

Suche nach \mathcal{CP} - Verletzung
in $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$ - Zerfällen
mit dem ALEPH-Detektor am LEP

Tanja Fischer

Diplomarbeit
Institut für Hochenergiephysik
Universität Heidelberg

- Heidelberg, April 1992 -



Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theorie	3
2.1	Dipolmoment und CP - Verletzung	4
2.2	Methode zur Messung von CP - Verletzung	5
3	Der ALEPH-Detektor	8
4	Rekonstruktion der Ereignisse	18
4.1	Rekonstruktion der Spuren	18
4.2	Rekonstruktion der Kalorimeterobjekte	20
4.3	Teilchenidentifikation	20
5	Der Zerfallskanal $\tau \rightarrow \pi \nu_\tau$	22
5.1	Selektion von $\pi\pi$ - Ereignissen	22
5.2	Messung von \tilde{d}_τ mit $\pi\pi$ -Ereignissen	24
6	Die Zerfallskanäle $\tau \rightarrow e \nu_\tau \bar{\nu}_e$, $\tau \rightarrow \mu \nu_\tau \bar{\nu}_\mu$ und $\tau \rightarrow \text{hadron } \nu_\tau$	27
6.1	Identifikation der Ereignisse	27
6.2	Messung von \tilde{d}_τ mit ll -, lh - und hh - Ereignissen	29
6.3	Untergrund aus $Z \rightarrow e^+e^-$ und $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$	30

7	Systematische Fehler	33
7.1	Systematische Fehler des Mittelwertes von \hat{T}_{33}	33
7.1.1	Untersuchung des Fehlers von $\langle \hat{T}_{33} \rangle$ mit Monte-Carlo Ereignissen	33
7.1.2	Bestimmung des Fehlers von $\langle \hat{T}_{33} \rangle$ aus den Daten	35
7.2	Systematische Fehler der Proportionalität \hat{c}_{ab}	44
8	Ergebnisse, Diskussion und Ausblick	48
8.1	Ergebnisse	48
8.2	Diskussion	50
8.3	Ausblick	51
9	Zusammenfassung	54
A	Pionidentifikation mit dem HCal	55

Kapitel 1

Einleitung

Seit September 1989 werden im LEP-Speicherring (Large Electron Positron collider) am CERN (Centre Européen pour la Recherche Nucléaire) Elektronen und Positronen zur Kollision gebracht, wobei eine Schwerpunktsenergie von etwa 90 GeV zur Produktion neuer Teilchen - Antiteilchenpaare zur Verfügung steht. Diese Ereignisse werden mit vier Detektoren aufgenommen, die sich an den Wechselwirkungspunkten, an denen sich die Elektronen- und Positronenbündel treffen, befinden.

Die Schwerpunktsenergie wurde so gewählt, daß man sich auf der Resonanz des Z-Bosons — des neutralen Trägerteilchens der elektroschwachen Wechselwirkung neben dem Photon und den geladenen Vektorbosonen W^\pm — befindet, so daß Produktion und Zerfall des Z-Bosons studiert werden können.

In der vorliegenden Analyse interessiert man sich hauptsächlich für die Zerfälle des Z-Bosons in $\tau^+\tau^-$ - Paare. Dazu werden die Ereignisse benutzt, die bis Ende 1991 mit dem ALEPH (Apparatus for LEp PHysics) - Detektor aufgenommen wurden. Die Ereignisse werden daraufhin untersucht, ob der Zerfall $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$ invariant ist unter der CP - Transformation, welche sich aus der Ladungskonjugation und der Raumspiegelung zusammensetzt. Aus der gemessenen Größe der Verletzung dieser Invarianz, welche nach dem Standardmodell der elektroschwachen Wechselwirkung [1] erhalten sein sollte, läßt sich ein Wert für das schwache Dipolmoment des τ -Leptons berechnen.

Die Arbeit ist wie folgt gegliedert:

Im ersten Kapitel werden der theoretische Hintergrund und die Meßmethode erläutert.

In den beiden nächsten Kapiteln werden der ALEPH-Detektor und die Methoden zur Rekonstruktion der Ereignisse und zur Teilchenidentifikation beim ALEPH-Detektor vorgestellt.

In den Kapiteln 4 und 5 wird die Messung, welche verschiedene Zerfallskanäle des τ -Leptons verwendet, beschrieben und es werden die benutzten Methoden zur Teilchenidentifikation der Zerfallsprodukte des τ -Leptons vorgestellt.

In Kapitel 6 werden die systematischen Fehler der Messung untersucht, welche sehr wichtig für die Angabe einer oberen Grenze für das schwache Dipolmoment des τ -Leptons sind.

Im letzten Kapitel werden die Ergebnisse zusammengefaßt, und es wird ein Ausblick gegeben, in welcher Weise Verbesserungen bei der Messung erzielt werden können.

Kapitel 2

Theorie

In der Physik spricht man von Symmetrien, wenn ein System invariant unter bestimmten Transformationen ist. Symmetrieeigenschaften von physikalischen Gesetzen sind aus verschiedenen Gründen von besonderer Bedeutung. Zunächst erhält man aus Symmetrieeigenschaften Informationen über die mathematische Form der Gesetzmäßigkeit, weiterhin lassen sich neue Gesetzmäßigkeiten auf bekannte zurückführen und schließlich besteht ein enger Zusammenhang zwischen Symmetrieeigenschaften und Erhaltungsgrößen.

In der Elementarteilchenphysik untersucht man vor allem die Invarianz unter sogenannten diskreten Transformationen, die sich nicht durch infinitesimale Veränderungen der Identitätstransformation erzeugen lassen. Beispiele für diskrete Transformationen sind die Paritätstransformation \mathcal{P} , welche das System am Ursprung des Koordinatensystems spiegelt, die Ladungskonjugation \mathcal{C} , bei der sämtliche Teilchen durch ihre Antiteilchen ersetzt werden (genauer: alle additiven Quantenzahlen ihr Vorzeichen wechseln) und die Zeitumkehrtransformation \mathcal{T} , bei der alle Impulse und Drehimpulse ihre Richtung umkehren.

Lewis Carroll war wohl einer der ersten, die sich Gedanken über diese Transformationen gemacht haben. Im Jahre 1872 schrieb er über die Paritätstransformation [2]:

“I’ll tell you all my ideas about Looking-Glass House...the books are something like our books, only the words go the wrong way. I know that, because I’ve held one of our books to the glass, and they hold up one in the other room.”

Die \mathcal{T} -Transformation beschrieb er wie folgt:

“That’s the effect of living backwards... it makes one a little giddy at first — but there’s one great advantage in it, that one’s memory works both ways.”

Und auch eine Art von C -Konjugation wird erwähnt:

“What is this?” [the unicorn] said at last. “This is a child.” “I always thought they were fabulous monsters!” said the unicorn.

Bis zum Jahre 1957 glaubte man, daß Wechselwirkungen zwischen elementaren Teilchen invariant unter den oben genannten diskreten Transformationen seien, bis die Entdeckung der Paritätsverletzung im β -Zerfall [3] für die schwache Wechselwirkung den Gegenbeweis erbrachte. Es zeigte sich, daß die schwache Wechselwirkung sogar maximal \mathcal{P} - und \mathcal{C} -verletzend ist. Die zunächst angenommene Hypothese, daß nun die gleichzeitige Anwendung von \mathcal{C} - und \mathcal{P} -Transformation — die \mathcal{CP} -Transformation — die schwache Wechselwirkung unverändert läßt, wurde im Jahre 1964 ebenfalls widerlegt, als im Zerfall der neutralen Kaonen \mathcal{CP} -Verletzung bei geladenen schwachen Strömen beobachtet wurde [4].

Im Rahmen des Standardmodells der elektroschwachen Wechselwirkung wird die \mathcal{CP} -Verletzung im K^0 -System durch eine imaginäre Phase in der Kobayashi-Maskawa Matrix [5], welche das Mischen der Quarkzustände beschreibt, erklärt. Es handelt sich hierbei um Übergänge durch geladene schwache Ströme.

Bisher gibt es noch keine Hinweise auf \mathcal{CP} -Verletzung bei Reaktionen mit neutralen schwachen Strömen, z.B. den Zweikörperzerfällen des Z -Bosons — weder experimenteller Art noch durch das Standardmodell.

2.1 Dipolmoment und \mathcal{CP} -Verletzung

Ein grundlegendes Theorem besagt, daß eine relativistische Feldtheorie invariant unter der \mathcal{CPT} -Transformation sein muß [6]. Daraus folgt, daß eine \mathcal{CP} -verletzende Wechselwirkung ebenfalls \mathcal{T} -verletzend ist und umgekehrt.

Das elektrische Dipolmoment \vec{D} einer klassischen Ladungsverteilung $\rho(\vec{x})$ berechnet sich wie folgt:

$$\vec{D} = \int d^3x \vec{x} \rho(\vec{x})$$

Für ein punktförmiges Elementarteilchen muß \vec{D} proportional zum Spin des Teilchens sein, da der Spin \vec{J} der einzige Vektor ist, der eine Richtung auszeichnet. Damit müssen \vec{D} und \vec{J} auch dieselben Transformationseigenschaften besitzen [7]. Die Transformationseigenschaften für das Dipolmoment \vec{D} und das elektrische Feld \vec{E} lauten:

$$\begin{aligned} \mathcal{C} \vec{D} &= -\vec{D} \quad \text{und} \quad \mathcal{C} \vec{E} = -\vec{E} \\ \mathcal{P} \vec{D} &= +\vec{D} \quad \text{und} \quad \mathcal{P} \vec{E} = -\vec{E} \\ \mathcal{T} \vec{D} &= -\vec{D} \quad \text{und} \quad \mathcal{T} \vec{E} = +\vec{E} \end{aligned}$$

$$\Rightarrow T(\vec{D} \cdot \vec{E}) = -\vec{D} \cdot \vec{E}$$

Daraus folgt: Die Wechselwirkung elektrischer Dipolmomente von Elementarteilchen mit dem elektrischen Feld ist \mathcal{T} -verletzend und damit auch \mathcal{CP} -verletzend. Die gleiche Argumentation kann auch für die schwache Wechselwirkung und ein entsprechend definiertes schwaches Dipolmoment benutzt werden. Die Beobachtung eines von Null verschiedenen Dipolmomentes von Leptonen wäre demnach ein Hinweis auf \mathcal{CP} -Verletzung außerhalb des Standardmodells.

