zwei kleinsten Eigenwerte des Sphärizitätstensors als $\mathcal{S} = \frac{3}{2}(Q_1 + Q_2)$ definiert, und zeigt den summierten Impulstransport senkrecht zur Zerfallsachse. Dies bedeutet $\mathcal{S} > 2\mathcal{A}$.

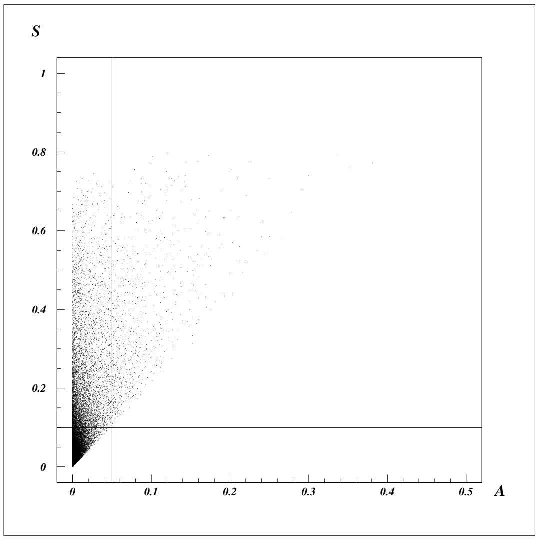

Abbildung 5.14: *Schnitte auf Sphärizität und Akoplanarität*

Die Auswirkung der Schnitte wird im $\mathcal{S}$-$\mathcal{A}$ Diagramm illustriert. Die vertikale Gerade ent-

spricht $\mathcal{A} = 0.05$, die horizontale $\mathcal{S} = 0.1$. Die meisten Vier-Jet-Ereignisse sind aplanar und folglich rechts von der vertikalen Geraden zu finden. Links von dieser Geraden liegen solche Ereignisse, bei denen Energiefluß aus der Zerfallsebene klein ist.
Die Ereignisse unter der horizontalen Linie weisen wegen $\mathcal{S} = \frac{3}{2}(Q_1 + Q_2)$ einen genauso kleinen Energiefluß auch in der Zerfallsebene senkrecht zur Zerfallsachse auf. Sie sind, sozusagen, zigarrenförmig und damit Zwei-Jet-Ereignisse.
Die Verteilungen $\bar{T}'_{33}(f)$ bei zigarrenförmigen Ereignissen und verschiedenen Definitionen von f findet man in den Abbildungen 5.15-5.18.

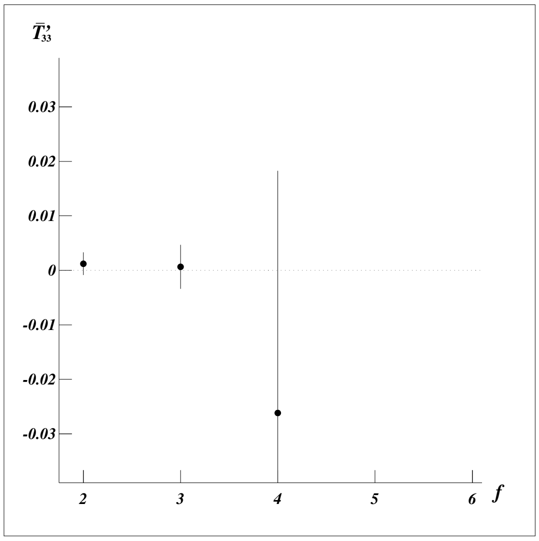

Abbildung 5.15: $\bar{T}'_{33}(f)$ *bei zigarrenförmigen Ereignissen, stufenförmige* $\gamma_k(y)$ *entsprechend dem JADE-Algorithmus mit Sprungen bei festen* $y_{cut_k} = y_{cut} = 0.03$

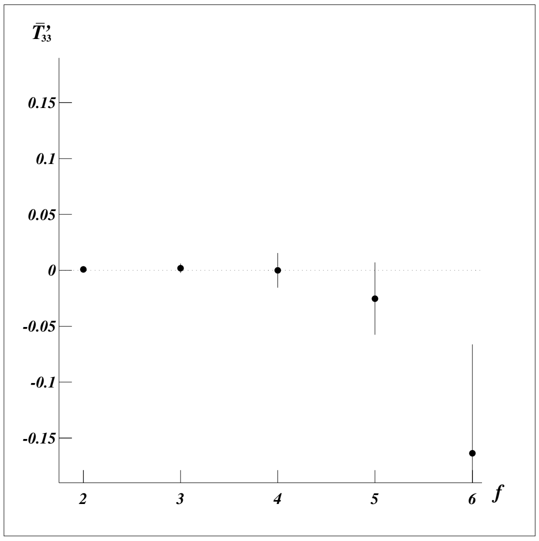

Abbildung 5.16: $\bar{T}'_{33}(f)$ *bei zigarrenförmigen Ereignissen, stufenförmige* $\gamma_k(y)$ *entsprechend dem JADE-Algorithmus mit variablen* $y_{cut_k} = 0.09\gamma_{k,k-1_{max}}$

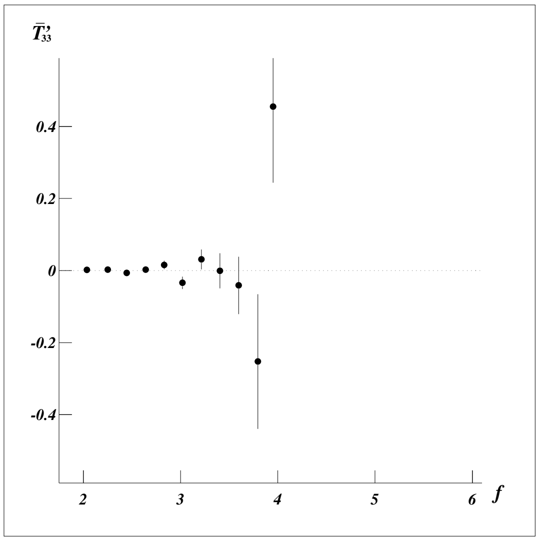

Abbildung 5.17: $\bar{T}'_{33}(f)$ *bei zigarrenförmigen Ereignissen,* $\gamma_k(y)$ *entsprechend den verschmierten Stufen mit dem Sprung bei variablen* $y_{cut_k} = 0.09\gamma_{k,k-1_{max}}$

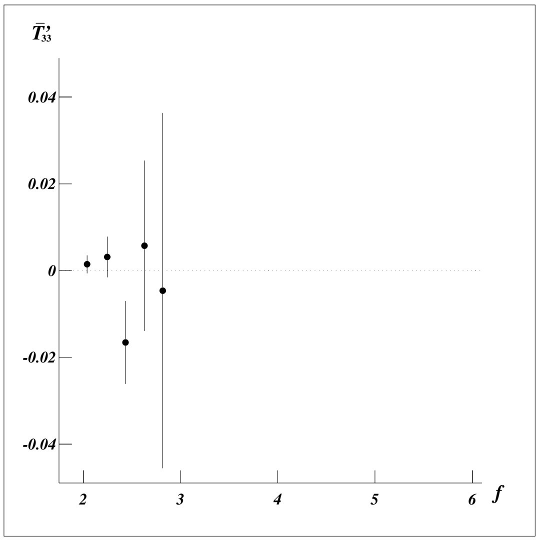

Abbildung 5.18: $\bar{T}'_{33}(f)$ *bei zigarrenförmigen Ereignissen, lineare* $\gamma_k(y) = y/\gamma_{k,k-1_{max}}$

5.3 Kontrollmessung bei *uds*-Ereignissen

In der Theorie erwartet man bei den leichten Quarks keine in diesem Experiment nachweisbare CP-Verletzung in Zerfällen $Z \longrightarrow q\bar{q}XX$. Deswegen ist es nützlich, eine Kontrollmessung mit Ereignissen mit leichten *uds*-Quarks vorzunehmen.
In den Abbildungen 5.19-5.22 sind die Ergebnisse der Kontrollmessung vorgestellt.

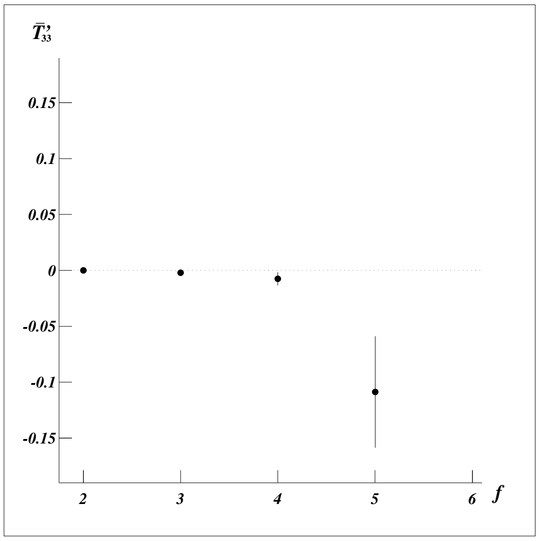

Abbildung 5.19: $\bar{T}'_{33}(f)$ *bei uds-Quarks, stufenförmige* $\gamma_k(y)$ *entsprechend dem JADE-Algorithmus mit Sprungen bei festen* $y_{cut_k} = y_{cut} = 0.03$

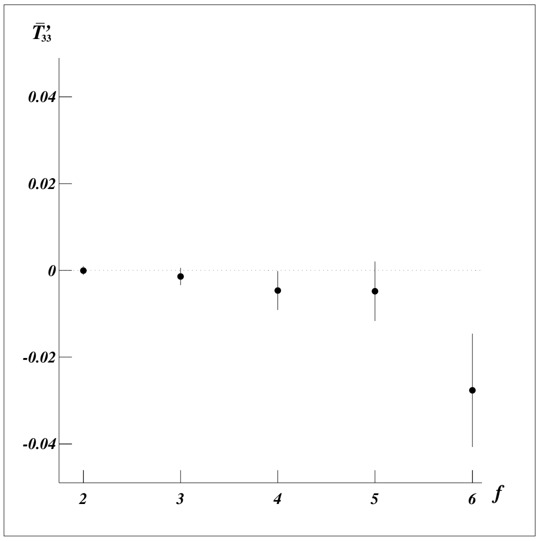

Abbildung 5.20: $\bar{T}'_{33}(f)$ *bei uds-Quarks, stufenförmige* $\gamma_k(y)$ *entsprechend dem JADE-Algorithmus mit variablen* $y_{cut_k} = 0.09\gamma_{k,k-1_{max}}$

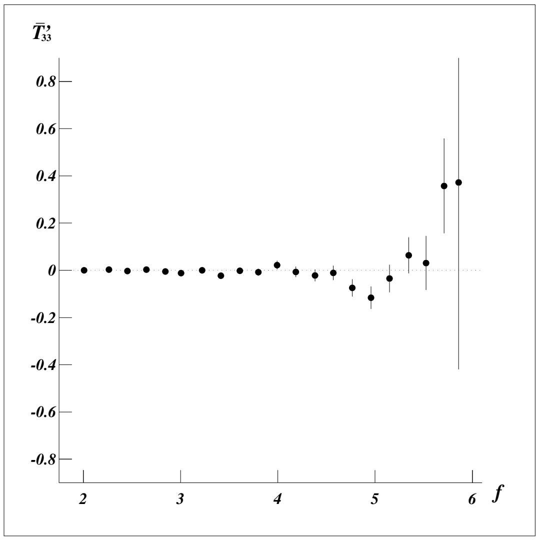

Abbildung 5.21: $\bar{T}'_{33}(f)$ *bei uds-Quarks,* $\gamma_k(y)$ *entsprechend den verschmierten Stufen mit dem Sprung bei variablen* $y_{cut_k} = 0.09\gamma_{k,k-1_{max}}$

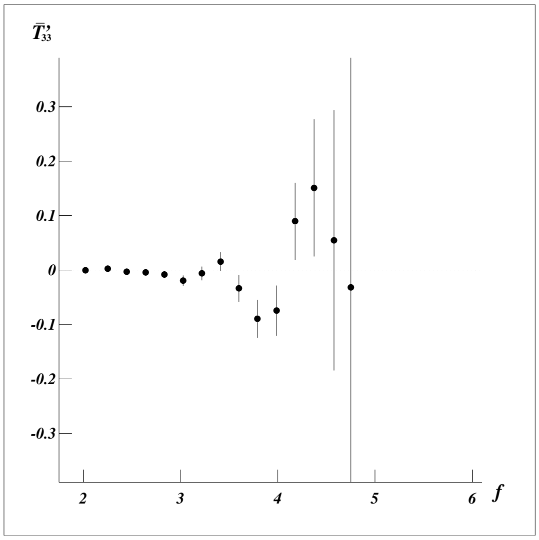

Abbildung 5.22: $\bar{T}'_{33}(f)$ *bei uds-Quarks, lineare* $\gamma_k(y) = y/\gamma_{k,k-1_{max}}$

Aus dieser Messung kann man dann Einiges lernen. So würde sich eine mögliche Vortäuschung der CP-verletzenden Effekte durch den Detektor oder Selektionsschnitte auch in der Messung mit *uds*-Quarks niederschlagen. Die Streuung der Mittelwerte von T'_{33} über entsprechende

Bins kann man daher als mehr oder weniger natürlichen Untergrund ansehen und daraus systematische Unsicherheiten bei der Messung mit b-Quarks abschätzen.
Wenn die Streuung der Werte für $\bar{T}'_{33}(f)$ bei b- und uds-Mengen ungefähr gleich aussehen würde, dann wäre es ein zusätzliches Argument dafür, daß es keine (massenabhängige) CP-Verletzung in hadronischen Z-Zerfällen gibt.