2.2 Methode zur Messung von \mathcal{CP} -Verletzung

Bei den LEP - Experimenten lassen sich die Zerfälle des Z-Bosons sehr genau untersuchen. Für die Untersuchung von \mathcal{CP} - oder \mathcal{T} -verletzenden Effekten in den leptonischen Zweikörperzerfällen des Z-Bosons $Z \rightarrow l^+ l^-$ ist jedoch die Bestimmung der Polarisation der Endzustände notwendig [8]. Aus Spin und Flugrichtung der beiden Leptonen lassen sich verschiedene \mathcal{CP} -ungerade Observablen konstruieren [9].

Da man den Spin der Leptonen nicht direkt messen kann, benutzt man die Reaktion,

$$e^+ e^- \rightarrow Z \rightarrow \tau^+ \tau^-$$

bei der die τ -Leptonen durch ihren Zerfall Auskunft über ihre Polarisation geben [11]. Hierfür eignen sich die Zweikörperzerfälle des τ -Leptons am besten, da dort die Information über dessen Spin und Flugrichtung am größten ist.

Für die sogenannten Ein-,Prong¹ τ -Zerfälle¹ kann man die folgende \mathcal{CP} -ungerade Tensorobservable aus den Impulsvektoren der geladenen Zerfallsprodukte der τ -Leptonen konstruieren [9,10].

$$\hat{T}_{ij} = (\hat{p}_+ - \hat{p}_-)_i \frac{(\hat{p}_+ \times \hat{p}_-)_j}{|\hat{p}_+ \times \hat{p}_-|} + (i \longleftrightarrow j) \quad i, j = 1, 2, 3$$

Die Observable \hat{T}_{ij} setzt sich aus den Einheitsimpulsvektoren, d.h. den Richtungen der Zerfallsteilchen des τ^+ -Antileptons bzw. des τ^- -Leptons zusammen.

¹das sind τ -Zerfälle mit genau einem geladenen Zerfallsteilchen, wie z.B. $\tau \rightarrow e \nu_\tau \bar{\nu}_e$, $\tau \rightarrow \mu \nu_\tau \bar{\nu}_\mu$, $\tau \rightarrow \pi \nu_\tau$, $\tau \rightarrow \rho \nu_\tau$

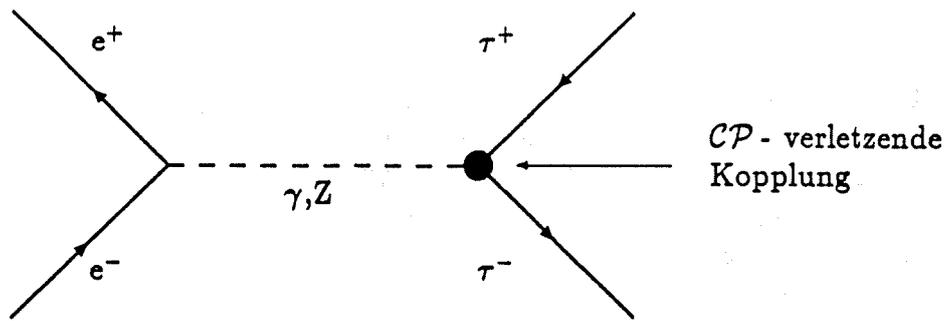


Abbildung 2.1: Feynman-Diagramm der Reaktion, die auf CP -Verletzung untersucht wird. Bei der Berechnung des schwachen Dipolmomentes des τ -Leptons wird nur im Zerfall des Z -Bosons eine CP -verletzende Kopplung zusammen mit der Kopplung des Standardmodells benutzt. Beim Photonaustausch ist der CP -ungerade Formfaktor das elektrische und beim Z -Boson Austausch das schwache Dipolmoment.

Ein von Null verschiedener Erwartungswert dieser Tensorobservablen wäre ein direkter Hinweis auf CP -Verletzung.

Darüberhinaus ist die Größe des Erwartungswertes proportional zu den CP -ungeraden Formfaktoren des τ -Leptons — dem elektrischen bzw. dem schwachen Dipolmoment — unter der Annahme, daß die Elektronen- und Positronenstrahlen unpolarisiert sind und die Kriterien, mit denen die Ereignisse selektiert werden, CP -blind sind. Die lineare Beziehung zwischen den Formfaktoren und dem Erwartungswert der Observablen gilt nur für kleine Werte der gemessenen Größen, was bei unserer Messung, bei der wir Werte, die mit Null verträglich sind, messen, der Fall ist.

Zur Berechnung der Proportionalität wird die CP -Verletzung in der Reaktion in Abb.2.1 durch eine CP -verletzende Kopplung im Zerfall des Z -Bosons erzeugt, welche durch eine modellunabhängige Lagrangedichte beschrieben wird, in der als CP -ungerader Formfaktor das schwache Dipolmoment auftaucht, wenn man sich auf der Z -Resonanz befindet. Durch Integration über den Phasenraum erhält man die folgende Beziehung:

Für $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow a\bar{\nu}_\tau b\nu_\tau$:

$$\langle \hat{T}_{ij} \rangle_{ab} = \frac{m_Z}{e} \bar{d}_\tau \hat{c}_{ab} s_{ij} \quad \text{mit} \quad \frac{m_Z}{e} = \frac{1}{2.17 \cdot 10^{-16} \text{ ecm}}$$

wobei m_Z die Masse des Z -Bosons, e die Elementarladung, \bar{d}_τ das schwache Dipolmoment des τ -Leptons, \hat{c}_{ab} eine Proportionalitätskonstante, die von den beiden Zerfallskanälen a und b abhängt, und $s_{ij} = \text{diag}(-1/6, -1/6, 1/3)$ die Tensorpolarisation

des Z-Bosons ist.

Die \hat{T}_{33} - Observable hat die größte Sensitivität, weshalb sie bei dieser Analyse für die Messung des schwachen Dipolmomentes benutzt wird. Da die verschiedenen Zerfallskanäle den Spin der τ -Leptonen unterschiedlich gut nachweisen, ergeben sich für die verschiedenen Ereignistypen mit unterschiedlichen Zerfallskanälen verschiedene Proportionalitäten, welche in Tabelle 2.1 zu sehen sind.

\hat{c}_{ab}	π	l	$\rho = \pi \pi_0$	a1 = $\pi 2\pi_0$	h
π	-1.82 ± 0.01	-0.62 ± 0.01	-0.99 ± 0.02	-0.77 ± 0.01	-0.91 ± 0.01
l		0.62 ± 0.01	0.34 ± 0.01	0.48 ± 0.01	0.29 ± 0.01
$\rho = \pi \pi_0$			0.04 ± 0.01	0.20 ± 0.01	-0.08 ± 0.00
a1 = $\pi 2\pi_0$				0.35 ± 0.01	0.14 ± 0.00
h					0.0

Tabelle 2.1: Die Sensitivitäten \hat{c}_{ab} für die verschiedenen Zerfallskanäle $\tau^+\tau^- \rightarrow \bar{a}\bar{\nu}_\tau b\nu_\tau$ [23].

Der Zerfallskanal h beinhaltet alle restlichen hadronischen Zerfallskanäle mit einer geladenen Spur, für dessen mittlere Spinanalysatorstärke Null angenommen wird, so daß dieser Kanal nur zusammen mit anderen Zerfallskanälen sensitiv ist.

Für die Berechnung von \hat{c}_{ab} wird der Impulsvektor des geladenen Zerfallsteilchen benutzt.

Die Beschreibung von CP -Verletzungen in leptonischen Reaktionen ist nicht im Standardmodell enthalten, es gibt jedoch einige Erweiterungen des Standardmodells, die in der Lage sind, von Null verschiedenen Dipolmomente von Leptonen zu beschreiben [12].

Es soll nur kurz erwähnt werden, daß man im Rahmen des Standardmodells den Mechanismus zur Erzeugung von CP -Verletzung mit einer imaginären Phase in der Mischungsmatrix nur dann auf leptonische Reaktionen übertragen kann, wenn es mindestens zwei massive Neutrinos gibt oder die Neutrinos Majorana-Teilchen, d.h. ihre eigenen Antiteilchen sind [13].

Kapitel 3

Der ALEPH-Detektor

Der ALEPH-Detektor ist einer der vier LEP-Detektoren am CERN, der dazu dient, die Ereignisse, die bei der Vernichtung der Elektronen und Positronen auftreten, möglichst vollständig und exakt zu rekonstruieren. Er besteht aus verschiedenen Teildetektoren wie Spurkammern und Kalorimetern, die um den Wechselwirkungspunkt schichtweise angeordnet sind, so daß sie möglichst lückenlos den vollen Raumwinkelbereich abdecken. Mit den Spurkammern wird der Spurverlauf und der mittlere Energieverlust — dE/dx — geladener Teilchen gemessen. Im Magnetfeld kann über die Krümmung der Spur in der x, y -Ebene (siehe nächste Seite) der Transversalimpuls bestimmt werden. Die Kalorimeter dienen zur Bestimmung der Energie und des Ortes geladener und neutraler Teilchen. Teilchen, die am Wechselwirkungspunkt entstehen, durchdringen von innen nach außen die folgenden Teildetektoren:

- den Vertexdetektor (VDet = Vertex Detector)
- die Innere Spurkammer (ITC = Inner Tracking Chamber)
- die Zeitprojektionskammer (TPC = Time Projection Chamber)
- das Elektromagnetische Kalorimeter (ECal = El. - magn. Calorimeter)
- die Supraleitende Spule (Coil)
- das Hadronische Kalorimeter (HCal = Hadronic Calorimeter)
- die Myonkammern (= Muonchambers).

Weitere wichtige Teile des Detektors sind:

- die Luminositätsmonitore (LCal = Luminosity Calorimeter, SATr = Small Angle Tracking device)
- der Trigger

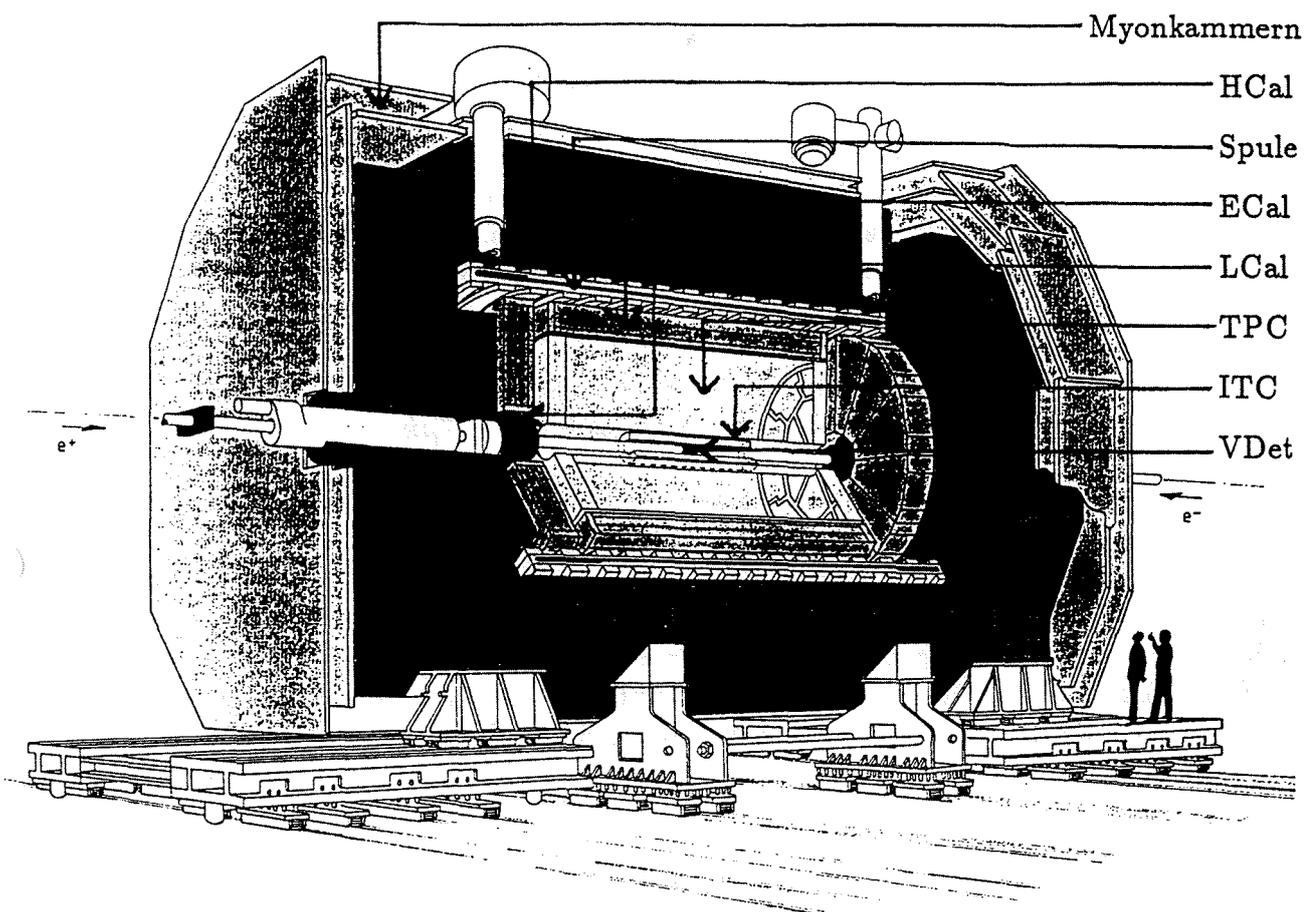


Abbildung 3.1: Der Aufbau des ALEPH-Detektors mit den einzelnen Teildetektoren.

Der Ursprung des ALEPH-Referenzkoordinatensystem liegt im Zentrum des Detektors. Die x -Achse verläuft horizontal und zeigt zum Mittelpunkt des LEP-Ringes. Die y -Achse zeigt nach oben und die z -Achse verläuft parallel zur Flugrichtung der Elektronen.

Für eine ausführliche Beschreibung des Detektors wird auf das ALEPH - Handbuch [14] verwiesen.

Für die vorliegende Analyse sind die Spurkammern wichtig, da es auf eine genaue Spurmessung ankommt, und die Kalorimeter, die zur Teilchenidentifikation benutzt werden. Deshalb werden diese Teildetektoren im folgenden näher beschrieben.

Die Innere Spurkammer ITC

Die ITC ist eine zylindrische Vieldrahtproportionalkammer, die für geladene Spuren, die vom Vertex kommen, 8 Koordinaten im Raum liefert.

Sie besitzt 960 Signaldrähte, die parallel zur z -Achse gespannt und jeweils von 6 Felddrähten umgeben sind, so daß hexagonale Driftzellen entstehen, die in 4 Doppelschichten konzentrisch um das Strahlrohr angeordnet sind. Sie wird von einer gasdichten Hülle umschlossen, in der sich ein Argon/Äthan-Gemisch befindet. Die Signaldrähte bestehen aus goldbeschichtetem Wolfram von $30\mu\text{m}$ Durchmesser und liegen auf einem Potential von 2.2 - 2.4 kV. Die Felddrähte sind geerdet. Sie müssen stabil sein, sollen aber möglichst wenig Materie darstellen. Sie bestehen aus goldbeschichtetem Aluminium und haben einen Durchmesser von $147\mu\text{m}$.

Durch Ionisation der Gasatome werden entlang der Bahnen geladener Teilchen Primärelektronen freigesetzt, die zu den Signaldrähten driften und dort durch Lawinenbildung registriert werden. Die x, y - Koordinate ergibt sich aus der Position des angesprochenen Signaldrahtes und der Driftzeit der Primärelektronen, d.h. der Zeit zwischen dem Spurdurchgang durch die Kammer und dem Anfang des Ladungspulses auf dem Signaldraht. Die z - Koordinate ergibt sich aus der Laufzeitdifferenz der Pulse zu den beiden Seiten der ITC. Die Auflösung der ITC beträgt:

100 μm in der x, y - Ebene
und 3 cm in der z -Richtung

Die Zeitprojektionskammer TPC

Die TPC ist eine große Driftkammer, welche für geladene Teilchen bis zu 21 räumliche Koordinaten und etwa 250 Werte für den mittleren Energieverlust — dE/dx — liefert.

Sie ist ein gasgefüllter Zylinder von 4.4 m Länge mit einem Durchmesser von 3.6 m und befindet sich innerhalb der supraleitenden Spule, die ein Magnetfeld in z - Richtung von 1.5 Tesla erzeugt. In axialer Richtung liegt auch das elektrische Feld an, welches 115 V/cm beträgt und von einer Hochspannungsmembran in der Mitte der Kammer erzeugt wird, die sich auf einem Potential von -27 kV gegenüber den geerdeten Endplatten befindet. Das elektrische Feld wird durch den äußeren und inneren Feldkäfig geformt, die zusammen mit den beiden Endplatten die äußere Hülle der Kammer darstellen. Auf den Feldkäfigen befinden sich ringförmige Elektroden, mit denen das elektrische Feld parallel zur z -Achse gehalten wird.

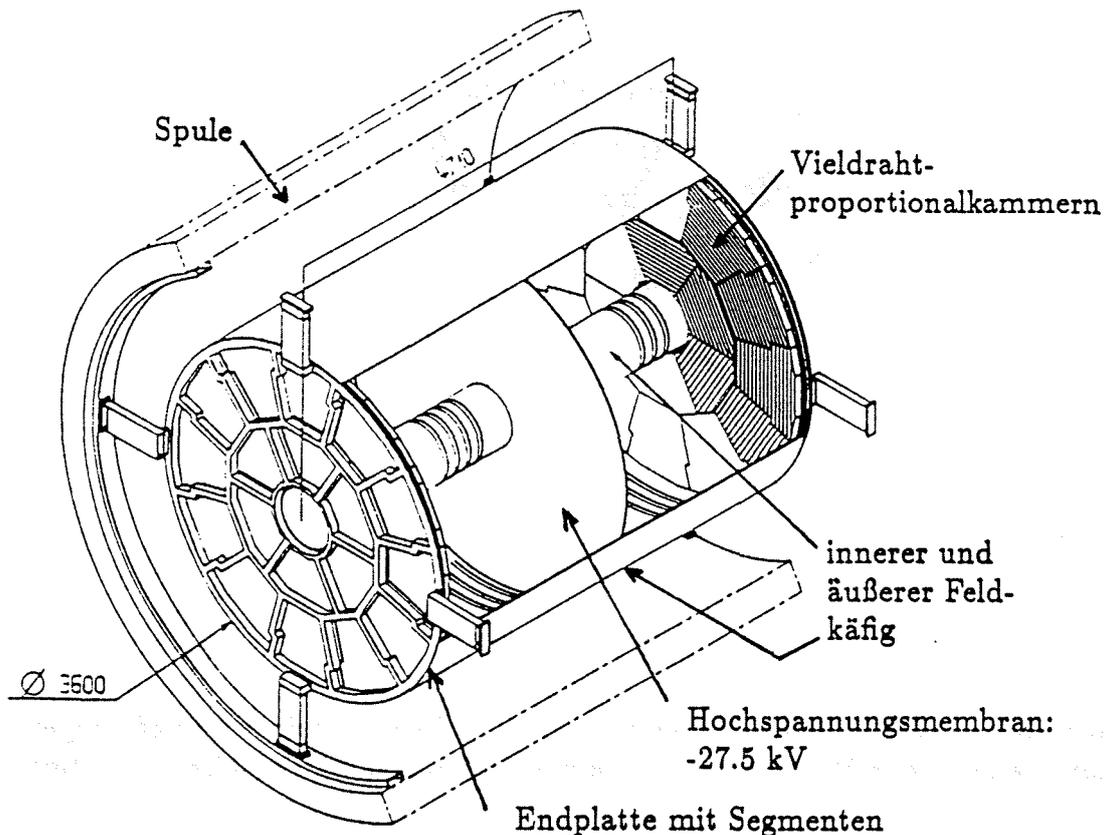


Abbildung 3.2: Der Aufbau der TPC

Beim Durchgang geladener Teilchen werden durch Ionisation Elektronen freigesetzt, die zu den Endplatten driften. Hier befinden sich Drahtkammern, die Ankunftszeit und -ort der driftenden Elektronen registrieren. Aus der Driftgeschwindigkeit und der Driftzeit läßt sich die z -Komponente der Spur bestimmen, so daß man eine Spur im Raum rekonstruiert.

Das Magnetfeld spielt bei der TPC zwei wichtige Rollen. Zunächst einmal dient es zur Impulsbestimmung, da die geladenen Teilchen auf eine Schraubenbahn gezwungen werden und aus dem Krümmungsradius der Helix der Transversalimpuls der Teilchen folgt. Weiterhin dient es dazu, die driftende Elektronenwolke seitlich zu begrenzen, denn es zwingt die Elektronen, die durch Stöße mit Gasatomen seitlich abgelenkt werden, auf eine Schraubenbahn um die Magnetfeldlinien, welche parallel zur Driftrichtung ist, und vergrößert somit die Ortsauflösung in der x, y - Ebene.