5.4 Ereignisse aus dem mittleren $\mathcal{P}_E$-Bereich

Zur Referenz sind die Ergebnisse für die Ereignisse aus dem mittleren $\mathcal{P}_E$-Bereich in den Abbildungen 5.23-5.26 zu sehen.

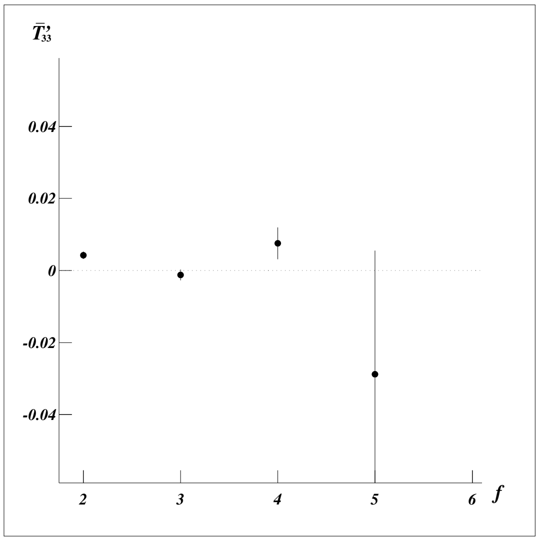

Abbildung 5.23: *$\bar{T}'_{33}(f)$ bei Ereignissen aus dem mittleren $\mathcal{P}_E$-Bereich, stufenförmige $\gamma_k(y)$ entsprechend dem JADE-Algorithmus mit Sprungen bei festen $y_{cut_k} = y_{cut} = 0.03$*

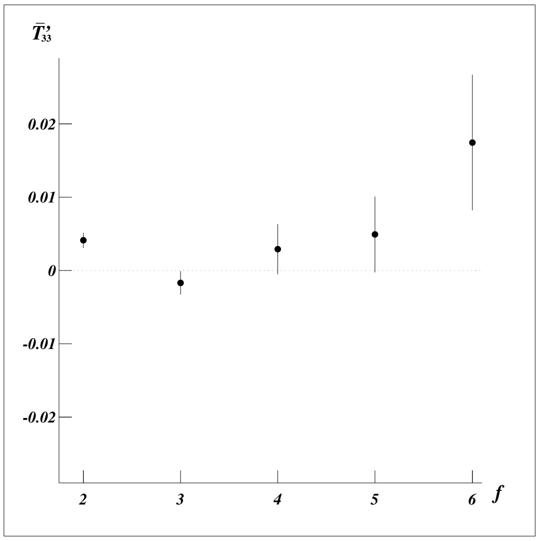

Abbildung 5.24: *$\bar{T}'_{33}(f)$ bei Ereignissen aus dem mittleren $\mathcal{P}_E$-Bereich, stufenförmige $\gamma_k(y)$ entsprechend dem JADE-Algorithmus mit variablen $y_{cut_k} = 0.09\gamma_{k,k-1_{max}}$*

Diese Ereignisse entsprechen Zerfällen mit $\mathcal{P}_E \in [0.001, 0.5]$, wo weder b-, noch uds-Quarks dominieren. Die Menge dieser Ereignisse zeigt große Schwankungen in $\bar{T}'_{33}(f)$, ist aber schwer zu interpretieren.
Im wesentlichen ist diese Menge durch starke Präsenz der c-Quarks interessant. Eine Diskussion der Ergebnisse für diese Menge wäre daher sehr wünschenswert, wenn auch stärkere CP-verletzende Effekte bei b-Quarks erwartet werden.
So wurde z.B. von O. Nachtmann [26] vorgeschlagen, die Meßwerte für die CP-ungerade Observable mit der Wahrscheinlichkeit $\mathcal{P}_E$ zu gewichten, damit würde man auch den mittleren $\mathcal{P}_E$-Bereich berücksichtigen, was auch die zur Verfügung stehende Statistik verbessern würde.
Doch wegen der komplizierten Zusammensetzung dieser Menge (die Anteile verschiedener Quarksorten ändern sich drastisch in Abhängigkeit von $\mathcal{P}_E$) und folglich recht unübersichtlicher Systematik sowie des eigentlichen Ziels der aktuellen Analyse, die CP-Verletzung in $Z \to b\bar{b}XX$ Zerfällen zu suchen, wird hier auf die detaillierte Betrachtung der Ereignisse aus dem mittleren $\mathcal{P}_E$-Bereich nicht eingegangen. Die Messung für solche Ereignisse wird auch bei der anschließenden Diskussion weggelassen.
Die Z-Zerfälle in c-Quarks auf CP-Invarianz zu überprüfen bleibt insofern ein Thema für mögliche weitere Studien.

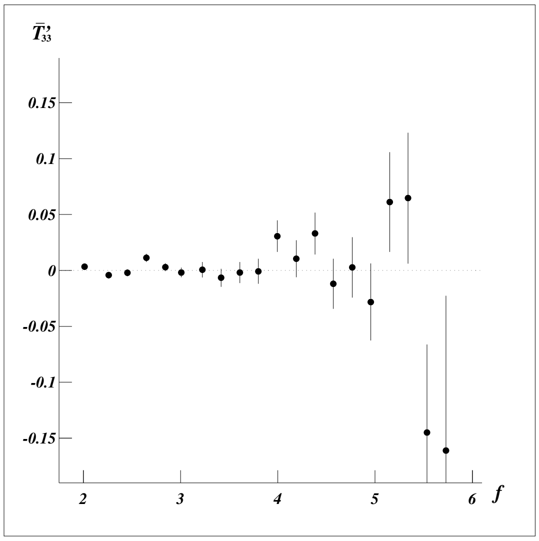

Abbildung 5.25: $\bar{T}'_{33}(f)$ *bei Ereignissen aus dem mittleren* $\mathcal{P}_E$*-Bereich,* $\gamma_k(y)$ *entsprechend den verschmierten Stufen mit dem Sprung bei variablen* $y_{cut_k} = 0.09\gamma_{k,k-1_{max}}$

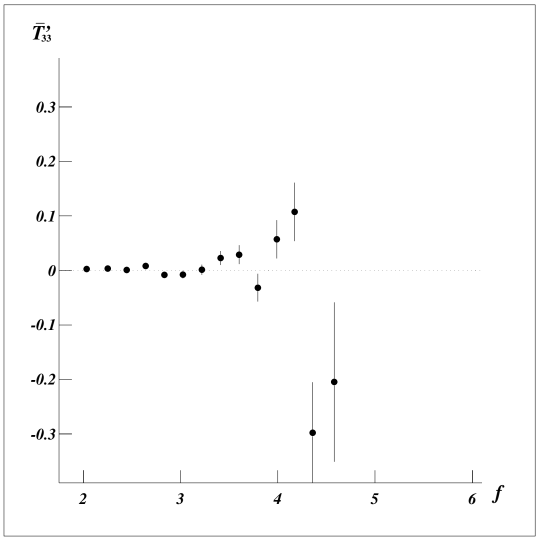

Abbildung 5.26: $\bar{T}'_{33}(f)$ *bei Ereignissen aus dem mittleren* $\mathcal{P}_E$*-Bereich, lineare* $\gamma_k(y) = y/\gamma_{k,k-1_{max}}$

5.5 Diskussion

Zunächst wenden wir uns der Messung bei allen selektierten b-Ereignissen zu. Insgesamt sind alle Werte gut mit Null verträglich, wenn man von statistischen Schwankungen besonders bei großen f (und darum auch geringerer Anzahl der Ereignisse pro Bin) absieht. Interessant ist dabei der Wert im ersten Bin, in dem $f = 2$ ist. Dort zeigt sich eine kleine Abweichung von Null bei allen vier Diagrammen. Die konkreten Werte unterscheiden sich kaum, zur Referenz kann man den Wert für die JADE-konsistente f-Definition angeben.

$$\bar{T}'_{33}(2) = (2.4 \pm 2.0) \cdot 10^{-3}$$

Bei den 112632 Drei-Jet-Ereignisse findet man

$$\bar{T}'_{33}(3) = (0.0 \pm 3.0) \cdot 10^{-3}$$

Der Wert für die 8501 JADE-definierten Vier-Jet-Ereignisse beträgt

$$\bar{T}'_{33}(4) = (-1.8 \pm 10.4) \cdot 10^{-3}$$

Die scheinbar drastische Abweichung der Werte für $\bar{T}'_{33}(f)$ bei den letzten f-Bins in den Abbildungen 5.4 - 5.5 sollen nicht täuschen (in diese Bins fallen bestenfalls 100 Ereignisse) und sind daher von untergeordneter Bedeutung. Diese Argumentation gilt auch für alle übrigen Diagramme dieses Abschnitts. Für die genaue Anzahl der Ereignisse pro Bin wird auf den Anhang A verwiesen.

Der Offset bei $f = 2$ ist noch deutlicher bei aplanaren Ereignissen zu beobachten, die für das Endergebnis der Analyse maßgebend sind. Da hat man natürlich wesentlich weniger Statistik, und das spiegelt sich in größeren Fehlerbalken wieder. So hat man z.B. bei als aplanar eingestuften Zwei-Jet-Ereignissen nach der JADE-Definiton nur 873 Ereignisse im Vergleich zu insgesamt 229239 Zwei-Jet-Ereignissen ohne Schnitt auf die Akoplanarität, wobei gilt

$$\bar{T}'_{33_{apl}}(2) = (31.5 \pm 25.0) \cdot 10^{-3}$$

Die Meßwerte für $\bar{T}'_{33}(2)$ bei anderen f-Definitionen ähneln dem der JADE-Prozedur.
Im mittleren f-Bereich, d.h. im Bereich der aplanaren Vier-Jet-Ereignissen, hat man entsprechend mehr Statistik. Für die 2943 Vier-Jet-Ereignisse nach der JADE-Definition bekommt man den Wert für $\bar{T}'_{33}(4)$, der als das quantitative Endergebnis der Analyse angesehen werden kann:

$$\bar{T}'_{33_{apl}}(4) = (2.0 \pm 17.1) \cdot 10^{-3}$$

Bei planaren Ereignissen hat man insgesamt eine gute Übereinstimmung der Meßwerte mit Null.
Erwähnenswert ist die Tatsache, daß man keinen Offset bei zigarrenförmigen Ereignissen findet, die als eigentliche Zwei-Jet-Ereignisse angesehen werden können. Die Meßwerte für diese Ereignisse sind konsistent mit Null.
Die Kontrollmessung bei uds-Quarks zeigt das Ausmaß natürlicher Schwankungen der Meßwerte, falls man von der CP-Invarianz der Analyse ausgeht. Wenn mögliche Korrelationen wegen der Definition der Objektwahrscheinlichkeit (siehe Abschnitt 5.1.4) außer Betracht belassen werden, sind die Mengen mit b- und mit uds-Quarks völlig unabhängig. Auch hier ist zu bemerken, daß die Schwankungen mit steigendem f größer werden.

Kapitel 6

Simulation

In diesem Kapitel werden simulierte Ereignisse mit und ohne CP-Verletzung behandelt. Das Ziel ist dabei, die Auswirkungen eines CP-verletzenden Effekts auf die Meßergebnisse bei verschiedenen f-Definitionen zu studieren.