Die Endplatten bestehen aus jeweils 18 Drahtkammersektoren. Sechs Sektoren bilden einen inneren Ring und weitere zwölf decken den äußeren Ring der Endplatte ab

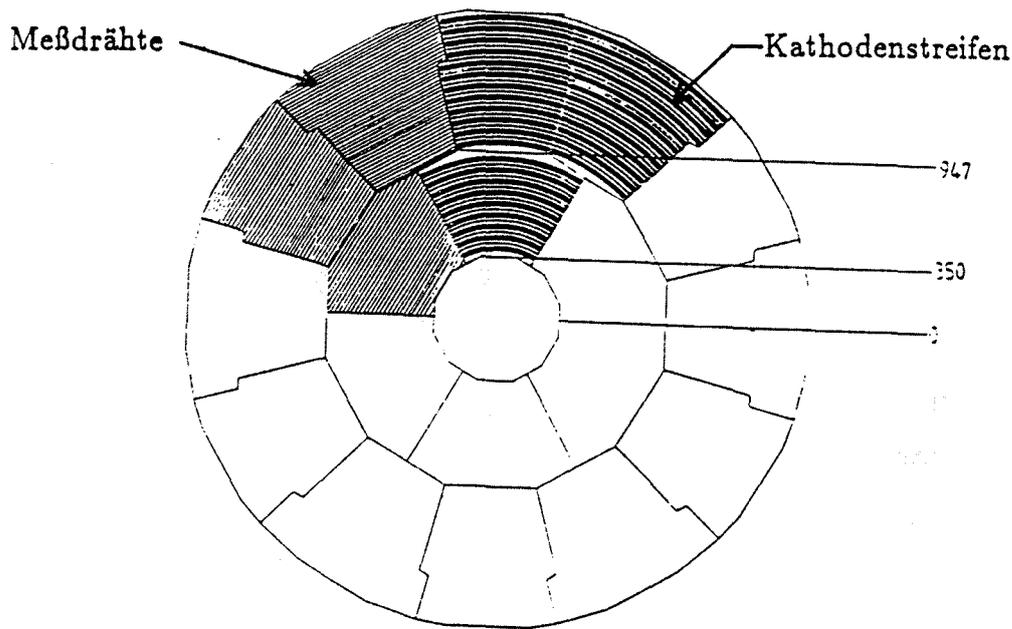


Abbildung 3.3: Die Sektorenaufteilung der TPC - Endplatten mit den ringförmigen Kathodenstreifen und den Meßdrähten für die Bestimmung der spezifischen Ionisation

(siehe Abb.3.3). Ihre Geometrie wurde so gewählt, daß keine durchgehenden radialen Lücken an den Rändern der Sektoren entstehen. Ein einzelner Sektor besteht aus einer Kathodenebene, welche aus Kathodenstreifen besteht, die ringförmig um das Strahlrohr angeordnet sind und fein unterteilt sind, so daß ein einzelnes Kathodensegment eine Größe von $6.2 \text{ mm} \times 30 \text{ mm}$ hat. Vor dieser Kathodenebene befinden sich drei Drahtebenen mit jeweils verschiedenen Funktionen:

Die erste Drahtebene vor der Kathodenebene besteht abwechselnd aus Meßdrähten (siehe Abb.3.3) und Felddrähten. Der Signaldraht befindet sich auf einem Potential von $+ 1.3 \text{ kV}$ und dient einerseits zur Messung des mittleren Energieverlustes der Teilchen $- dE/dz -$ andererseits induzieren die bei der Lawinenbildung um den Draht zurückbleibenden positiven Ionen auf den Kathodensegmenten das Signal zur Ortsbestimmung.

Die zweite Drahtebene heißt Kathodengitter. Die Kathodenebene, die Felddrähte in der ersten Ebene und das Kathodengitter liegen auf Nullpotential und bilden die eigentlichen Driftzellen um die Signaldrähte.

Die dritte Drahtebene vor dem Kathodengitter hat die Funktion eines Sperrgitters, welches verhindern soll, daß die bei der Lawinenbildung entstehenden positiven Ionen in den Driftraum wandern und dort das Driftfeld verzerren. Es gibt

zwei Zustände des Sperrgitters, einen offenen und einen Sperrzustand. Im geöffneten Zustand liegt es auf einem Potential von - 67 V, so daß es für die driftenden Elektronen (und auch für die zurückdriftenden positiven Ionen) durchlässig ist. Im Sperrzustand wird abwechselnd von Draht zu Draht das Potential um einen bestimmten Betrag erhöht bzw. erniedrigt, so daß geladene Teilchen nun senkrecht zu ihrer eigentlichen Driftrichtung abgelenkt werden und die trägen Ionen nach mehreren Zyklen von offenen und Sperrzuständen an den Drähten ankommen und neutralisiert werden. Das Sperrgitter wird kurz vor der Kollision der Elektronen und Positronen geöffnet.

Die Koordinate in der x, y -Ebene ergibt sich aus dem Signal, welches die Ladungswolke auf den verschiedenen Kathodensegmenten induziert, indem man den Ladungsschwerpunkt ermittelt. Die Ortauflösung beträgt:

170 μm in der x, y - Ebene
und 740 μm in z - Richtung

An die Spurpunkte wird eine Helix angepaßt, aus deren Parametern sich u.a. der Impulsvektor ergibt. Die Impulsauflösung mit ITC- und TPC-Spurpunkten [15] beträgt:

$$\frac{\Delta p}{p} = 0.8 \times 10^{-3} \times p [\text{GeV}/c]$$

Wichtig für eine gute Spurrekonstruktion sind die folgenden Punkte:

1. \vec{E} -Feld und \vec{B} -Feld müssen genau parallel zur z -Achse sein
2. die Driftgeschwindigkeit muß genau bekannt und räumlich konstant sein
3. die Positionen der Kathodensegmente müssen genau bekannt sein

Die ersten beiden Punkte werden mit Hilfe der Laserkalibration kontrolliert, die mit Hilfe von halbdurchlässigen Spiegeln innerhalb der TPC 30 gerade Ionisationsspuren unter verschiedenen Winkeln produziert. Inhomogenitäten im elektrischen oder magnetischen Feld machen sich durch systematische Verschiebungen der rekonstruierten Koordinaten bemerkbar.

Die Driftgeschwindigkeit der Elektronen ergibt sich aus dem Driftzeitunterschied bei Laserspuren unter verschiedenen Polarwinkeln. Verglichen werden die z - Koordinaten bei gleicher x, y - Koordinate.

Die Positionierung der Sektoren auf den Endplatten und der Kathodensegmente auf den Sektoren ist optisch bestimmt worden. Weiterhin hat man die relative Position der Sektoren zueinander mit $\mu^+\mu^-$ -Ereignissen bestimmt, indem man für die ITC und für den inneren und den äußeren TPC - Bereich getrennte Helizes gefittet und miteinander verglichen hat. Hierbei hat man auch eine Bestimmung der Positionen der beiden TPC - Endplatten relativ zur ITC und damit auch relativ zueinander erreicht. Die relative Position der Endplatten spielt der vorliegenden Analyse bei der Untersuchung der systematischen Fehler eine wichtige Rolle. Die Verdrehung ist kleiner als 0.02 mrad (siehe Kap.7).

Das Elektromagnetische Kalorimeter

Das ECal ist ein Sandwich-Kalorimeter mit Bleiplatten als passivem Material zwischen denen sich Proportionalkammern zum Nachweis der Schauer befinden. Es befindet sich vollständig innerhalb der Spule und besteht aus drei Teilen, die die Zylinderstruktur der TPC umgeben. Der Mantel ist ebenso wie die beiden Endkappen des Zylinders in 12 Module aufgeteilt, die jeweils 30° in ϕ abdecken. Jedes Modul besteht aus 45 Bleiplatten- und Proportionalkammerschichten, die abwechselnd angeordnet, die Sandwichstruktur ergeben und 22 elektromagnetischen Strahlungslängen X_0 entsprechen. Die ersten 33 Bleiplatten haben eine Dicke von 2 mm, die darauffolgenden 12 haben eine Dicke von 4 mm, da man hier nicht mehr die feine Unterteilung der ersten Schichten, in denen man den Startpunkt eines elektromagnetischen Schauers möglichst genau bestimmen möchte, beibehalten muß.

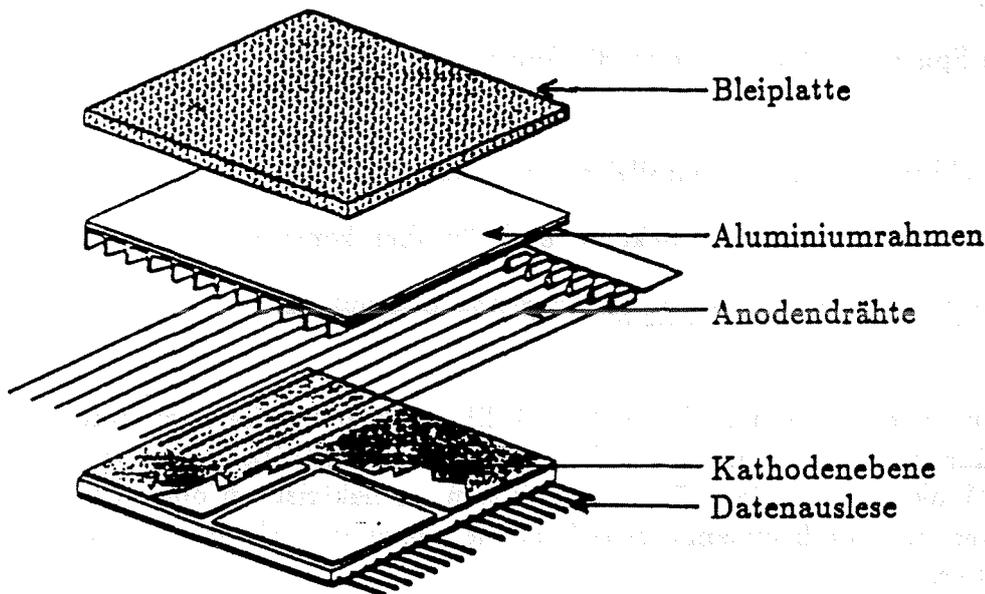


Abbildung 3.4: Der Aufbau einer ECal-Schicht

Die Proportionalkammern bestehen aus zusammenhängenden Vierkantröhren aus Aluminium, deren eine Seite offen ist. In der Mitte des Querschnittes von $3.2 \text{ mm} \times 4.5 \text{ mm}$ befindet sich der Feld- bzw. Meßdraht, der auf einem Potential von $1.3 - 1.4 \text{ kV}$ liegt. Die offene Seite wird durch eine Widerstandsschicht, hinter der sich die Auslekathoden befinden, abgeschlossen. Die Auslekathoden der verschiedenen Ebenen werden zu Türmen zusammengefaßt, deren Längsachsen zum Wechselwirkungspunkt zeigen. Sie decken einen Raumwinkelbereich von jeweils $\Delta\phi \times \Delta\theta \approx 1^\circ \times 1^\circ$ ab. Die Granularität des ECal ist möglichst hoch, damit abgestrahlte Photonen oder Photonen aus π^0 - Zerfällen gut rekonstruiert werden können. Die einzelnen Türme werden in der Tiefe in drei Teile unterteilt, wobei der erste 4, der zweite 9 und der dritte ebenfalls 9 Strahlungslängen (jedoch mit anderer Unterteilung) umfaßt. Für jeden Teil der Türme werden die analogen Signale der Auslekathoden aufsummiert, weiterhin existiert für jede Modulebene die Summe aller analogen Signale der Meßdrähte, die ein Energieprofil für jedes Modul liefert. Das Gas, welches in den Proportionalzählern des ECal benutzt wird, ist ein Gemisch aus 80% Xenon und 20% CO_2 . Jedes Modul befindet sich in einer gasdichten Hülle, an die ein Testmodul einer Drahtkammer in Reihe angeschlossen ist, um die Gasverstärkung dauernd kontrollieren zu können.

Die Energieauflösung des ECal beträgt:

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{0.18}{\sqrt{E [\text{GeV}]}}$$

Die Winkelauflösung beträgt:

$$\approx 0.07^\circ \text{ für Elektronen mit einem Impuls von } 10 \text{ GeV}/c$$

Das Hadronische Kalorimeter

Das HCal befindet sich außerhalb der Spule und besitzt ebenfalls wie das ECal eine Zylindergeometrie und eine Sandwichstruktur. Als passives Material dient hier Eisen, welches die tragende Struktur des ganzen Detektors ist und als Joch für die supraleitende Spule benutzt wird. Die Detektorschicht besteht aus Plastikdrahtkammern, die im „limited streamer mode“ [16] betrieben werden.

Der Zentralteil des HCal ist in 12 Module aufgeteilt. Die Endkappen sind in 6 Module aufgeteilt. Jedes Modul besteht aus 22 Eisenplatten von 5 cm Dicke und einer letzten Schicht von 10 cm Dicke. Zwischen den Eisenplatten befinden sich die Zählrohre, die sich im Zentralteil parallel zur z - Achse erstrecken. In den Endkappen sind die Zählrohre parallel zu einer Kante des Modules angeordnet und haben verschiedene Längen, um die Kreissegmente vollständig auszufüllen. Das HCal ist gegenüber dem

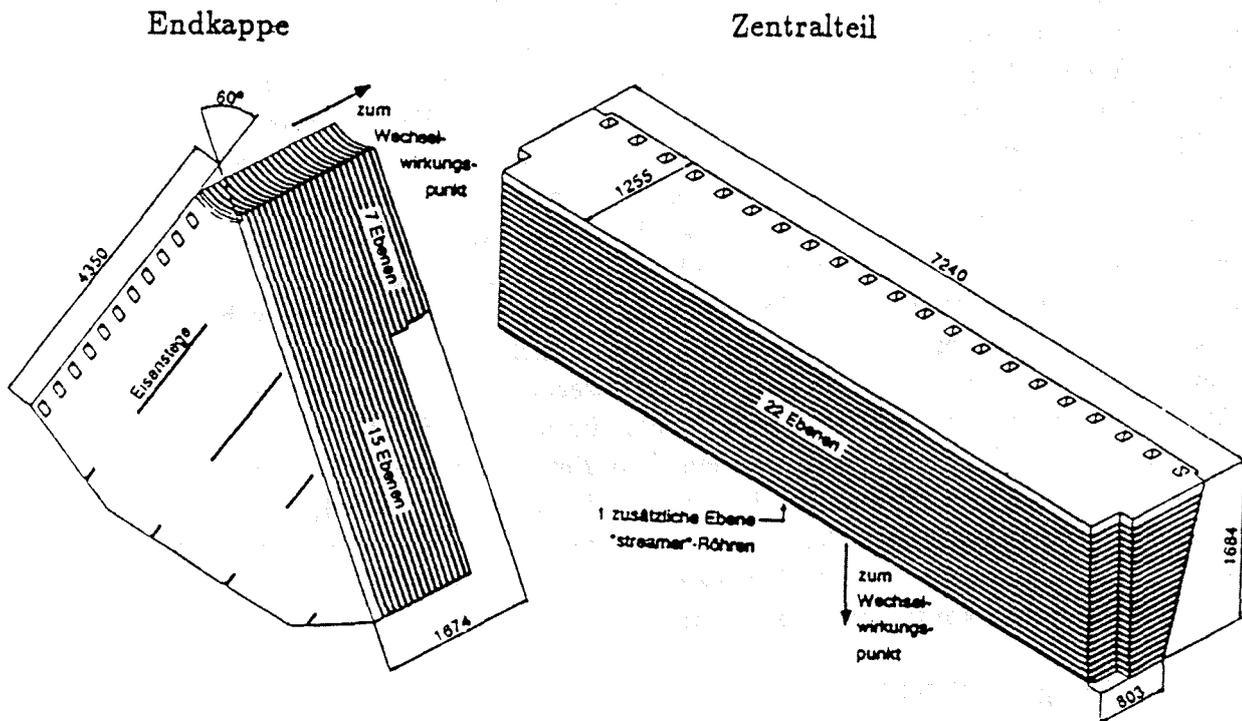


Abbildung 3.5: Schema eines Moduls der HCal-Endkappen und des HCal-Zentralteils. Die Röhren verlaufen in der Endkappe parallel zu einer Kante des Moduls und im Zentralteil entlang der z-Achse.

ECal um -1.9° um die Symmetrieachse des Detektors verdreht, um durchgehende tote Zonen zu vermeiden.

Die Plastikröhren haben eine Querschnitt von $1\text{cm} \times 1\text{cm}$ und werden jeweils zu Gruppen von 8 Röhren zusammengefaßt mit einer offenen Seite, an der sich die Auslekathoden befinden. Zwei solche Achtergruppen bilden eine Einheit, an deren einen Ende sich Ausleseelektronik, Gaszufuß und -abfuß befinden. Die Auslekathoden sind wie beim ECal zu projektiven Türmen zusammengefaßt, die jedoch wegen der größeren Ausdehnung von hadronischen Schauern eine größere Querschnittsfläche haben. Die Türme decken jeweils einen Raumwinkel von $3.7^\circ \times 3.7^\circ$ ab. Auf der den Kathodensegmenten gegenüberliegenden Seite befinden sich entlang der einzelnen Röhren Kathodenstreifen, die ein Signal liefern, sobald ein ionisierendes Teilchen die Röhre trifft. Dieses Signal wird in ein digitales Signal umgewandelt, so daß man ein digitales Muster der getroffenen Röhren erhält, welches ein wichtiges Instrument für die Teilchenidentifikation darstellt (siehe Anhang).

Die „Streamertubes“ werden bei einer wesentlich höheren Spannung als die Proportionalzählrohre betrieben, wobei örtlich begrenzte Ladungswolken, sogenannte „Streamer“ entstehen, deren Größe unabhängig von der Anzahl der Primärteilchen

ist. Der Vorteil dieser Kammern ist, daß sie nicht so große Anforderungen an die Genauigkeit des Feldes und somit an die Positionierung des Felddrahtes und der Kammerwände stellen. Daher kann man beim Bau der Kammern billigeres Material, z.B. Plastik beim ALEPH-Detektor verwenden. Das Gasgemisch besteht aus Argon (13 %), Kohlendioxid (57 %) und Isobutan (30 %). Man erreicht eine Energieauflösung von:

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{0.84}{\sqrt{E [\text{GeV}]}}$$

Die Myonkammern

Die Myonkammern befinden sich in zwei Schichten hinter der letzten HCal-Eisenplatte und sind wie eine HCal-Ebene aufgebaut mit dem Unterschied, daß die Auslese in zwei Richtungen, die senkrecht zueinander verlaufen, über Kathodenstreifen erfolgt, so daß man zusätzlich mit der Information der getroffenen Myonkammer, Treffer im Raum rekonstruiert. Die beiden Schichten sind etwa einen halben Meter voneinander entfernt, so daß die Richtung eines Teilchens mit einer Genauigkeit von 10 mrad bestimmt werden kann.

Kapitel 4

Rekonstruktion der Ereignisse

Zur Rekonstruktion der Ereignisse müssen aus den Datenmengen, die der Detektor liefert, die zum Ereignis gehörenden Informationen herausgesucht und so aufgearbeitet werden, daß man physikalische Fragestellungen untersuchen kann. Die Spurpunkte der Spurkammern werden daraufhin untersucht, ob sie von geladenen Teilchen mit einem bestimmten Impuls stammen können, und in den Kalorimetern werden Ansammlungen von Energiedepositionen zu sogenannten „Clustern“ zusammengefaßt.

Da für diese Analyse eine genaue Messung von Winkel und Impulsbetrag von geladenen Teilchen von großer Bedeutung ist, soll hier das Verfahren zur Bestimmung der Spurparameter erläutert werden.

4.1 Rekonstruktion der Spuren

Ausgehend von den dreidimensionalen Spurpunkten, die von der TPC geliefert werden, startet die Spurrekonstruktion mit der Suche nach radial zusammenhängenden Spurpunkten, die auf einer Helix liegen. Das Programm startet mit den äußeren Punkten, da diese räumlich besser getrennt sind. Anschließend werden diese zusammenhängenden Spurpunkte zu Spurkandidaten kombiniert, sofern sie zu derselben Helix passen, und an diese Spurpunkte wird schließlich die Helix angepaßt (sogeannter Helixfit), aus deren Parametern (siehe Abb.4.1) sich u.a. der Impulsvektor ergibt.