6.1 Simulation hadronischer Z-Zerfälle

Für die Simulation hadronischer Z-Zerfälle wird im Rahmen der ALEPH-Kollaboration folgendes, in der Abbildung 6.1 veranschaulichtes Schema verwendet.
Man simuliert in der ersten Stufe die elektroschwachen Prozesse der e^+e^--Annihilation einschließlich eventueller Bremsstrahlung und der Erzeugung des primären Quarkpaares mit Hilfe des Programms DYMU [27]. Die Arbeitsweise dieses Programms basiert auf der Störungstheorie des Standardmodells.
Danach werden mit dem Programm JETSET 7.4 [28] die drei nächsten Phasen simuliert, nämlich Partonschauer, Stringfragmentation und Zerfall hadronischer Resonanzen.
Die Partonschauer-Simulation als eine Folge der Partonenverzweigungen der Art $q \to qg$, $q \to gg$ und $q \to q\bar{q}$ dient zum Umgehen der störungstheoretischen Schwierigkeiten bei der Berechnung der Terme höherer Ordnung für die Gluonabstrahlung. Die aktuellen theoretischen Resultaten reichen nicht aus, um die Z-Zerfälle in eine vorgegebene Endzustandkonfiguration mit der nötigen Präzision zu behandeln.
Jede elementare Verzweigung wird kinematisch durch zwei Variablen beschrieben: die Evolutionsvariable Q^2, die den momentanen Wert von α_s in der logarithmischen Approximation festlegt, und die Verzweigungsvariable z, die die Energieaufteilung zwischen Partonen wiedergibt. Der Partonenschauer entwickelt sich vom primären $q\bar{q}$-Paar aus und endet, wenn die Energie jedes Partons im Schauer für weitere Verzweigungen nicht mehr ausreicht. Als zusätzliche Verfeinerungen werden Korrekturen an die erste Verzweigung des Schauers und eine Winkelordnung der folgenden Zerfälle zur Simulation der Kohärenzerscheinungen angebracht. Die freien Parameter werden durch die Anpassung an die Daten ermittelt, und die letzteren können mit diesem Vorgang gut beschrieben werden.
Für die Simulation der weitgehend unverstandenen Fragmentation benutzt JETSET das Modell der Stringfragmentation [29]. In diesem Modell spannt man zwischen den primären Quark und Antiquark eine imaginäre Feder (String) konstanter Energiedichte. Irgendwo auf diesem String wird ein Gluon abgestrahlt bzw. ein neues $q\bar{q}$-Paar erzeugt, und der String wird entsprechend abgeknickt bzw. in zwei sekundäre Strings gespalten. Wenn die Energie der Strings nicht mehr für die Erzeugung der Quarkpaare reicht, werden die vorhandenen Quarks als Hadronen auf der Massenschale interpretiert.
Die darauffolgenden Zerfälle hadronischer Resonanzen werden im Programm JETSET zum Teil durch das explizite tabellarische Einsetzen bekannter Zerfallskanäle implementiert, zum

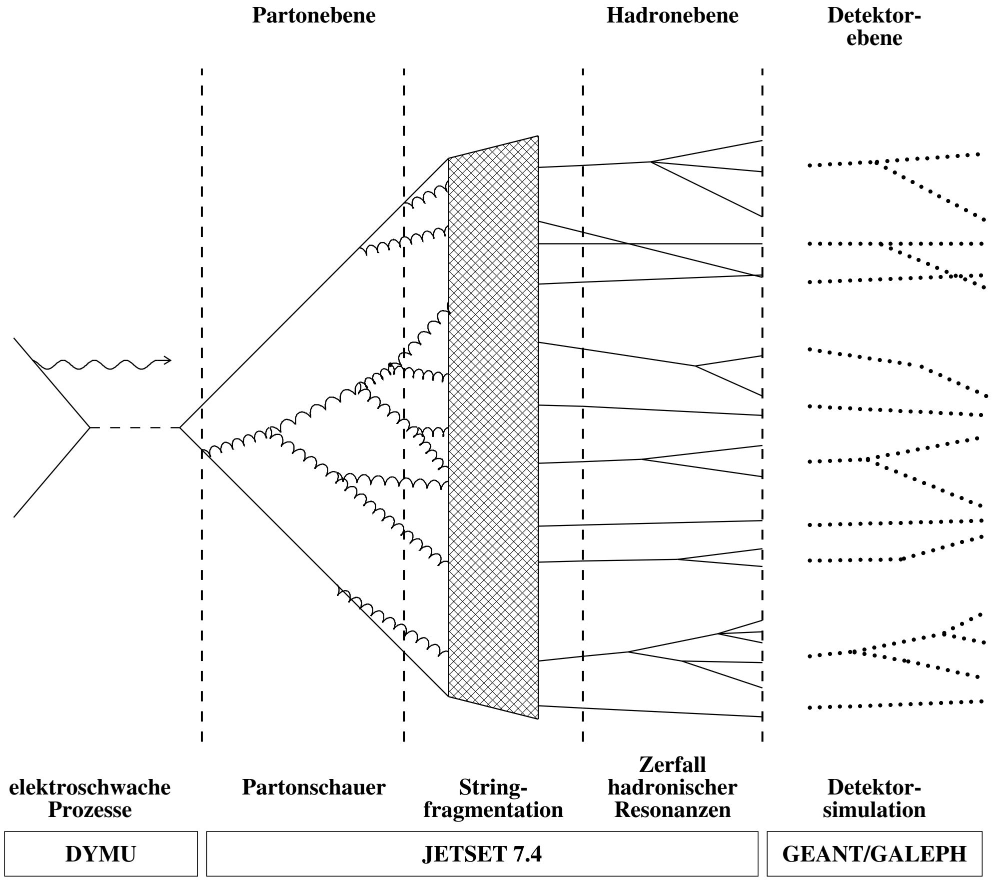

Abbildung 6.1: *Programmschritte zur Simulation eines hadronischen Z-Zerfalls*

Teil aber auch durch Anpassung globaler Parameter an die Daten berücksichtigt.
Danach wird eine detaillierte Detektorsimulation durchgeführt. Das dafür entwickelte Programm GALEPH [30] imitiert die Wechselwirkung zwischen den von JETSET gelieferten Teilchen mit den Detektorkomponenten und produziert die entspechenden Detektorsignale, die anschließend vom Rekonstruktionsprogramm JULIA genauso wie echte Daten behandelt werden und somit später analog zu echten Daten analysiert werden können.
Die so simulierten Daten müssen CP-symmetrisch sein, falls die Funktionsweise des Detektors nicht eine CP-Verletzung vortäuscht. Denn die Simulation erfolgt nach Vorschriften des Standardmodells, deren CP-verletzende Amplituden, wie schon erwähnt, bei Z-Zerfällen völlig vernachlässigt werden können.
In den Abbildungen 6.2 -6.5 wird die Analyse aus dem Kapitel 5, angewendet auf die simulierten Ereignisse, vorgestellt.
Insgesamt sind die Meßwerte in Rahmen der Fehler verträglich mit Null. Die Schwankungen um das Null-Niveau werden allerdings im Vergleich mit b- und uds-Messungen stärker. Dieser Umstand spricht übrigens gegen einen CP-verletzenden Effekt bei der b-Messung, wenn die Schwankungen als das natürliche Maß der statistischen Fluktuationen angesehen wird, i.e. wenn man die CP-Invarianz der Simulation nicht anzweifelt.
Man beachte, daß der Datensatz bei dieser Messung unabhängig von den b- und uds-Messungen ist. Die einzigen Quellen einer Korrelation zwischen ihnen sein können, erstens, daß die Parameter der Simulation an die b- bzw. uds Daten angepaßt wurden, und zweitens, daß die

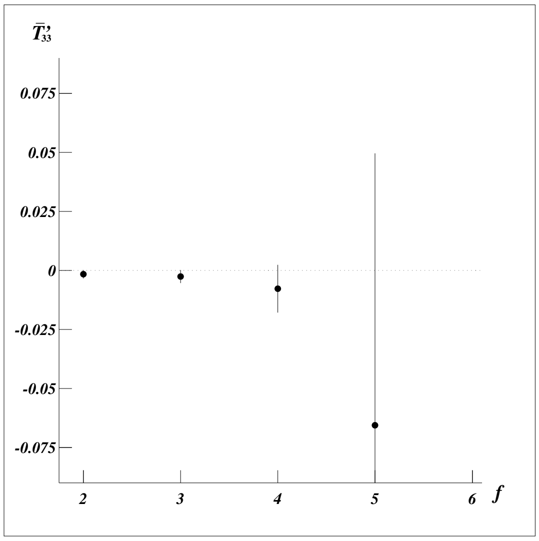

Abbildung 6.2: $\bar{T}'_{33}(f)$ *bei simulierten Ereignissen, stufenförmige* $\gamma_k(y)$ *entsprechend dem JADE-Algorithmus mit Sprungen bei festen* $y_{cut_k} = y_{cut} = 0.03$

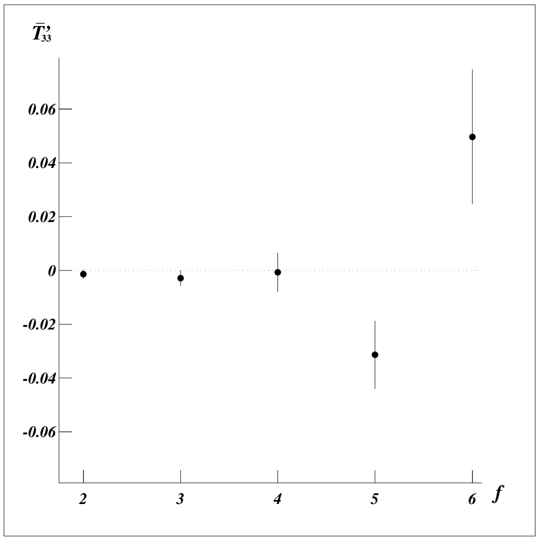

Abbildung 6.3: $\bar{T}'_{33}(f)$ *bei simulierten Ereignissen, stufenförmige* $\gamma_k(y)$ *entsprechend dem JADE-Algorithmus mit variablen* $y_{cut_k} = 0.09\gamma_{k,k-1_{max}}$

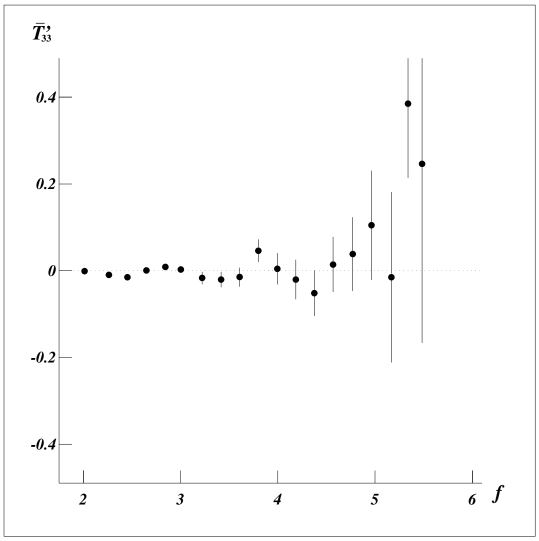

Abbildung 6.4: $\bar{T}'_{33}(f)$ *bei simulierten Ereignissen,* $\gamma_k(y)$ *entsprechend den verschmierten Stufen mit dem Sprung bei variablen* $y_{cut_k} = 0.09\gamma_{k,k-1_{max}}$

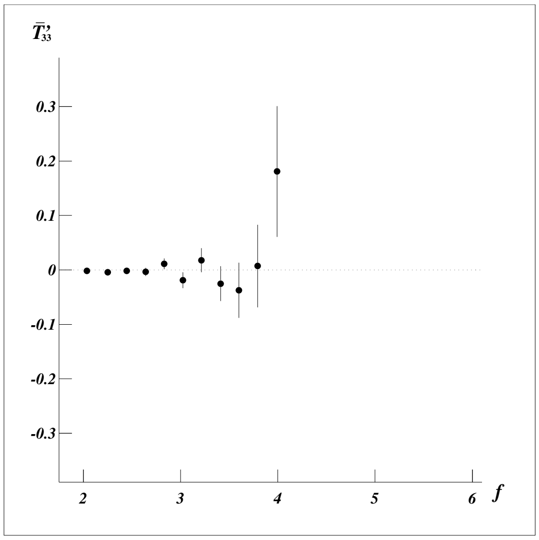

Abbildung 6.5: $\bar{T}'_{33}(f)$ *bei simulierten Ereignissen, lineare* $\gamma_k(y) = y/\gamma_{k,k-1_{max}}$

Konstruktion des Detektors systematisch die Daten beeinflußt.
Es sei an der Stelle noch einmal daran erinnert, daß die Jetmultiplizität f wie folgt definiert war:

$$f = \sum_{\forall k} k\, P_k(y_{6,5}, y_{5,4}, \dots) = f(y_{\forall i,i-1}(E_{\forall n} \cdot E_{\forall m}, \cos\theta_{\forall nm})) = f(E_{\forall n} \cdot E_{\forall m}, \cos\theta_{\forall nm})$$

Hier steht E_n für die Energie der n-ten Spur und θ_{nm} für den Winkel zwischen den Spuren n und m. Der Wert von f ändert sich also nicht unter der CP-Transformation. Da aber T'_{33} CP-ungerade ist, ist jede beliebige nichttriviale Abhängigkeit $\bar{T}'_{33}(f) \not\equiv 0$ CP-verletzend.