Der Helixfit besteht aus den folgenden Teilschritten:

- vorläufiger Fit an einen Kreis in der x, y - Ebene
- vorläufiger Fit an eine Gerade in der r, z - Ebene (siehe Abb.4.1)
- Berechnung der Fehler durch Vielfachstreuung
- endgültiger Kreisfit mit Fehlern durch Vielfachstreuung
- endgültiger Geradenfit mit Fehlern durch Vielfachstreuung

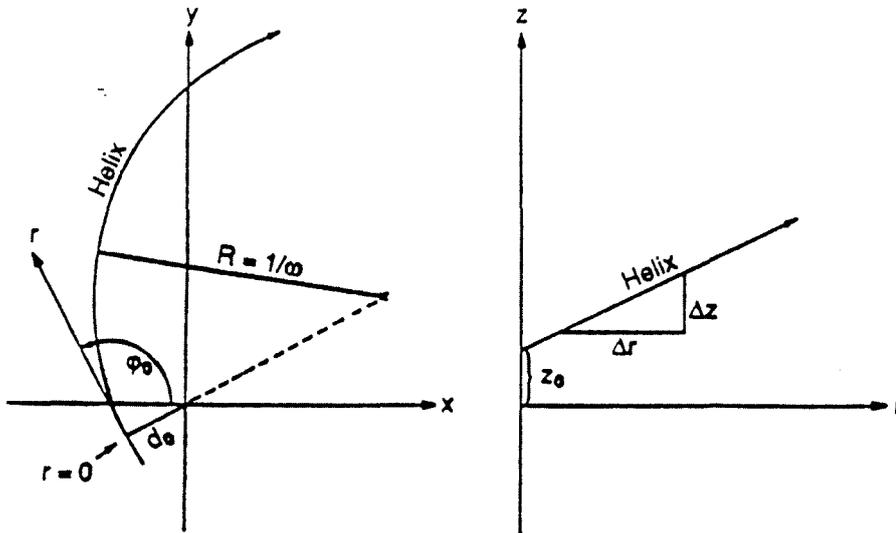


Abbildung 4.1: Die Helix-Parameter, die beim Helixfit benutzt werden

Die Parameter:

1. $\omega =$ der inverse Krümmungsradius
2. $\tan \lambda = \Delta z / \Delta r$ der Tangens des sogenannten Dipwinkels
3. $\phi_0 = \phi -$ Winkel bei der größten Annäherung an den Ursprung
4. $d_0 =$ Abstand in der x, y -Ebene $=r$ im Punkt der größten Annäherung an den Ursprung
5. $z_0 = z(d_0)$

Haben die TPC-Spuren eine bestimmte Mindestzahl von Spurpunkten und mindestens einen Treffer in den inneren Kathodenstreifen der TPC, so werden sie in die ITC extrapoliert, um dort nach passenden Spurpunkten zu suchen. Hierbei werden die Ortsauflösung der ITC und Vielfachstreuung in der ITC-TPC-Wand berücksichtigt. Werden in den äußeren beiden Lagen der ITC keine passenden Punkte gefunden, so wird die Suche abgebrochen. Mit den gefundenen ITC- und TPC-Spurpunkten wird nun ein dreidimensionaler Helixfit mit Vielfachstreuung in der ITC-TPC Wand durchgeführt.

Dasselbe kann mit den VDet-Spurpunkten, falls vorhanden, durchgeführt werden.

4.2 Rekonstruktion der Kalorimeterobjekte

Zunächst werden Ansammlungen von Energiedepositionen in benachbarten Türmen zu „Clustern“ zusammengefaßt. Für diesen „Cluster“-Algorithmus gibt es bestimmte Schwellenwerte für die Energie, die ein einzelner Teilturm haben muß, um zum „Cluster“ dazugezählt zu werden. Die so gefundenen „Cluster“ werden daraufhin untersucht, ob sie einer geladenen Spur zugeordnet werden können.

4.3 Teilchenidentifikation

Elektronidentifikation

Die Elektronidentifikation beruht hauptsächlich auf den Spurkammern und dem ECal. Die Elektronen werden anhand der Form und Größe ihrer Energiedeposition im ECal und anhand des mittleren Energieverlustes in der TPC identifiziert.

Das ECal ist in der Tiefe in drei Teilbereiche aufgeteilt (siehe Kap.3). Für jeden dieser Teilbereiche betrachtet man die Energie, die in den vier, der extrapolierten Spur am nächsten liegenden Teiltürmen deponiert worden ist. Mit diesen Werten werden verschiedene Größen berechnet, und die auf den Fehler normierten Abweichungen dieser Größen von den erwarteten Werten für Elektronen¹ bilden die folgenden Estimatoren:

- einen Estimator, der das Verhältnis aus deponierter Energie und Impuls des Teilchens beschreibt
- einen Estimator für die transversale Form des Schauers
- zwei Estimatoren für die longitudinale Energiedeposition im Schauer
- einen Estimator für den Energieverlust dE/dz in der TPC

Ein weiteres Mittel zur Identifikation von Elektronen stellen die analogen Signale an den Drähten im ECal dar, welche direkt ein longitudinales Schauerprofil liefert mit dem Nachteil, daß die Signale der Drahtebenen modulweise aufsummiert werden, so daß man diese Größe nur bei Ereignissen mit kleiner Multiplizität benutzen kann.

Myonidentifikation

Für die Myonidentifikation werden hauptsächlich die Spurkammern zusammen mit dem HCal und den Myonkammern benutzt, wobei die geringe Wechselwirkung der Myonen mit Materie ausgenutzt wird.

¹die erwarteten Werte der Größen erhält man aus Untersuchungen mit Teilchenstrahlen bekannter Energie, die auf Testmodule geschossen werden

Mit Hilfe der Spurkammerinformation wird die Spurextrapolation durch die Kalorimeter bis zu den Myonkammern vorgenommen, das Muster der getroffenen Röhren im HCal wird daraufhin untersucht, ob es von einem Myon stammen kann, und es wird in den Myonkammern nach Treffern in der Nähe der extrapolierten Spur gesucht.

Dabei stellt das digitale Muster der gefeuerten HCal-Röhren ein wichtiges Instrument zur Unterscheidung von Myonen und Hadronen dar. Es werden hauptsächlich zwei Größen untersucht, die sogenannte „Penetration“, das ist die Durchdringungsfähigkeit des Teilchens, die angibt, ob das Teilchen in die äußersten Schichten des Detektors vorgedrungen ist, und die Schauerbreite im HCal, die bei hadronischen Wechselwirkungen wesentlich größer als bei elektromagnetischen ist. Im Anhang ist die von mir modifizierte Methode zur Analyse des digitalen Musters der getroffenen HCal-Röhren beschrieben.

Hadronidentifikation

Die Hadronidentifikation besteht im Grunde darin, zu untersuchen, ob die für Elektronen und Myonen charakteristischen Merkmale nicht vorhanden sind. Im ECal zeichnen sie sich daher durch eine geringere und spätere Energiedeposition als Elektronen aus und im HCal durch eine größere Schauerbreite und eine schlechtere Durchdringungsfähigkeit als die Myonen. Das ECal dient also hauptsächlich zur Trennung von Elektronen und Hadronen, und im HCal können bevorzugt Myonen und Hadronen separiert werden.

Kapitel 5

Der Zerfallskanal $\tau \rightarrow \pi \nu_\tau$

Wie man in Tabelle 2.1 sieht, sind Ereignisse, bei denen beide τ -Leptonen nach $\tau \rightarrow \pi \nu_\tau$ zerfallen, für die Bestimmung des schwachen Dipolmomentes \bar{d}_τ am besten geeignet, da dieser Zerfallskanal der beste Spinanalysator des τ -Leptons ist [19]. Diese Ereignisse sollen im Folgenden als $\pi\pi$ -Ereignisse bezeichnet werden. Das niedrige Verzweungsverhältnis, das diesem Ereignistyp zugrundeliegt, stellt jedoch wegen der daraus resultierenden geringen Ereigniszahl einen großen Nachteil dar.

Zerfall $\tau \rightarrow$	Verzweungsverhältnis
$e \nu_\tau \bar{\nu}_e$	18.1 ± 0.6
$\mu \nu_\tau \bar{\nu}_\mu$	17.4 ± 0.5
Σ l(epton) $\nu_\tau \bar{\nu}_l$	35.5 ± 0.8
$\pi(K) \nu_\tau$	12.6 ± 0.6
$\rho \nu_\tau \rightarrow$	24.6 ± 1.1
$\pi \pi_0 \nu_\tau$	
$a_1 \nu_\tau \rightarrow$	10.2 ± 1.1
$\rho \pi_0 \nu_\tau \rightarrow$	
$\pi \pi_0 \pi_0 \nu_\tau$	3.0 ± 0.6
andere h(adron) ν_τ	50.4 ± 1.8
Σ hadron ν_τ	85.9 ± 1.0
Σ Ein-Prong ν_τ	

Tabelle 5.1: Die Verzweungsverhältnisse der Ein-„Prong“ τ -Zerfälle [18]

Aus den Verzweungsverhältnissen aus Tabelle 5.1 ergibt sich, daß in 1.2% aller τ -Ereignisse beide τ -Leptonen nach $\tau \rightarrow \pi \nu_\tau$ zerfallen.

5.1 Selektion von $\pi\pi$ -Ereignissen

Für die Selektion der $\pi\pi$ -Ereignisse wird eine Methode zur Pionidentifikation benutzt, welche für die Messung der τ -Polarisation entwickelt wurde [20].

Diese Methode soll im folgenden kurz beschrieben werden:

Die Selektion geht von Leptonpaarkandidaten aus, das sind Kandidaten für $Z \rightarrow e^+e^-$, $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ und $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$, die selektiert werden, indem man hadronische Ereignisse, Zweiphotonereignisse ¹ und kosmische Myonen zurückweist.

Das Ereignis wird in zwei Hemisphären aufgeteilt, für die untersucht wird, ob ein τ -Zerfall vorliegt und ob das geladene Zerfallsprodukt ein einzelnes Pion ist.

Es werden die folgenden Selektionskriterien benutzt:

1. Es muß genau eine gute ² Spur in der Hemisphäre sein.
Diese Anforderung eliminiert τ -Zerfälle mit mehreren geladenen Teilchen und die Zerfälle mit neutralen Pionen, bei denen mindestens eines der Photonen aus dem Pionzerfall konvertiert ist. Diese Anforderung verringert die Effizienz für Pionen um etwa 2 %.
2. Die Spurextrapolation darf nicht in eine tote Zone des ECal oder in die Gegend, in der Zentralteil und Endkappen des ECal ineinander übergehen, zeigen.
Diese Bedingung ist nötig, damit elektromagnetische Schauer sicher gefunden werden, da sie das Hauptmittel zur Identifikation von Elektronen oder Photonen darstellen. Sie bewirkt einen Akzeptanzverlust von etwa 10 % für die Pionen.
3. ECal - Schauer dürfen frühestens nach 5 Strahlungslängen im ECal beginnen.
Dies dient zum Verwerfen von Elektronen oder Photonen, da deren Schauer im ECal sehr früh anfangen. Man betrachtet das Energieprofil der Drahtebenen des Modules, in welches die Spur extrapoliert wird, sowie der beiden Nachbar-module. Als Startpunkt des Schauers werden die ersten 3 zusammenhängenden Ebenen bezeichnet, deren Signale mehr als 2.5 mal so groß wie das eines minimal ionisierenden Teilchens sind.
4. Das Muster der getroffenen HCal-Röhren muß wie das eines Pions aussehen (siehe Abb.A.1 und Anhang).
Diese Anforderung bezieht sich auf den mittleren Abstand der getroffenen Röhren von der extrapolierten Spur in den letzten 5 HCal-Ebenen. Ist diese Größe mit dem Wert für Vielfachstreuung ($3 \times \sigma$) verträglich, so wird das Teilchen als Myon zurückgewiesen. Eine weitere Bedingung berücksichtigt Myonen, die in den toten Zonen zwischen den HCal-Modulen entweichen, ohne in den letzten 5 Ebenen Treffer zu hinterlassen. Es wird das Verhältnis aus den weiten HCal-Ebenen (das sind Ebenen, in denen der mittlere Abstand der getroffenen Röhren größer als 6 cm ist) und allen getroffenen HCal-Ebenen gebildet und wenn dieses kleiner als 0.2 ist, wird das Teilchen ebenfalls als Myon zurückgewiesen.