6.2 Simulation der CP-verletzenden Effekte

Zur Simulation der CP-Verletzung in Zerfällen $Z \to b\bar{b}X$ wurde das Programm CP3JET von W. Bernreuther benutzt [20]. In diesem Programm werden unter Berücksichtigung der Kopplungsparameter h_{A_b} und h_{V_b} (oder, genauer gesagt, deren linearen Kombination $\hat{h}_b$) der CP-verletzenden Lagrange-Dichte $\mathcal{L}_{\not{CP}}(x)$ aus dem Abschnitt 3.1.2 die Viererimpulse des $b\bar{b}$-Paares und des Gluons generiert.
Da die Größe CP-verletzende Effekte von der Kopplung $\hat{h}_b$ linear abhängen soll, soll auch für den Wert von $\bar{T}'_{33}(f)$ in jedem f-Bereich $\bar{T}'_{33}(f, \hat{h}_b) = \hat{h}_b Y(f)$ gelten, wobei $Y(f)$ eine für einen bestimmten f-Bin (und eine bestimmte f-Definition) spezifische Konstante ist.

6.2.1 Verteilungen von T'_{33} gegen f bei verschiedenen $\hat{h}_b$

Wegen der Divergenzen wird im Programm CP3JET ein Auflöseparameter $y^S_{cut} = 0.04$ eingeführt, so daß nur solche Ereignisse generiert werden, für die der maximale JADE-Abstand zwischen Partonen $y_{3,2} \geq 0.04$ ist. Dies bedeutet, daß alle Ereignisse bei der Anwendung der JADE-konsistenten Definition der Jetmultiplizität mit dem Abscheidewert $y_{cut} = 0.03$ als Drei-Jet-Ereignisse eingestuft werden. Der dazugehörige Wert von $\bar{T}'_{33}(3)$ entspricht der theoretischen Erwartung für die Messung bei einem vorgegebenen $\hat{h}_b$ ohne Schnitte und in Abwesenheit des Untergrundes.
Für verschiedene $\hat{h}_b$ und verschiedene f-Definitionen hat man auch unterschiedlich große Abweichungen des $\bar{T}'_{33}$ von Null. Die funktionale Abhängigkeit $\bar{T}'_{33}(f)$ bleibt aber über den interessanten Bereich von $\hat{h}_b$ im Wesentlichen erhalten. Im Falle der verschmierten Stufe bekommt man z.B. bei $\hat{h}_b = -2.075$ die in der Abbildung 6.6 präsentierte kontinuierliche Abhängigkeit des Mittelwertes von T'_{33} von der Jetmultiplizität f.

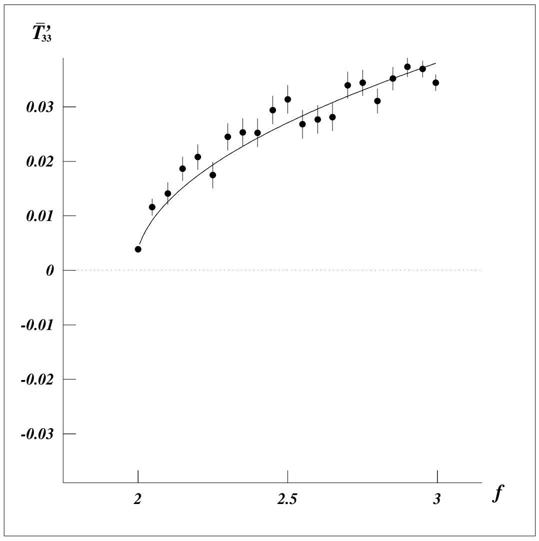

Abbildung 6.6: $\bar{T}'_{33}(f)$ *bei* $\gamma_k(y)$ *in der Form der verschmierten Stufen,* $\hat{h}_b = -2.075$

Die wichtige Erkenntnis, die man aus der Gestalt dieser funktionalen Abhängigkeit gewinnt, ist, daß die CP-verletzenden Effekte mit steigendem f anwachsen. Das wird auch in der Theorie erwartet, denn kleine f entsprechen kleinen $y_{3,2}$, und solche Drei-Jet-Ereignisse müssen im Limes in Zwei-Jet-Ereignisse übergehen.
Das Gleiche kann man auch so sagen, daß die Empfindlichkeit von T'_{33} auf CP-verletzende

Effekte bei höheren Jetmultiplizitäten zunimmt[1].
Diese Tatsache bedeutet, daß eine mögliche CP-Verletzung gerade bei Ereignissen höherer Jetmultiplizität deutlicher zu sehen sein sollte, was im nachhinein als eine zusätzliche Motivation für diese Analyse im Vergleich mit [6] bewertet werden kann.
Die Möglichkeit, einn Signal herauszufiltern, bestünde darin, daß man die funktionale Abhängigkeit $\bar{T}'_{33}(f)$ versteht und sich nicht mehr auf die Messung von $\bar{T}'_{33}$ bei einem festen f konzentriert, sondern in die Lage versetzt wird, die Information aus der Form dieser Kurve zu entnehmen und damit Bereiche verschiedener Empfindlichkeit beim Ausrechnen von $\hat{h}_b$ entsprechend mitzuberücksichtigen.

6.2.2 Beschreibung der Verteilung durch Wurzelfunktion

Angesichts der Diskussion aus dem Kapitel 4 wurden an die gemessenen Abhängigkeiten $\bar{T}'_{33}(f)$ bei verschiedenen kontinuierlichen Definitionen für die Jetmultiplizität f Wurzelfunktionen mit zwei Parametern A und f_c gemäß Abschnitts 4.3.4 angepaßt.

$$\bar{T}'_{33} = A\sqrt{f - f_c}$$

Der Anfangswert mit dem entsprechenden Abschätzungsfehler für diese Wurzelfunktion bekommt man aus der Anpassung an die Meßwerte (z.B. ist $f_c = 1.9888 \pm 0.0014$ für die Abbildung 6.6, was recht gut mit zwei kompatibel ist). Wie schon gesagt, den Wert $f_c = 2$ erwartet man auch wegen der Überlegung, daß Ereignisse jeder Jetmultiplizität, die mit dem CP3JET-Programm generiert werden, CP-asymmetrisch sein sollen. Dabei sollte die Asymmetrie bei kleinen JADE-Abständen zwischen Partonen gegen Null gehen, weil sich solche Drei-Jet-Ereignisse immer mehr den CP-symmetrischen Zwei-Jet-Ereignissen nähern. Und immer kleinere JADE-Abstände entsprechen der Bewegung zur Zwei auf der f-Achse.
Dieser Umstand bedeutet jedoch, daß die Annahmen aus dem Abschnitt 4.3 nicht mehr ganz zutreffen. Nämlich gibt es jetzt keine CP-symmetrische Phase in f, und so wird die verzweigungstheoretische Behandlung des Überganges mathematisch nicht streng.
Bei kleineren Werten für den Kopplungsparameter $\hat{h}_b$ werden die Anpassungen nicht mehr so überzeugend, so daß der Anfangswert f_c deutlich über zwei liegt, aber *epistula non erubescit*, und die χ^2-Anpassungen unter Annahme $f_c = 2$ wurden doch bei verschiedenen kleinen Werten für die Kopplung $\hat{h}_b$ gemacht, wobei vernünftige χ^2 herauskamen. In der Tabelle 6.1 sind Werte für die durch die Anpassung erhaltenen Parameter A zusammengefaßt.
In den Abbildungen 6.7-6.8 werden die Relationen zwischen der CP-verletzenden Kopplung $\hat{h}_b$ und dem Parameter A aus den Anpassungen von Wurzelfunktionen an die generierten Verteilungen $\bar{T}'_{33}(f)$ bei zwei verschiedenen, kontinuierlichen f-Definitionen gezeigt. Um die Werte für χ^2 richtig interpretieren zu können, muß man darauf achten, daß sie unter der Annahme gaußförmiger Verteilungen von T'_{33} ermittelt wurden. Die Verteilungsbreite von T'_{33} ist aber größer als die der entsprechenden Gauß'schen Verteilung, daher wird χ^2 etwas unterschätzt.
Wie erwartet, die Abhängigkeit $A(\hat{h}_b)$ ist linear, zumindest bei kleinen $\hat{h}_b$, wobei die Proportionalitätskonstanten bei verschiedenen Definitionen von f ungleich sind.

[1] Es läßt sich auch aus der Definition des Tensors T'_{33} (Seite 14) ablesen. Wenn man im Kopf die $\hat{k}_b$-$\hat{k}_{\bar{b}}$ Ebene fixiert und nur den $\hat{k}_b$-$\hat{k}_{\bar{b}}$ Winkel $\theta_{b\bar{b}}$ variiert, so ändern sich weder der Vektor $\left(\hat{k}_{\bar{b}} \times \hat{k}_b\right) / \left|\hat{k}_{\bar{b}} \times \hat{k}_b\right|$ noch die Richtung des Vektors $(\hat{k}_{\bar{b}} - \hat{k}_b)$.
Da aber die Länge des Vektors $|\hat{k}_{\bar{b}} - \hat{k}_b| = 2(1 - \cos\theta_{b\bar{b}})$ ist, ist auch T'_{33} proportional zu $(1 - \cos\theta_{b\bar{b}})$. Und der selbe Ausdruck steht in der Definition des JADE-Abstandes, der auf natürliche Weise den Wert für f in jeder beliebigen f-Definition vorgibt.

$\hat{h}_b$	Stufen A	χ^2(17 Pts)	Linear A	χ^2(19 Pts)
-0.296	0.0124± 0.0005	5.565	0.0173± 0.0007	3.625
-0.207	0.0086± 0.0005	5.028	0.0121± 0.0007	3.460
-0.148	0.0062± 0.0005	2.050	0.0085± 0.0007	1.735
-0.099	0.0037± 0.0005	1.206	0.0051± 0.0007	1.293
0.000	0.0003± 0.0005	1.328	0.0005± 0.0007	2.108
0.099	-0.0046± 0.0005	2.111	-0.0066± 0.0007	2.515
0.148	-0.0082± 0.0005	3.770	-0.0114± 0.0007	3.040
0.207	-0.0103± 0.0005	4.875	-0.0142± 0.0007	4.069
0.296	-0.0141± 0.0005	5.839	-0.0196± 0.0007	4.209

Tabelle 6.1: *Parameter der angepaßten Wurzelfunktionen*

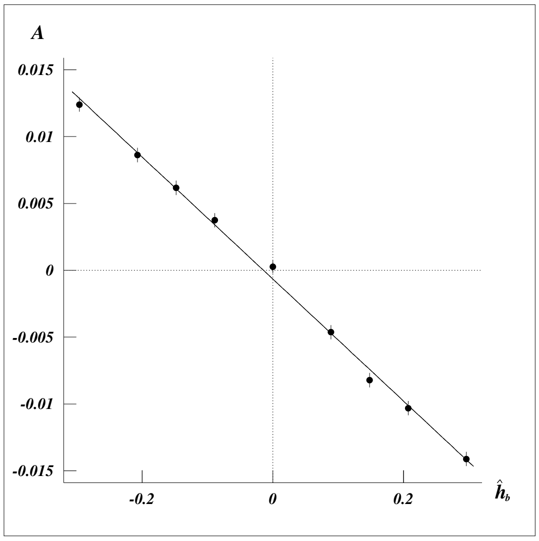

Abbildung 6.7: $A(\hat{h}_b)$ *bei CP3JET-generierten Ereignissen,* $\gamma_k(y)$ *als verschmierte Stufen*

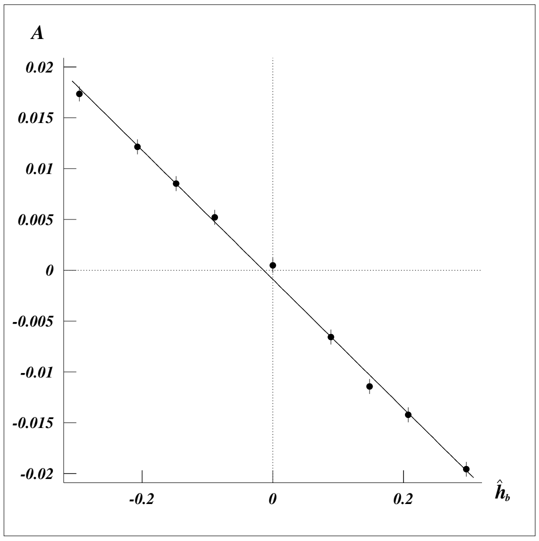

Abbildung 6.8: $A(\hat{h}_b)$ *bei CP3JET-generierten Ereignissen, lineare* $\gamma_k(y)$

6.2.3 Einschätzung von $\hat{h}_b$ aus Drei-Jet-Zerfällen

Nun läßt sich im Prinzip die Kopplung $\hat{h}_b$ aus der Form der Funktion $\bar{T}'_{33}(f)$ bei den planaren ($\mathcal{A} < 0.05$), aber nicht zigarrenförmigen ($\mathcal{S} > 0.1$) Ereignissen ablesen, die als Drei-Jet-Zerfälle angesehen werden können.
Aus der Anpassung einer Wurzelfunktion an die Verteilungen $\bar{T}'_{33}(f)$ bei beiden kontinuierlichen f-Definitionen wurden zwei mehr oder weniger unabhängige Abschätzungen für den Wert $\hat{h}_b$ erhalten. Bei der Definition der Jetmultiplizität durch γ_k als verschmierte Stufen mit dem Sprung bei $y_{cut_k} = 0.09\,\gamma_{k,k-1_{max}}$ bekommt man

$$\hat{h}_b = 0.034 \pm 0.107$$

Bei linearen γ_k ist der Wert für die Kopplung

$$\hat{h}_b = 0.049 \pm 0.096$$

Diese Werte stimmen sehr gut miteinander und mit dem Wert aus [6] überein. Dabei muß allerdings auf folgendes geachtet werden.

Die Proportionalitätskonstanten aus dem Abschnitt 6.2.2 wurden ohne Berücksichtigung des Einflusses der Selektionsschnitte erhalten. Die letzteren schneiden aber gewisse Bereiche des Phasenraumes für Jettopologien ab, und es hat erhebliche Auswirkungen auf die Verteilung von T'_{33} in den selektierten Daten.
Von M. Wunsch wurde vorgeschlagen [31], daß man bei der Bestimmung der Proportionalitätskonstanten die Verkleinerung des Phasenraumes in Betracht zieht, indem man eine Neugewichtung vornimmt.
Für jedes Ereignis in einer Datenmenge wird das Gewicht w_i der entsprechenden Jettopologie im CP3JET-simulierten Datensatz bestimmt und der Wert für T'_{33} dieses Ereignisses damit gewichtet. Für die gesamte Datenmenge bekommt man dann einen gewichteten Mittelwert

$$\bar{T}'_{33_{gew}} = \frac{\sum\limits_{\forall i} w_i T'_{33_i}}{\sum\limits_{\forall i} w_i}$$

Auch dieser gewichtete Mittelwert muß linear von der Kopplung $\hat{h}_b$ abhängen. Aus der Anpassung einer Geraden an die Punkte $\bar{T}'_{33_{gew}}$ bei verschiedenen Werten von $\hat{h}_b$ gewinnt man die experimentelle Proportionalitätskonstante Y_{exp}, die den Einfluß der Selektion enthält.
Da eine solche Neugewichtung bei der Bestimmung der Geraden aus den Abbildungen 6.7-6.8 nicht gemacht wurde, sind die Werte für die CP-verletzende Kopplung $\hat{h}_b$ nur bedingt als eigenständiges Ergebnis zu betrachten. Darum wurde auch auf die Untersuchung systematischer Fehler verzichtet.

6.2.4 Analysemethode für Vier-Jet-Zerfälle

Die Diskussion aus den Abschnitten 6.2.2 und 6.2.3 gibt einem die Analysemethode zum Berechnen von $\hat{h}_b$ in Vier-Jet-Zerfällen aus der Verteilung $\bar{T}'_{33}(f)$, vorausgesetzt, man verfügt über das entsprechende Simulationsprogramm für vier Jets. Die Vorgehensweise würde dann wie folgt aussehen:

- Man generiert Datensätze mit CP-Verletzung bei verschiedenen $\hat{h}_b$.
- Man nutzt die Freiheit in der Definition der Jetmultiplizität aus, bekommt bei jedem konkreten $\hat{h}_b$ die Abhängigkeit $\bar{T}'_{33}(f)$ in Form einer Wurzelfunktion und bestimmt deren Anfangswert f_c.
- Man selektiert die für die Analyse interessanten Ereignisse gemäß Abschnitts 5.1 und mißt die Abhängigkeit $\bar{T}'_{33}(f)$.
- Man berücksichtigt in jedem Bin der Verteilungen von generierten Ereignissen den Einfluß der Selektionsschnitte auf den Phasenraum für Jettopologien, dafür nimmt man eine Neugewichtung der Werte für T'_{33} in jedem Bin wie oben beschrieben vor.
- Man paßt an die neugewichteten simulierten Verteilungen $\bar{T}'_{33_{gew}}(f)$ bei verschiedenen $\hat{h}_b$ Wurzelfunktionen mit dem festem f_c an und ermittelt die Anpassungsparameter A. Damit erhält man die Proportionalitätskonstante $Y_{exp} = A/\hat{h}_b$.
- Man berechnet den Experimentwert für die Kopplung $\hat{h}_b$, indem man die Wurzelfunktion mit demselben f_c an die selektierten Daten anpaßt und den erhaltenen Wert A durch die Proportionalitätskonstante Y_{exp} teilt.

Kapitel 7

Systematische Fehler

In diesem Kapitel werden Ursachen möglicher systematischen Einflüsse verschiedener Teile des Meßalgorithmus auf die numerischen Ergebnisse der Analyse betrachtet. Dabei haben einzelne Ergebnisse im Prinzip eigene Systematik und sollten demzufolge auch einzeln auf systematische Unsicherheiten untersucht werden.
So gehören algorithmuspezifische Parameter wie der Klassenparameter c aus der Definition von γ_k (und die konkrete Definition von der Jetmultiplizität insgesamt), der Abschneidewert für die Sphärizität oder das Festlegen eines Anfangswertes für die Wurzelfunktion zu den ersten Kandidaten für systematische Studien, wenn sich das Endergebnis der Analyse auf eine kontinuierliche Definition der Jetmultiplizität beruft. Die auf solchen, kontinuierlichen Definitionen der Jetmultiplizität basierten Rechnungen haben aber bei dieser Analyse keinen Einfluß auf das Endergebnis, damit wird aus Zeitmangel auf systematische Untersuchungen der bei den kontinuierlichen f-Definitionen auftauchenden Unsicherheiten verzichtet.
Da das eigentliche Endergebnis dieser Arbeit der Erwartungswert für die CP-ungerade Observable T'_{33} bei vier Jets ist, wird man sich hier auf die wesentlichen, für diesen Wert maßgebenden Unsicherheiten konzentrieren, darunter der Einfluß der Schnitte der Ereignisselektion einschließend der Selektion der b-Ereignisse, die Güte der Jetrekonstruktion, mögliche Vortäuschung der CP-Verletzung durch den Detektor sowie die CP-Invarianz des Untergrundes, sprich der verworfenen Ereignisse. Zusätzlich wird als mögliche systematische Abweichung der Offset bei Zwei-Jet-Ereignissen nach der JADE-Definition der Jetmultiplizität mitberücksichtigt.
Die so ermittelten systematischen Fehler für die Teile der Analyse werden dann zu einem Gesamtfehler quadratisch addiert. Für den gesamten systematischen Fehler bekommt man den folgenden Wert:

$$\Delta_{syst}\bar{T}'_{33}(4) = 9.9 \cdot 10^{-3}$$

Die diesen Wert bestimmenden systematischen Fehler von verschiedenen Teilen der Analyse werden im Folgenden individuell erläutert.

7.1 Einfluß der Schnitte

Für die Abschätzung des Einflusses der Schnitte wurden sie einzeln variiert, und die übrigen Schnitte blieben bei ihren Werten. Mögliche Korrelationen zwischen den Schnitten wurden nicht berücksichtigt. Daher wurde eine konservative Fehlerabschätzung gemacht.
Die Frage, wie stark die Schnittwerte variiert werden sollten, läßt sich nur schwer beantworten. Hier lehnt sich diese Analyse an [6] an, und die Variationsgrenzen für die Abschneideparameter werden von [6] übernommen.

Die Variation der Ereignisschnitten brachte in [6] keine erwähnenswerten Abweichungen des Mittelwertes von T'_{33}. Die Ursache dafür war, daß die verworfenen Ereignisse nur selten von nur einem der Schnitte zurückgewiesen werden. Die Ereignisschnitte waren im Vergleich zu den Jetschnitten völlig vernachlässigbar. Diese Argumentation bleibt auch für die aktuelle Arbeit bestehen, denn die Ereignisschnitte auf den gesamten Zerfall angewendet werden, hängen also nicht von der Jetmultiplizität ab.
Die Jetschnitte sowie der Schnitt auf die Akoplanarität müssen dagegen neu variiert werden. Die Ergebnisse der Variation sind in der Tabelle 7.1 zusammengefaßt.

Schnitt	$\Delta_{max}\bar{T}'_{33}(4)$
Geladene Multiplizität N_{ch}	0.0023
Totale Multiplizität N_{tot}	0.0024
$\cos\theta_{Thrust}$	0.0006
Sichtbare Energie E_{vis}	0.0001
Akoplanarität $\mathcal{A}$	0.0022
Gesamtfehler	0.0040

Tabelle 7.1: *Fehler von einzelnen Schnitten*

7.2 Selektion der b-Ereignisse mit dem $\mathcal{P}_E$-Schnitt

Die Auswahl der Mengen mit b-Quarks (bzw. uds-Quarks) war durch den Abschneidewert für die Ereigniswahrscheinlichkeit $\mathcal{P}_E$ gemäß Abschnittes 5.1.4 festgelegt. Dabei könnte der $\mathcal{P}_E$-Schnitt gewisse kinematische Konfigurationen des $b\bar{b}$-Paares und damit auch bestimmte Werte der T'_{33}-Verteilung begünstigen, so daß ein CP-verletzender Effekt künstlich erzeugt wird. Das kann in den Daten verschiedener Jahre unterschiedlich stark sein, denn die Funktion $\mathcal{R}(x)$ (siehe Seite 30) wurde separat für jedes Jahr durch die Anpassung an die Daten dieses Jahres erhalten.
In [6] wurde der Einfluß der Veränderung von $\mathcal{P}_E$ auf $\bar{T}'_{33}$ ausführlich studiert. Die Daten wurden in Untermengen entsprechend kleinen Bereichen $[\mathcal{P}_E, \mathcal{P}_E + \delta\mathcal{P}_E]$ aufgeteilt, und die Verteilung $T'_{33}(\mathcal{P}_E)$ wurde für jeden Bereich analysiert. Dafür studierte man in den einzelnen $\mathcal{P}_E$-Bereichen die Signifikanzverteilung

$$\sigma_{\mathcal{P}} = \frac{\bar{T}'_{33}(\mathcal{P}_E)}{\Delta\bar{T}'_{33}(\mathcal{P}_E)}$$

Es wurde keine wesentliche Abweichung des Mittelwertes von Null gefunden. Die Verteilung der Signifikanzen war nicht ganz gaussförmig. Um die Verstärkung der rein statistischen Fluktuationen durch diese Tatsache numerisch zu erfassen, wurde die Gesamtfluktuation der Signifikanz $\sigma_{\mathcal{P}}$ wie folgt konservativ abgeschätzt:

$$\sigma_{\mathcal{P}} = \frac{\bar{T}'_{33}(\mathcal{P}_E)}{\Delta\bar{T}'_{33}(\mathcal{P}_E)} \leq |\bar{\sigma}_{\mathcal{P}}| + \Delta\sigma_{\mathcal{P}} = 0.3$$

Für den systematischen Fehler durch den $\mathcal{P}_E$-Schnitt wird dann angenommen:

$$\Delta_{\mathcal{P}_E}\bar{T}'_{33} = \Delta_{stat}\bar{T}'_{33} \cdot 0.3$$

Diese Abschätzung kann man auch bei vier Jets übernehmen, denn der $\mathcal{P}_E$-Wert wird im wesentlichen nur von den b-Jets bestimmt, und umgekehrt, nur die b-Jets werden meist von einer Variation von $\mathcal{P}_E$ betroffen. Der systematische Fehler wird damit auf $\Delta_{\mathcal{P}_E}\bar{T}'_{33}(4) = 0.017 \cdot 0.03 = 0.0051$ abgeschätzt.

7.3 Jetrekonstruktion

Eine weitere Quelle systematischer Fehler ist die falsche Rekonstruktion der Richtungen der Jets, die dann für die Berechnung der CP-ungeraden Observablen benutzt werden. Das ist nicht zu vermeiden, weil ein Teil der Teilchen im Detektor nicht nachgewiesen wird (denke man z.B. an Neutrinos bzw. endliche Nachweiswahrscheinlichkeit für jedes Teilchen). Auch kann es zur fehlerhaften Zuordnung der Spuren zu den Jets kommen, was sich in verfälschten Richtungen der letzteren niederschlägt.
Zum Bestimmen des dazugehörigen systematischen Fehlers wird der JETSET-simulierte Datensatz benutzt. Man errechnet bei den b-Ereignissen außer T'_{33} auch den Wert T'_{33_b}, den man aus den Impulsrichtungen des $b\bar{b}$-Paares bekommt.
Als der systematischer Fehler $\Delta_{Jet}\bar{T}'_{33}$ wird der Betrag des Mittelwertes der Differenzverteilung $\langle T'_{33_b} - T'_{33} \rangle$, addiert mit dem Fehler auf diesen Mittelwert, angegeben. Der auf diese Weise erhaltene Wert für den systematischen Fehler wegen inkorrekter Jetrekonstruktion beträgt bei dieser Analyse $\Delta_{Jet}\bar{T}'_{33} = 0.0071$.