¹Hierbei handelt es sich um inelastische Streuprozesse $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\tau^+\tau^-$ bei denen das gestreute e^+e^- - Paar entlang der Strahlröhre entweicht und $\tau^+\tau^-$ - Paare mit relativ niedrigen Impulsen entstehen können.

²eine gute Spur muß mindestens vier Spurpunkte in der TPC, einen Impuls $> 0.1\text{GeV}/c$, ein $d_0 < 2\text{cm}$ und ein $z_0 < 10\text{cm}$ (siehe Kap.4) haben

5. Es darf nicht mehr Energie von neutralen Teilchen als von geladenen Teilchen in den Kalorimetern deponiert werden.
Hierdurch wird der Untergrund aus ρ - und K^* -Zerfällen reduziert.
6. Mindestens eine der Spuren im Ereignis muß einen Impuls größer als 4.5 GeV/c haben.
Dieses Kriterium dient zur Eliminierung von Zweiphoton - Ereignissen.

Zerfall $\tau \rightarrow$	Effizienz von π - Id
$\pi \nu_\tau$	96.54 ± 0.72
$\rho \nu_\tau$	2.60 ± 0.70
$\mu \nu_\tau \bar{\nu}_\mu$	0.86 ± 0.09
$e \nu_\tau \bar{\nu}_e$	< 0.15
Σ $l \nu_\tau \bar{\nu}_l$	0.86 ± 0.17

Tabelle 5.2: Die Nachweiswahrscheinlichkeiten der π - Identifikation für die verschiedenen Zerfallskanäle (in %); alle anderen Kanäle können vernachlässigt werden. Die Effizienz der Pionenidentifikation beträgt etwa 56 % (siehe Anhang).

5.2 Messung von \tilde{d}_τ mit $\pi\pi$ -Ereignissen

Die Messung besteht nun darin, mit den identifizierten $\pi\pi$ - Ereignissen den Mittelwert der Observablen \tilde{T}_{33} und den Fehler des Mittelwertes zu berechnen, woraus sich das schwache Dipolmoment des τ -Leptons \tilde{d}_τ ergibt.

Wie man in Tabelle 5.2 sieht, hat man in den selektierten Ereignissen Untergrund von anderen τ - Zerfällen, so daß man nicht die in Tabelle 2.1 angegebene Sensitivität für $\pi\pi$ - Ereignisse benutzen kann, sondern eine Sensitivität benutzen muß, die sich aus den Sensitivitäten der Untergrundereignisse, gewichtet mit deren Wahrscheinlichkeiten, zusammensetzt:

$$\hat{c}_{\text{eff}} = \sum p_i \hat{c}_i = \frac{1}{N} \sum n_i \hat{c}_i$$

Für den Fehler von \hat{c}_{eff} ergibt sich mit Fehlerfortpflanzung unter der Annahme, daß die identifizierten Ereignisse einer Stichprobe vom Umfang N aus einer Multinomialverteilung der Untergrundklassen mit den jeweiligen Wahrscheinlichkeiten p_i bzw. den Anzahlen n_i entsprechen:

$$\Delta \hat{c}_{\text{eff}} = \sqrt{\sum p_i^2 (\Delta \hat{c}_i)^2 + (\Delta p_i)^2 \hat{c}_i + \hat{c}_i^2 p_i (1 - p_i) / N}$$

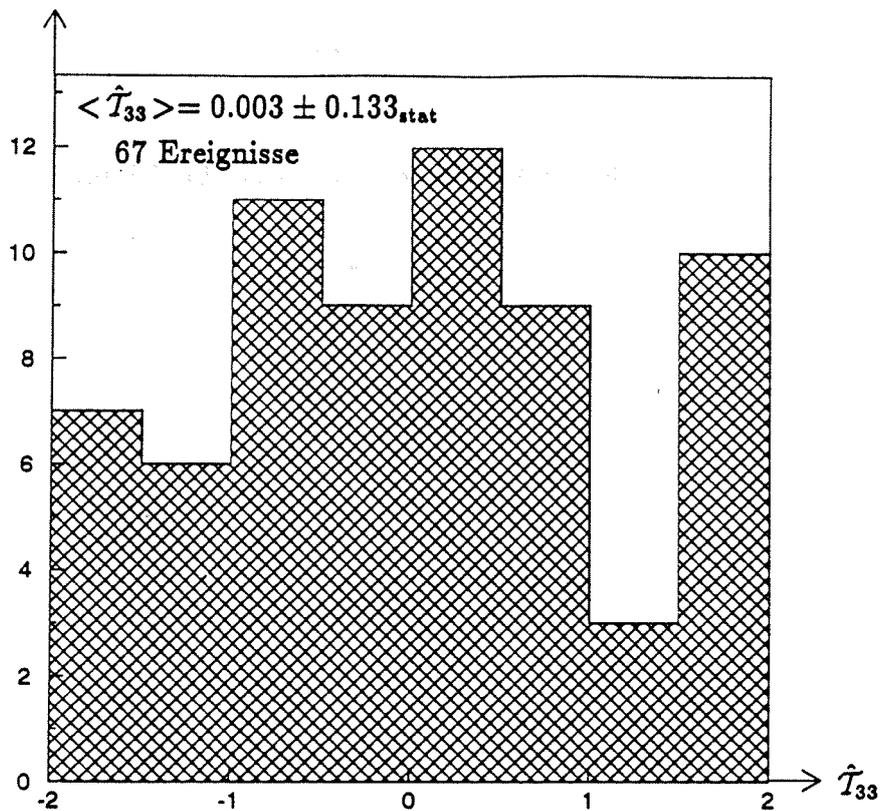


Abbildung 5.1: \hat{T}_{33} für sämtliche $\pi\pi$ -Ereignisse von 1989 bis 1991. Der Mittelwert ist mit Null verträglich.

Der erste Summand unter der Wurzel beinhaltet die Fehler der Sensitivitäten aus Tabelle 2.1. Der zweite Summand berücksichtigt die Fehler der Wahrscheinlichkeiten p_i in Tabelle 5.2 und der dritte Summand berücksichtigt die möglichen statistischen Schwankungen der Anteile der einzelnen Untergrundklassen an der Stichprobe vom Umfang N .

Es ergibt sich somit für die $\pi\pi$ -Ereignisse eine effektive Sensitivität von:

$$\hat{c}_{\text{eff}} = -1.70 \pm 0.09$$

Wie nicht anders erwartet, hat sich die Sensitivität gegenüber der Sensitivität der reinen $\pi\pi$ -Ereignisse verringert, da Untergrund mit einer geringeren Sensitivität hinzugekommen ist. Der Fehler setzt sich aus den drei oben genannten Bestandteilen folgendermaßen zusammen:

Ursache	$\Delta \hat{c}_{\text{eff}}$
$\Delta \hat{c}_i \rightarrow$	0.065
$\Delta p_i \rightarrow$	0.011
stat. Schw. \rightarrow	0.059

Mit dem Mittelwert von \hat{T}_{33} aus der Verteilung in Abb.5.1 ergibt sich für das schwache Dipolmoment des τ -Leptons:

$$\vec{d}_\tau = (-0.1 \pm 5.1) 10^{-17} \cdot \text{ecm}$$

Kapitel 6

Die Zerfallskanäle $\tau \rightarrow e \nu_\tau \bar{\nu}_e$,
 $\tau \rightarrow \mu \nu_\tau \bar{\nu}_\mu$ und $\tau \rightarrow \text{hadron } \nu_\tau$

Da die Messung des schwachen Dipolmomentes vom statistischen Fehler dominiert ist, soll noch eine zweite Messung vorgestellt werden, bei der auch die weniger sensitiven Zerfallskanäle des τ -Leptons, die ein größeres Verzweigungsverhältnis haben, benutzt werden, um den statistischen Fehler der Messung zu reduzieren.

6.1 Identifikation der Ereignisse

Zur Identifikation der Zerfallskanäle des τ -Leptons wird eine Maximum-Likelihood Methode [22] benutzt, welche die Ein-„Prong“ τ -Zerfälle in die folgenden Kanäle aufteilt:

1. $\tau \rightarrow e \nu_\tau \bar{\nu}_e$
2. $\tau \rightarrow \mu \nu_\tau \bar{\nu}_\mu$
3. $\tau \rightarrow \text{hadron } \nu_\tau$, womit alle hadronischen Ein-„Prong“ τ -Zerfälle gemeint sind

Vorher müssen jedoch $Z \rightarrow \tau^+ \tau^-$ -Ereignisse selektiert werden, da die o.a. Methode nur die Teilchenidentifikation beinhaltet. Die hierbei benutzte Methode [21] soll im folgenden kurz beschrieben werden.

Methode zur Identifikation von $Z \rightarrow \tau^+ \tau^-$ -Ereignissen

Das Verfahren zur Selektion von $Z \rightarrow \tau^+ \tau^-$ -Ereignissen geht von den Leptonpaar-kandidaten (siehe Kap.5) aus. In den τ -Ereignissen muß eine gewisse Menge an

Energie fehlen (sogenannte „Missing Mass“¹), die von den Neutrinos beim τ -Zerfall weggetragen wird.

Weiterhin darf die im ECal deponierte Energie einen Wert von 55 GeV nicht überschreiten, was dazu dient, $Z \rightarrow e^+e^-$ -Ereignisse, die wegen Photonabstrahlung das „Missing Mass“-Kriterium überleben, zu eliminieren. Schließlich darf die Summe der Impulse aller geladenen Spuren nicht größer als 100 GeV/c sein.

Diese Selektion identifiziert $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$ -Ereignisse mit einer Effizienz von 72 % und die selektierten Ereignisse sind mit 1.1 % $Z \rightarrow e^+e^-$ -Ereignissen und mit 0.2 % $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Ereignissen kontaminiert [21].