7.4 CP-Symmetrie des Detektors

Die Arbeitsweise des Detektors kann eine Vortäuschung der CP-Verletzung verursachen. Es wurde z.B. bei der Suche nach CP-Verletzung in leptonischen Z-Zerfällen ([3],[32] und [33]) verdeutlicht, wo sich ein Fehler im Rekonstruktionsprogramm wie eine Verdrehung der TPC-Endplatten auswirkte, was eine erhebliche Abweichung des Mittelwertes des auch damals verwendeten T'_{33} von Null zur Folge hatte. In den Daten des Jahres 1992 konnten auch CP-Asymmetrien bei der Untersuchung von $\mu^+\mu^-$-Paaren nachgewiesen werden, wo keine CP-Verletzung erwartet wird [32].
Eine mögliche Vortäuschung der CP-Verletzung wurde auch bei hadronischen Z-Zerfällen untersucht [6][7]. Dafür wurde jedes Ereignis in zwei Hemisphären bezüglich der Thrust-Achse geteilt. Aus jeder Hemisphäre wurde eine Spur zufällig ausgewählt, und der Wert für T'_{33} wurde mit den Impulseinheitsvektoren dieser Spuren berechnet.
Die gemessene CP-Asymmetrie in der so gebildeten Datenmenge war in Rahmen einer Standardabweichung konsistent mit Null. Die Gültigkeit dieser Methode ist unabhängig von der Anzahl der Jets. Deswegen wird der Mittelwert von T'_{33} für die Menge der Einzelspurpaare als der systematische Fehler betrachtet, der durch den Detektor verursacht wird:

$$\Delta_{Det}\bar{T}'_{33}(4) = 0.0008.$$

7.5 Verworfene Ereignisse

Im Prinzip ist die CP-Invarianz der durch die Schnitte verworfenen Ereignisse durch die Untersuchung der Schnitte überprüft worden. Ein CP-ungerade Untergrund, der im systematischen Fehler durch die Schnitte nicht erfaßt wird, kann daher nur aus den verworfenen Ereignissen bestehen, die nicht durch die Variation der Schnittwerte im Abschnitt 7.1 berücksichtigt wurden.

Nicht bestandener Schnitt	$\bar{T}'_{33}$
Jet-Eigenschaften	0.0019 ± 0.0021
Auswahl hadronischer Ereignisse	-0.0034 ± 0.0037
Selektion der b- bzw. uds-Ereignisse	0.0023 ± 0.0011
Ausrechenbarkeit von T'_{33}	-0.0002 ± 0.0029

Tabelle 7.2: *CP-Invarianz der verworfenen Ereignisse*

Einzelne Klassen verworfener Ereignisse wurden auf ihre CP-Invarianz getestet, die Ergebnisse sind in der Tabelle 7.2 präsentiert. Alle Mengen sind in Rahmen der Fehler CP-symmetrisch. Die Menge aus dem mittleren $\mathcal{P}_E$-Bereich wurde im Abschnitt 5.4 besprochen. Eine detaillierte Untersuchung dieser Ereignisse steht noch aus.

Kapitel 8

Résumé

Bei der vorliegenden Analyse wurde nach CP-Verletzung in Zerfällen $Z \to b\bar{b}XX$ mit Hilfe einer CP-ungeraden Observablen T'_{33} gesucht. Die Arbeit lehnte sich an frühere Analysen [6][7][31] an, wo Zerfälle $Z \to b\bar{b}g$ untersucht wurden.
Für die Analyse standen über 3.5 Millionen hadronische Z-Zerfälle zur Verfügung, die in den Jahren 1991-1995 mit dem Detektor ALEPH am Europäischen Teilchenforschungszentrum CERN nachgewiesen wurden. Durch einen Lebenszeitalgorithmus wurde aus diesem Datensatz eine Untermenge mit b-Quarks selektiert.
Um eine wirksame Prüfung der CP-Invarianz dieser Menge zu ermöglichen, wurde eine Klasse der CP-blinden Definitionen der Jetmultiplizität f eines Zerfalls eingeführt. Eine bestimmte Definition der Jetmultiplizität aus dieser Klasse bedeutete eine entsprechende Trennung der Datenmenge in eine diskrete oder kontinuierliche Gruppe der Untermengen, bei der Abwesenheit der CP-verletzenden Effekte mußten daher Mittelwerte von T'_{33} in jeder Untermenge verträglich mit Null sein.
Die Meßwerte $\bar{T}'_{33}(f)$ wurden bei verschiedenen f-Definitionen für alle sowie getrennt für die aplanaren, planaren und zigarrenförmigen b-Ereignisse ermittelt. Abhängigkeiten $\bar{T}'_{33}(f)$ waren in Rahmen der statistischen Fluktuationen konsistent mit Null.
Bei der JADE-Prozedur zur Bildung der Jets, die auch bei den Arbeiten der Vorgänger benutzt wurde, wurde der Mittelwert der Observablen T'_{33} bei Vier-Jet-Zerfällen bestimmt.

$$\bar{T}'_{33}(4) = (2.0 \pm 17.1_{stat} \pm 9.9_{syst}) \cdot 10^{-3}$$

Sobald nun ein Simulationsprogramm für die Generierung der Viererimpulse der vier Partonen unter Berücksichtigung der CP-verletzenden Kopplung $\hat{h}_b$ zur Verfügung steht, kann aus der Messung eine Grenze für den Betrag des Kopplungsparameters $\hat{h}_b$ extrahiert werden.
Als Kontrollmessungen wurden die Menge mit uds-Quarks und die Menge simulierter Ereignisse ohne CP-Verletzung betrachtet. Die Werte $\bar{T}'_{33}(f)$ waren in Rahmen natürlicher Schwankungen kompatibel mit Null.
Für den Fall des Entstehens der CP-Verletzung bei einem Übergang von Drei- zu Vier-Jet-Ereignissen wurde unter Annahme eines Phasenüberganges zweiter Ordnung ein Verzweigungstheoretisches Modell vorgestellt, das einen Anstieg des Mittelwertes von T'_{33} als Funktion der Jetmultiplizität in einer entsprechenden kontinuierlichen f-Definition ab dem Übergangspunkt gemäß einer Wurzelfunktion voraussagt.
Mit Hilfe des vorhandenen Simulationsprogramm CP3JET wurde eine Menge der Drei-Partonen-Konfigurationen unter Berücksichtigung der CP-verletzenden Kopplung $\hat{h}_b$ generiert. Obwohl die Annahme des oben genannten Modells, nämlich die Existenz der CP-symmetrischen Phase in f, bei den so generierten Drei-Jet-Zerfällen nicht eingehalten wird, waren die bei verschiedenen $\hat{h}_b$ generierten Verteilungen $\bar{T}'_{33}(f)$ insgesamt verträglich mit Wurzelfunktionen.

An die durch zwei unterschiedliche f-Definitionen erhaltenen Mittelwertverteilungen $\bar{T}'_{33}(f)$ bei den den Drei-Jet-Ereignissen entsprechenden planaren, aber nicht zigarrenförmigen Ereignissen wurden Wurzelfunktionen mit einem freien Parameter angepaßt. Aus diesen Anpassungen wurden zwei unabhängige Abschätzungen für die Kopplung $\hat{h}_b$ für Drei-Jet-Zerfälle ermittelt.

$$\hat{h}_b = 0.034 \pm 0.107 \quad \text{aus der Messung 1}$$

und

$$\hat{h}_b = 0.049 \pm 0.096 \quad \text{aus der Messung 2}$$

Bei diesen Werten wurden nicht die Einflüsse der Selektionsschnitte berücksichtigt, was im Prinzip zu einer inkorrekten Abschätzung führen kann. Für die Werte $\hat{h}_b$ wurden auch kein systematischer Fehler bestimmt, sie sind also nicht endgültig. Eine richtige Abschätzung des Kopplungsparameters kann man bei Vier-Jet-Ereignissen bekommen, wenn eine Neugewichtung der Meßwerte zur Berücksichtigung des Einflusses der Schnitte vorgenommen und das nötige Programm für die Simulation der CP-Verletzung in Vier-Jet-Zerfällen vorliegen wird. Die dafür aufgestellte Methode ist nicht analysespezifisch und kann bei jeder anderen Analyse benutzt werden, wo Asymmetrien mit ungeraden Observablen gesucht werden.
Mit dieser Analyse konnten keine CP-verletzenden Effekte bei hadronischen Vier-Jet Z-Zerfällen in b- bzw. uds-Quarks nachgewiesen werden. Als mögliche weitergehende Analysen kommen Untersuchungen der c-Quarks in Frage. Darüberhinaus können Zerfälle der W-Paare am LEP 200 und in Zukunft am LHC auch die Zerfälle in t-Quarks auf ihre CP-Invarianz untersucht werden.

Anhang A

Ergebnisse in tabellarischer Form

A.1 Alle selektierten b-Ereignisse

- JADE-äquivalente f-Definition, $y_{cut} = 0.03$

Bin	Meßpunkte	$\bar{f}$	$\bar{T}'_{33}(f)$
1	229239	2.000000±0.000003	0.002±0.002
6	112632	3.000000±0.000002	0.000±0.003
11	8501	4.00001±0.00007	0.00±0.01
16	80	5.0000±0.0003	0.0±0.1

- JADE-Algorithmus mit variablen $y_{cut_k} = 0.09\, y_{k,k-1_{max}}$

Bin	Meßpunkte	$\bar{f}$	$\bar{T}'_{33}(f)$
1	227485	2.000000±0.000002	0.002±0.002
6	98904	6.000000±0.000004	0.002±0.003
11	16469	4.00000±0.00003	−0.003±0.008
16	6004	5.00000±0.00002	−0.01±0.01
21	1590	5.9999±0.0001	0.03±0.02

- Verschmierte Stufen bei variablen $y_{cut_k} = 0.09\, y_{k,k-1_{max}}$

Bin	Meßpunkte	$\bar{f}$	$\bar{T}'_{33}(f)$
1	237549	2.0127±0.0001	0.002±0.002
2	27933	2.2619±0.0003	−0.002±0.006
3	23720	2.4527±0.0004	0.008±0.007
4	19295	2.6476±0.0004	−0.001±0.007
5	17481	2.8425±0.0004	−0.004±0.008
6	12003	3.0060±0.0005	−0.006±0.009
7	4220	3.2216±0.0009	−0.01±0.02
8	2858	3.415±0.001	0.04±0.02
9	2025	3.608±0.001	−0.02±0.02
10	1274	3.798±0.001	0.00±0.03
11	763	3.991±0.002	0.03±0.03
12	446	4.189±0.003	−0.12±0.05
13	339	4.379±0.003	−0.02±0.05
14	234	4.570±0.003	0.05±0.06
15	162	4.766±0.004	0.04±0.08
16	72	4.956±0.006	0.0±0.1
17	41	5.156±0.009	0.1±0.1
18	21	5.33±0.01	0.0±0.2
19	9	5.54±0.02	−0.1±0.3
20	7	5.71±0.02	0.4±0.1

- Lineare $\gamma_k(y) = y/y_{k,k-1_{max}}$

Bin	Meßpunkte	$\bar{f}$	$\bar{T}'_{33}(f)$
1	233887	2.0368±0.0001	0.002±0.002
2	59245	2.2512±0.0002	0.002±0.004
3	26873	2.4464±0.0003	−0.007±0.006
4	14514	2.6416±0.0005	−0.001±0.008
5	8190	2.8330±0.0006	0.02±0.01
6	4156	3.0233±0.0008	−0.02±0.02
7	1984	3.218±0.001	0.01±0.02
8	894	3.408±0.002	−0.01±0.03
9	396	3.605±0.003	−0.02±0.05
10	201	3.799±0.004	−0.06±0.07
11	78	3.968±0.006	0.2±0.1
12	16	4.17±0.01	0.1±0.2
13	14	4.39±0.02	0.0±0.3
14	4	4.59±0.02	0.6±0.2

A.2 Aplanare b-Ereignisse

- JADE-äquivalente f-Definition, $y_{cut} = 0.03$

Bin	Meßpunkte	$\bar{f}$	$\bar{T}'_{33}(f)$
1	978	1.99998±0.00007	0.03±0.03
6	2510	3.00001±0.00009	−0.01±0.02
11	2943	4.00000±0.00008	0.00±0.02
16	75	5.0000±0.0002	−0.1±0.1

- JADE-Algorithmus mit variablen $y_{cut_k} = 0.09\, y_{k,k-1_{max}}$

Bin	Meßpunkte	$\bar{f}$	$\bar{T}'_{33}(f)$
1	873	1.9999±0.0001	0.03±0.03
6	1105	3.0000±0.0002	−0.02±0.03
11	2354	4.00000±0.00006	−0.01±0.02
16	1442	5.0000±0.0001	0.00±0.02
21	732	6.0000±0.0001	0.01±0.03

- Verschmierte Stufen bei variablen $y_{cut_k} = 0.09\, y_{k,k-1_{max}}$

Bin	Meßpunkte	$\bar{f}$	$\bar{T}'_{33}(f)$
1	873	2.0023±0.0006	0.04±0.03
2	63	2.278±0.007	−0.1±0.1
3	157	2.470±0.004	0.08±0.08
4	262	2.659±0.003	−0.04±0.06
5	566	2.859±0.002	−0.02±0.04
6	774	3.013±0.002	0.00±0.03
7	609	3.233±0.002	−0.05±0.04
8	692	3.425±0.002	0.04±0.03
9	679	3.611±0.002	−0.02±0.04
10	583	3.803±0.002	0.01±0.04
11	373	3.995±0.003	0.01±0.05
12	237	4.186±0.004	−0.12±0.06
13	222	4.383±0.004	−0.03±0.07
14	158	4.572±0.004	0.09±0.07
15	135	4.767±0.004	0.05±0.08
16	57	4.952±0.007	−0.1±0.1
17	33	5.16±0.01	0.2±0.1
18	17	5.33±0.01	−0.1±0.3
19	9	5.54±0.02	−0.1±0.3
20	7	5.71±0.02	0.4±0.1

- Lineare $\gamma_k(y) = y/y_{k,k-1_{max}}$

Bin	Meßpunkte	$\bar{f}$	$\bar{T}'_{33}(f)$
1	903	2.007±0.001	0.03±0.03
2	334	2.280±0.003	−0.03±0.06
3	675	2.469±0.002	−0.01±0.04
4	895	2.651±0.002	−0.05±0.03
5	998	2.841±0.002	0.02±0.03
6	939	3.037±0.002	0.03±0.03
7	766	3.225±0.002	−0.02±0.03
8	479	3.411±0.003	−0.01±0.04
9	249	3.609±0.004	0.00±0.06
10	170	3.800±0.005	−0.03±0.07
11	65	3.972±0.006	0.2±0.1
12	15	4.18±0.01	0.1±0.2
13	14	4.39±0.02	0.0±0.3
14	4	4.59±0.02	0.6±0.2

A.3 Planare b-Ereignisse

- JADE-äquivalente f-Definition, $y_{cut} = 0.03$

Bin	Meßpunkte	$\bar{f}$	$\bar{T}'_{33}(f)$
1	228261	2.000000±0.000002	0.002±0.002
6	110122	3.000000±0.000005	0.000±0.003
11	5558	4.0000±0.0001	0.00±0.01
16	5	4.9998±0.0005	0.4±0.3

- JADE-Algorithmus mit variablen $y_{cut_k} = 0.09\, y_{k,k-1_{max}}$

Bin	Meßpunkte	$\bar{f}$	$\bar{T}'_{33}(f)$
1	226612	2.000000±0.000002	0.002±0.002
6	97799	3.000000±0.000004	0.002±0.003
11	14115	4.00000±0.00003	−0.002±0.008
16	4562	5.0000±0.0002	−0.01±0.01
21	858	5.99997±0.00005	0.05±0.03

- Verschmierte Stufen bei variablen $y_{cut_k} = 0.09\, y_{k,k-1_{max}}$

Bin	Meßpunkte	$\bar{f}$	$\bar{T}'_{33}(f)$
1	236676	2.0128±0.0001	0.002±0.002
2	27870	2.2619±0.0003	−0.002±0.006
3	23563	2.4527±0.0004	0.008±0.007
4	19033	2.6475±0.0004	−0.001±0.007
5	16915	2.8420±0.0004	−0.003±0.008
6	11229	3.0056±0.0005	−0.007±0.009
7	3611	3.2198±0.0009	−0.01±0.02
8	2166	3.411±0.001	0.04±0.02
9	1346	3.607±0.002	−0.02±0.03
10	691	3.794±0.002	−0.01±0.04
11	390	3.987±0.003	0.04±0.05
12	209	4.191±0.004	−0.11±0.07
13	117	4.373±0.005	0.0±0.1
14	76	4.568±0.006	0.0±0.1
15	27	4.76±0.01	0.0±0.2
16	15	4.97±0.01	0.3±0.3
17	8	5.14±0.02	−0.3±0.3
18	4	5.32±0.03	0.3±0.3

- Lineare $\gamma_k(y) = y/y_{k,k-1_{max}}$

Bin	Meßpunkte	$\bar{f}$	$\bar{T}'_{33}(f)$
1	232984	2.0369±0.0001	0.002±0.002
2	58911	2.2511±0.0002	0.002±0.004
3	26198	2.4458±0.0003	−0.007±0.006
4	13619	2.6409±0.0005	0.002±0.009
5	7192	2.8320±0.0006	0.02±0.01
6	3217	3.0191±0.0009	−0.03±0.02
7	1218	3.213±0.002	0.03±0.03
8	415	3.404±0.003	0.00±0.05
9	147	3.597±0.004	−0.04±0.08
10	31	3.795±0.009	−0.3±0.2
11	13	3.95±0.02	0.5±0.2
12	1	4.12	−0.9

A.4 Zigarrenförmige b-Ereignisse

- JADE-äquivalente f-Definition, $y_{cut} = 0.03$

Bin	Meßpunkte	$\bar{f}$	$\bar{T}'_{33}(f)$
1	219219	2.000000±0.000002	0.001±0.002
6	65987	3.000000±0.000007	0.001±0.004
11	540	4.0000±0.0002	−0.03±0.04

- JADE-Algorithmus mit variablen $y_{cut_k} = 0.09\, y_{k,k-1_{max}}$

Bin	Meßpunkte	$\bar{f}$	$\bar{T}'_{33}(f)$
1	218079	2.000000±0.000002	0.001±0.002
6	62668	3.00000±0.00001	0.002±0.004
11	4092	4.0000±0.0001	0.00007±0.02
16	838	5.0000±0.0001	−0.03±0.03
21	69	6.0001±0.0004	−0.2±0.1

- Verschmierte Stufen bei variablen $y_{cut_k} = 0.09\, y_{k,k-1_{max}}$

Bin	Meßpunkte	$\bar{f}$	$\bar{T}'_{33}(f)$
1	227972	2.0130±0.0001	0.002±0.002
2	24921	2.2594±0.0004	−0.004±0.006
3	17387	2.4491±0.0004	0.012±0.008
4	10141	2.6408±0.0005	−0.01±0.01
5	3955	2.8194±0.0008	−0.03±0.02
6	855	3.018±0.002	0.00±0.04
7	326	3.211±0.003	0.02±0.05
8	115	3.394±0.005	−0.04±0.08
9	42	3.593±0.007	−0.3±0.2
10	17	3.78±0.01	−0.1±0.3
11	7	3.98±0.01	0.2±0.3
12	4	4.15±0.02	0.2±0.4
13	2	4.359±0.009	0.6±0.9
14	1	4.642	−0.2
16	1	4.994	−0.1

- Lineare $\gamma_k(y) = y/y_{k,k-1_{max}}$

Bin	Meßpunkte	$\bar{f}$	$\bar{T}'_{33}(f)$
1	223389	2.0376±0.0001	0.001±0.002
2	47395	2.2453±0.0002	0.003±0.005
3	11528	2.4345±0.0005	−0.02±0.01
4	2710	2.628±0.001	0.01±0.02
5	609	2.816±0.002	0.00±0.04
6	98	2.999±0.005	0.0±0.1
7	14	3.23±0.02	−0.1±0.3
8	1	3.43	1.8
9	1	3.55	−0.2
10	1	3.74	−0.1

A.5 uds-Ereignisse

- JADE-äquivalente f-Definition, $y_{cut} = 0.03$

Bin	Meßpunkte	$\bar{f}$	$\bar{T}'_{33}(f)$
1	953039	2.0000000±0.0000005	0.000±0.001
6	309886	3.000000±0.000003	−0.002±0.002
11	27205	4.00000±0.00001	−0.007±0.006
16	355	5.0001±0.0002	−0.11±0.05

- JADE-Algorithmus mit variablen $y_{cut_k} = 0.09\, y_{k,k-1_{max}}$

Bin	Meßpunkte	$\bar{f}$	$\bar{T}'_{33}(f)$
1	947211	2.0000000±0.0000005	0.000±0.001
6	270293	3.000000±0.000002	−0.001±0.002
11	48060	4.00000±0.00001	−0.005±0.004
16	19631	5.00000±0.00004	−0.005±0.007
21	5290	6.0000±0.0002	−0.03±0.01

- Verschmierte Stufen bei variablen $y_{cut_k} = 0.09\, y_{k,k-1_{max}}$

Bin	Meßpunkte	$\bar{f}$	$\bar{T}'_{33}(f)$
1	976467	2.00759±0.00006	0.000±0.001
2	77827	2.2619±0.0002	0.003±0.004
3	63985	2.4530±0.0002	−0.003±0.004
4	52691	2.6478±0.0002	0.003±0.005
5	48719	2.8441±0.0002	−0.005±0.005
6	32127	3.0055±0.0003	−0.012±0.005
7	12129	3.2213±0.0005	0.000±0.009
8	8222	3.4143±0.0006	−0.02±0.01
9	5916	3.6086±0.0007	0.00±0.01
10	4029	3.7990±0.0009	−0.01±0.02
11	2657	3.992±0.001	0.02±0.02
12	1846	4.186±0.001	−0.01±0.02
13	1363	4.382±0.001	−0.02±0.03
14	968	4.571±0.002	−0.01±0.03
15	664	4.766±0.002	−0.07±0.04
16	381	4.959±0.003	−0.12±0.05
17	254	5.147±0.003	−0.04±0.06
18	156	5.345±0.004	0.06±0.08
19	58	5.525±0.008	0.0±0.1
20	23	5.71±0.01	0.4±0.2
21	3	5.858±0.009	0.4±0.8

- Lineare $\gamma_k(y) = y/y_{k,k-1_{max}}$

Bin	Meßpunkte	$\bar{f}$	$\bar{T}'_{33}(f)$
1	991579	2.02192±0.00009	0.000±0.001
2	150282	2.2501±0.0001	0.002±0.003
3	68140	2.4467±0.0002	−0.003±0.004
4	36831	2.6406±0.0003	−0.004±0.005
5	21173	2.8334±0.0004	−0.008±0.007
6	10822	3.0253±0.0005	−0.019±0.009
7	5648	3.2180±0.0007	−0.01±0.01
8	3012	3.411±0.001	0.02±0.02
9	1594	3.601±0.001	−0.03±0.02
10	767	3.790±0.002	−0.09±0.03
11	387	3.986±0.003	−0.07±0.05
12	167	4.177±0.004	0.09±0.07
13	58	4.372±0.007	0.2±0.1
14	18	4.58±0.01	0.1±0.2
15	6	4.75±0.02	0.0±0.5
16	1	4.92	−1.5

A.6 Ereignisse aus dem mittleren $\mathcal{P}_E$-Bereich

- JADE-äquivalente f-Definition, $y_{cut} = 0.03$

Bin	Meßpunkte	$\bar{f}$	$\bar{T}'_{33}(f)$
1	1336590	2.000000±0.000001	0.0033±0.0008
6	529558	3.000000±0.000001	−0.001±0.001
11	49286	4.000000±0.000003	−0.008±0.004
16	773	5.0000±0.0001	−0.08±0.03

- JADE-Algorithmus mit variablen $y_{cut_k} = 0.09\, y_{k,k-1_{max}}$

Bin	Meßpunkte	$\bar{f}$	$\bar{T}'_{33}(f)$
1	1326650	2.0000000±0.0000002	0.0033±0.0009
6	457963	3.0000000±0.0000005	−0.002±0.002
11	85043	4.000000±0.000008	0.003±0.003
16	35869	5.00000±0.00002	0.005±0.005
21	10682	6.00000±0.00009	0.018±0.009

- Verschmierte Stufen bei variablen $y_{cut_k} = 0.09\, y_{k,k-1_{max}}$

Bin	Meßpunkte	$\bar{f}$	$\bar{T}'_{33}(f)$
1	1374780	2.00831±0.00006	0.003±0.009
2	130770	2.2616±0.0002	−0.003±0.003
3	107502	2.4536±0.0002	−0.002±0.003
4	89058	2.6479±0.0002	0.012±0.004
5	85655	2.8444±0.0002	0.001±0.003
6	57512	3.0065±0.0002	−0.003±0.004
7	21420	3.2230±0.0004	0.000±0.007
8	15292	3.4161±0.0004	−0.004±0.008
9	11008	3.6084±0.0005	−0.004±0.009
10	7509	3.8002±0.0006	0.00±0.01
11	4737	3.9942±0.0008	−0.00±0.01
12	3454	4.1887±0.0009	0.03±0.02
13	2609	4.381±0.001	0.00±0.02
14	1928	4.571±0.001	0.03±0.02
15	1278	4.765±0.002	0.01±0.03
16	757	4.955±0.002	−0.02±0.03
17	463	5.149±0.003	0.06±0.04
18	284	5.339±0.003	0.07±0.06
19	152	5.530±0.004	0.06±0.08
20	38	5.72±0.01	−0.2±0.1
21	1	5.85	0.9

- Lineare $\gamma_k(y) = y/y_{k,k-1_{max}}$

Bin	Meßpunkte	$\bar{f}$	$\bar{T}'_{33}(f)$
1	1389790	2.0238±0.0001	0.0022±0.0009
2	256990	2.2507±0.0001	0.004±0.002
3	121068	2.4470±0.0002	−0.001±0.003
4	67141	2.6414±0.0002	0.009±0.004
5	38511	2.8341±0.0003	−0.009±0.005
6	20404	3.0246±0.0004	−0.007±0.007
7	10769	3.2186±0.0005	−0.001±0.009
8	5687	3.4120±0.0007	0.02±0.01
9	3087	3.602±0.001	0.03±0.02
10	1524	3.794±0.001	−0.04±0.03
11	744	3.992±0.002	0.08±0.03
12	328	4.172±0.003	0.12±0.05
13	104	4.360±0.005	−0.29±0.09
14	47	4.601±0.008	0.1±0.1
15	8	4.72±0.02	0.2±0.3
16	1	4.87	0.4

A.7 Simulierte b-Ereignisse

- JADE-äquivalente f-Definition, $y_{cut} = 0.03$

Bin	Meßpunkte	$\bar{f}$	$\bar{T}'_{33}(f)$
1	289095	2.000000±0.000002	−0.002±0.002
6	135070	3.000000±0.000004	−0.003±0.003
11	8970	4.00000±0.00003	−0.01±0.01
16	47	5.0000±0.0004	−0.1±0.1

- JADE-Algorithmus mit variablen $y_{cut_k} = 0.09\, y_{k,k-1_{max}}$

Bin	Meßpunkte	$\bar{f}$	$\bar{T}'_{33}(f)$
1	287239	2.000000±0.000002	−0.001±0.002
6	120973	3.000000±0.000005	−0.003±0.003
11	17720	4.00000±0.00002	−0.001±0.007
16	5773	5.0000±0.0001	−0.03±0.01
21	1477	6.0000±0.0002	0.05±0.03

- Verschmierte Stufen bei variablen $y_{cut_k} = 0.09\, y_{k,k-1_{max}}$

Bin	Meßpunkte	$\bar{f}$	$\bar{T}'_{33}(f)$
1	299516	2.01174±0.00009	−0.001±0.002
2	32487	2.2618±0.0003	−0.010±0.006
3	27657	2.4535±0.0003	−0.015±0.006
4	23333	2.6477±0.0004	0.000±0.007
5	22381	2.8437±0.0004	0.009±0.007
6	14854	3.0029±0.0004	0.003±0.008
7	4661	3.2213±0.0008	−0.02±0.01
8	3007	3.416±0.001	−0.02±0.02
9	2027	3.606±0.001	−0.01±0.02
10	1348	3.799±0.002	0.05±0.03
11	703	3.994±0.002	0.00±0.04
12	438	4.185±0.003	−0.02±0.05
13	343	4.376±0.003	−0.05±0.05
14	197	4.568±0.004	0.01±0.06
15	127	4.770±0.005	0.04±0.09
16	55	4.962±0.007	0.1±0.1
17	29	5.17±0.01	0.0±0.2
18	16	5.34±0.01	0.4±0.2
19	2	5.484±0.002	0.2±0.4
20	1	5.683	−0.5

- Lineare $\gamma_k(y) = y/y_{k,k-1_{max}}$

Bin	Meßpunkte	$\bar{f}$	$\bar{T}'_{33}(f)$
1	294216	2.0358±0.0001	−0.002±0.002
2	70906	2.2516±0.0002	−0.004±0.004
3	32658	2.4459±0.0003	−0.002±0.006
4	17659	2.6406±0.0004	−0.004±0.007
5	9658	2.8313±0.0006	0.01±0.01
6	4531	3.0232±0.0008	−0.02±0.01
7	2048	3.215±0.001	0.02±0.02
8	902	3.411±0.002	−0.03±0.03
9	380	3.599±0.003	−0.04±0.05
10	151	3.792±0.005	0.01±0.08
11	53	3.992±0.008	0.2±0.1
12	18	4.19±0.02	0.6±0.2
13	2	4.426±0.005	−0.1±0.3

Literaturverzeichnis

[1] R. Akers et al. OPAL Collaboration Z. Phys. **C66** (1995) 31 ff

[2] D. Buskulic et al. ALEPH Collaboration, Phys. Lett. **B297** (1992) 459 ff

[3] D. Buskulic et al. ALEPH Collaboration, Phys. Lett. **B346** (1995) 371 ff

[4] W. Bernreuther, U. Löw, J. P. Ma, O. Nachtmann, Z. Phys. **C43**, (1989) 117 ff

[5] W. Bernreuther, D. Bruß, P. Haberl und O. Nachtmann, Z. Phys. **C68** (1995) 73 ff

[6] S. Dhamotharan, Diplomarbeit, Institut für Hochenergiephysik, HD-IHEP 95-01, Heidelberg 1995

[7] D. Buskulic et al., ALEPH Collaboration, Phys. Lett. **B384** (1996) 365 ff

[8] ALEPH Handbook 1995, Bd. 1, C. Bowdery (Herausgeber)

[9] D. Buskulic et al. ALEPH Collaboration, Phys. Lett. **B297**, (1992) 459 ff

[10] E. Noether, Kgl. Ges. d. Wiss. Nachrichten, Math.-phys. Klasse, Göttingen, (1918) 235 ff

[11] E. P. Wigner, Z. Phys. **43**, (1927) 624 ff
E. P. Wigner, Gött. Nachr. (1932) 546 ff

[12] J. Schwinger, Phys. Lett. **91**, (1953) 713 ff

[13] O. Nachtmann, Phänomene und Konzepte der Elementarteilchenphysik, Braunschweig: Vieweg, 1986

[14] D. H. Perkins, Hochenergiephysik, Bonn; München; Reading: Addison-Wesley, 1990

[15] N. Cabibbo, Phys. Rev. Lett. **10** (1963) 531 ff

[16] M. Kobayashi und T. Maskawa, Prog. Theor. Phys. **149** (1973) 652 ff

[17] J. H. Christenson, J. W. Cronin, V. L. Fitch, und R. Turlay, Phys. Lett. **13**, (1964) 138 ff

[18] W. Bernreuther und P. Overmann, Probing Higgs boson and supersymmetry-induced CP violation, hep-ph/9511256, 1995
W. Bernreuther, A. Brandenburg und P. Overmann, CP violation beyond the standard model and tau pair production in e^+e^--collisions, hep-ph/9608364, 1996

[19] W. Bernreuther und O. Nachtmann, Phys. Rev. Lett. **C43**, (1989) 117 ff

[20] W. Bernreuther, Private Mitteilung

[21] L. D. Landau, On the theory of phase transition, Collected papers of L. D. Landau, New York; London; Paris, (1967) 193 ff

[22] K. S. Hodjaev, Analysemethoden für die nichtlineare Dynamik, Vorlesungsskript, Sankt Petersburger Staatliche Technische Universität, WS 1992-93 (in Russisch)

[23] D. Buskulic et al. ALEPH Collaboration, CERN-PPE/92-62, 16

[24] D. Buskulic et al. ALEPH Collaboration, Phys. Lett. **B313**, (1995) 535 ff

[25] D. Brown, M. Frank, interne ALEPH-Note 92-135

[26] O. Nachtmann, Private Mitteilung

[27] J. E. Campagne et al., Z. Phys. **C43**, (1989) 469 ff

[28] T. Sjöstrand, Comp. Phys. Comm. **39**, (1986) 347 ff
T. Sjöstrand et al., Comp. Phys. Comm. **43**, (1987) 367 ff

[29] B. Andersson et al., Phys. Rep. **97** (1983) 31 ff

[30] F. Ranjard, interne ALEPH-Note 119, (1988)

[31] M. Wunsch, ALEPH Collaboration, Search for CP Violation in the decay $Z \to b\bar{b}g$, hep-ex/9608001, 1996

[32] J. Sommer, Diplomarbeit, Institut für Hochenergiephysik, HD-IHEP 93-01, Heidelberg 1993

[33] T. Fischer, Diplomarbeit, Institut für Hochenergiephysik, HD-IHEP 92-03, Heidelberg 1992

Danksagung

Durch Not, Unwissen, alle Alltagstücken
Biß ich mich durch mit Hilfe ihrer Gaben.
Nun hab' ich meinen Dank auszudrücken
Von ihnen jedem und mit vollem Namen:

Ich danke Herrn Prof. Dr. Klaus Tittel für die Möglichkeit, am ALEPH-Experiment teilzunehmen.

Ich durfte so in diesen Chor.
Zwar taub ist mein Ohr,
Dafür ist meine Lunge gut.
So kostete es keinem Blut.

Herrn Prof. Dr. Eike-Erik Kluge danke ich für die aufmerksame Betreuung und den nötigen, keinesfalls aber übertriebenen Druck, damit diese Arbeit überhaupt rechtzeitig beendet wird.

Der Volksmund sagt, und das ist keine Lüge,
Ich mache lieber gleich daraus ein Sonett,
Hat Recht Prof. Dr. Eike-Erik Kluge:
Nach einer ordentlichen Rüge
Erhöht man seine Produktivität.

Bei Herrn Prof. Dr. Otto Nachtmann möchte ich mich für stetiges Interesse, fruchtbare Diskussionen und seine Zusage bedanken, diese Arbeit durchzulesen und zu bewerten.

Sie waren bereit, dieses Werk zu versehen
Mit einer entsprechenden Note
Nun hoffe ich nur, daß, wenn ich diese sehe,
Ich nicht wie ein Mädchen erröte.

Herrn PD Dr. Martin Wunsch gehört mein herzlichster Dank für eine sehr intensive Betreuung, viele sehr anregende Diskussionen, sowie für seinen scharfen Sinn für das Wesentliche und sein Talent, zwischenmenschliche Beziehungen zu pflegen.

Für seine Art muß man gerade stehen,
Wenn auch jemand tritt dir an die Zehen.
Bei dir ist gut, daß du es immer merkst so grad,
Wenn dieser jemand einfach keinen Platz mehr hat.

Joachim Sommer bin ich dankbar für seine stetige Präsenz, er war für mich immer da als eine Art der Soforthilfe. Das Licht in seinem Zimmer hat mich abends sehr erwärmt, als mich die letzten Kräfte im aussichtslosen Kampf gegen die Natur verließen.

Die langen Tage und die langen Nächte
Verbrachten wir in diesem engen Raum,
Der mächtigen Physik zwei kleine Knechte.
Von einem großen Schritt war stets der Traum.
Da liegt der Apfel, wo ist nun der Baum?
Wir haben schließlich auch unsre Rechte!
Die ewige Natur verstand uns aber kaum.

Einen besonderen Dank verdient Selvam Dhamotharan für die Einführung in die Arbeitsumgebung, viele Antworten auf meine dummen Fragen und seine robuste Geduld, die ich ab und zu auch gewiß überstrapazierte.

So different we are
We understood each other so far.
For, I must say,
The sides we stay
Are very much the same.

Oliver Buchmüller ist zu verdanken, daß ich nicht in lauter Verzweiflung versank.

Lieber Oliver, du bist
Pflichtbewußter Optimist,
Und ich habe mitgelacht,
Wo ich, richtig nachgedacht,
Sagen sollte: "Mist!"

Ich danke Gerret Hansper für das Gefühl der Ruhe und Ausgewogenheit, das er ausstrahlt. Immer, wenn er in mein Zimmer reinkam, sahen alle Probleme nicht mehr so schlimm aus.

Was ich immer tue,
Eine solche Ruhe
Wird von mir vielleicht
Erst im Grab erreicht.

Besonders bin ich Claus Müller für viele Gespräche über und vor allem rundum Physik dankbar, die mir sehr geholfen haben, nicht zu vergessen, daß es außer Physik und Physiker auch allgemeinere Dinge gibt.

Was wir in diesem Leben tun, hat keinen Wert,
Solang davon es keinem besser geht.

Frau Elke Grimm und Herrn Prof. Dr. Iring Bender bin ich viel schuldig für die Tennisspiele, die mir eine gute Abwechslung zur Langeweile des Sitzens vorm Computer boten.

Mich hielten diese sportlichen Kontraste
Vom völligen im Stuhl Einrasten.

Allen Mitarbeiter des Instituts danke ich für eine ausgesprochen gute Arbeitsatmosphäre.

Wirklich prima
Dieses Arbeitsklima!

Auch möchte ich meinen Eltern danken, die mir das Studium, und somit diese Diplomarbeit am Institut für Hochenergiephysik erst ermöglicht haben.

Man kommt an dieses Institut
Nur dank vorheriger Geburt.

Erklärung:

Ich versichere, daß ich diese Arbeit selbständig verfaßt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Heidelberg, den ....