Methoden zur Identifikation von τ -Zerfällen

Bei der Maximum-Likelihood-Methode werden für die zu identifizierenden Kanäle charakteristische Größen gesucht, für welche man mit Monte-Carlo-Ereignissen Referenzverteilungen erstellt, so daß man für jeden τ -Zerfall mit den Likelihood-Estimatoren die Wahrscheinlichkeiten für die verschiedenen Zerfallskanäle berechnen kann. Der Zerfallskanal mit der größten Wahrscheinlichkeit wird dann als identifizierter Zerfallskanal angegeben.

Für die Likelihood-Methode werden die folgenden Größen benutzt:

1. die spezifische Ionisation in der TPC : dE/dx
2. ein transversaler Estimator des ECal-Schauers : R_T
3. ein longitudinaler Estimator des ECal-Schauers : R_L
4. die mittlere Schauerbreite im HCal : \bar{W}
5. die Anzahl der getroffenen unter den letzten zehn HCal-Ebenen : N_{10}

Um diese 5 Größen sinnvoll nutzen zu können, müssen einige Anforderungen an das zu identifizierende Teilchen gestellt werden, die leider zur Folge haben, daß die Effizienz der Selektion verringert wird.

¹Die Missing Mass ist die Differenz zwischen der invarianten Masse der Spuren mit angenommenen Pionmassen und der bekannten Schwerpunktsenergie. Ihr Quadrat muß hier größer als 400 GeV^2 sein.

Es werden die folgenden Kriterien benutzt:

- der Impuls muß größer als $2\text{GeV}/c$ sein: Effizienzverlust: 4.5 %
- die extrapolierte Spur darf nicht in tote Zonen im ECal oder in den Übergangsbereich zwischen Zentralteil und Endkappe zeigen:
Effizienzverlust: 15.8 %
- die extrapolierte Spur darf ebenfalls nicht in tote Zonen im HCal zeigen:
Effizienzverlust: 8.5 %

Die Messung der spezifischen Ionisation in der TPC bringt nur bei kleinen Impulsen eine wirkliche Verbesserung der Identifikation. Da die Größe jedoch nicht bei allen Spuren vorhanden ist, verliert man 12.4 % an Effizienz, wenn man die dE/dx - Information für alle Teilchen verlangt. Um das zu umgehen, benutzt man sie nur dann, wenn sie vorhanden ist. Da die Referenzverteilungen der o.a. Größen nicht für alle Impulsbereiche gleich aussehen, werden für die verschiedenen Impulsbereiche getrennte Referenzverteilungen benutzt.

Zerfallstyp	identifiziert als e	identifiziert als μ	identifiziert als h
e	99.40 ± 0.09	0.00 ± 0.01	1.01 ± 0.09
μ	0.00 ± 0.01	99.12 ± 0.10	1.50 ± 0.11
h	0.60 ± 0.09	0.88 ± 0.10	97.49 ± 0.14

Tabelle 6.1: Die Nachweiswahrscheinlichkeiten (in %) für die verschiedenen τ -Zerfälle mit der Maximum-Likelihood Methode.

Man erhält somit für die nach den oben genannten Kriterien vorselektierten τ -Zerfälle die in Tabelle 6.1 angegebenen Effizienzen.

6.2 Messung von \tilde{d}_τ mit ll -, lh - und hh - Ereignissen

In Abb.6.1 bis Abb.6.3 sind die Verteilungen der CP - ungeraden Tensorobservablen \hat{T}_{33} für die mit der beschriebenen Methode identifizierten Zerfallskanäle zu sehen. Die Mittelwerte sind innerhalb ihrer statistischen Fehler mit 0 verträglich.

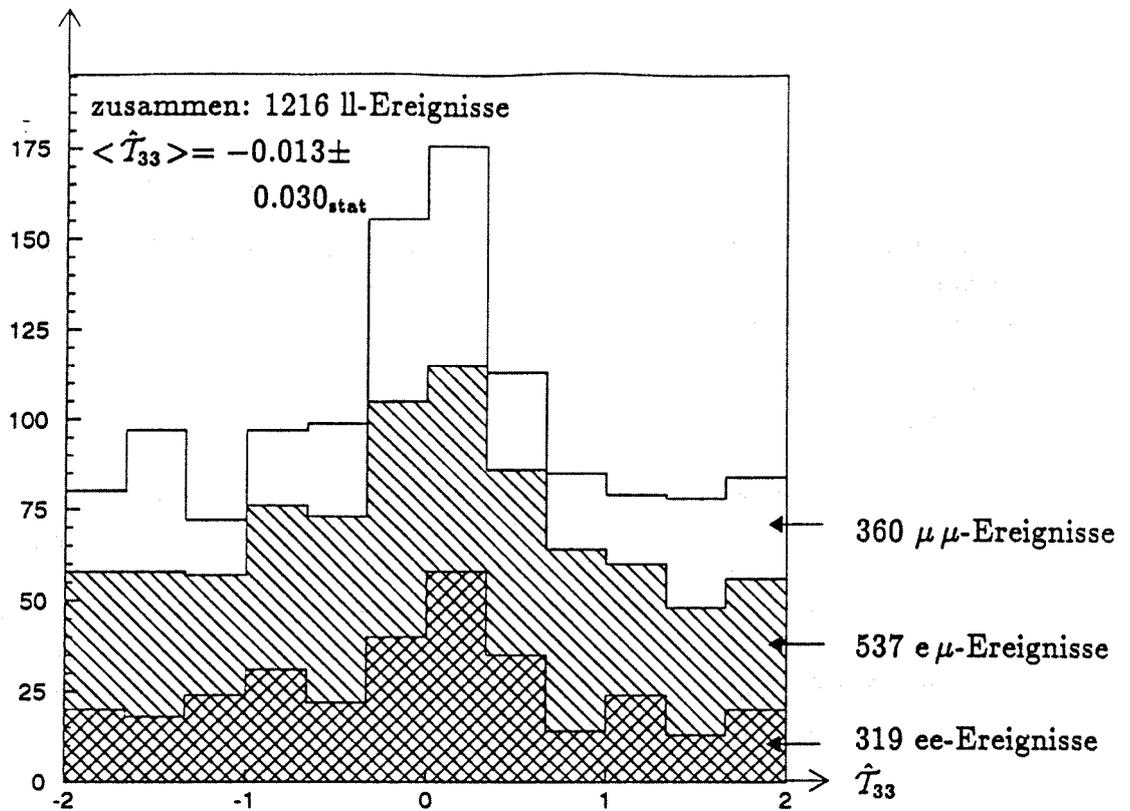


Abbildung 6.1: \hat{T}_{33} für Lepton-Lepton(ll) Ereignisse von 1989 bis 1991. Die Verteilung setzt sich aus Elektron-Elektron(ee), Elektron-Myon(e μ) und Myon-Myon($\mu\mu$) Ereignissen zusammen.

Wie bei den $\pi\pi$ - Ereignissen in Kap.5 muß berücksichtigt werden, daß man es mit einer Verteilung aus mehreren Ereignisklassen mit verschiedenen Sensitivitäten zu tun hat.

Der Tabelle 5.1 entnimmt man, daß sich die hadronischen Zerfallskanäle aus 4 Untergruppen mit verschiedenen Sensitivitäten (siehe Tab.2.1) zusammensetzen. Die Wahrscheinlichkeiten für die verschiedenen Untergruppen setzen sich somit aus der Nachweiswahrscheinlichkeit und dem Verzweungsverhältnis zusammen.

Man benutzt zur Berechnung von \hat{c}_{eff} die gleiche Formel wie in Kap.5, anstelle von 3 Ereignistypen hat man hier 6. Die effektiven Sensitivitäten der verschiedenen Ereignistypen sind in Tabelle 6.2 zu sehen.

6.3 Untergrund aus $Z \rightarrow e^+e^-$ und $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$

Bei der ll - Verteilung muß man berücksichtigen, daß man in den τ -Paaren Untergrund aus den anderen leptonischen Zweikörperzerfällen des Z-Bosons hat. Die Identifikationsmethode der Zerfallsprodukte beinhaltet nur die Teilchenidentifikation, so

Ereignis	\hat{c}_{eff}	Fehlerquelle	
ll	0.601±0.061	$\Delta\hat{c}_i$	→ 0.060
		Δp_i	→ 0.001
		stat. Schwank.	→ 0.014
lh	0.173±0.042	$\Delta\hat{c}_i$	→ 0.040
		Δp_i	→ 0.010
		stat. Schwank.	→ 0.009
hh	-0.312±0.039	$\Delta\hat{c}_i$	→ 0.032
		Δp_i	→ 0.017
		stat. Schwank.	→ 0.015

Tabelle 6.2:

daß alle $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Ereignisse, die die τ -Selektion überleben, in der $\mu\mu$ -Klasse und die verbleibenden $Z \rightarrow e^+e^-$ -Ereignisse ausschließlich in der ee -Klasse landen. Man kann die Verteilungen jedoch korrigieren, indem man eine Verteilung mit der zu erwartenden Anzahl an Untergrundereignissen abzieht. Die Anzahl der zu erwartenden Ereignisse erhält man aus [21] und die Form der Verteilung erhält man aus 11062 $Z \rightarrow e^+e^-$ -Ereignissen bzw. 13589 $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Ereignissen, die zur Bestimmung der systematischen Fehler selektiert worden sind (siehe Kap.7). Bei den ee -Ereignissen müssen 79 ± 8 $Z \rightarrow e^+e^-$ -Ereignisse abgezogen werden, und bei den $\mu\mu$ -Ereignissen werden 27 ± 8 $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Ereignisse abgezogen. Die dadurch hervorgerufenen Abweichungen des Erwartungswertes und der Breite der Verteilungen sind in Tabelle 6.3 aufgelistet.

	ee	ee _{korrt}	$\mu^+\mu^-$	$\mu\mu$ _{korrt}	ll	ll _{korrt}
Anzahl	319	240	360	334	1216	1110
$\langle \hat{T}_{33} \rangle$	-0.042	-0.049	0.009	0.008	-0.013	-0.013
σ	0.997	1.044	1.087	1.106	1.058	1.077
$\Delta \langle \hat{T}_{33} \rangle$	0.056	0.067	0.057	0.061	0.0303	0.0328

Tabelle 6.3: Die Mittelwerte und Breiten der ursprünglichen ee -, $\mu\mu$ - und ll -Verteilungen und dieselben Werte für die Verteilungen, bei denen der Untergrund aus $Z \rightarrow e^+e^-$ -Ereignissen und $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Ereignissen abgezogen worden ist.

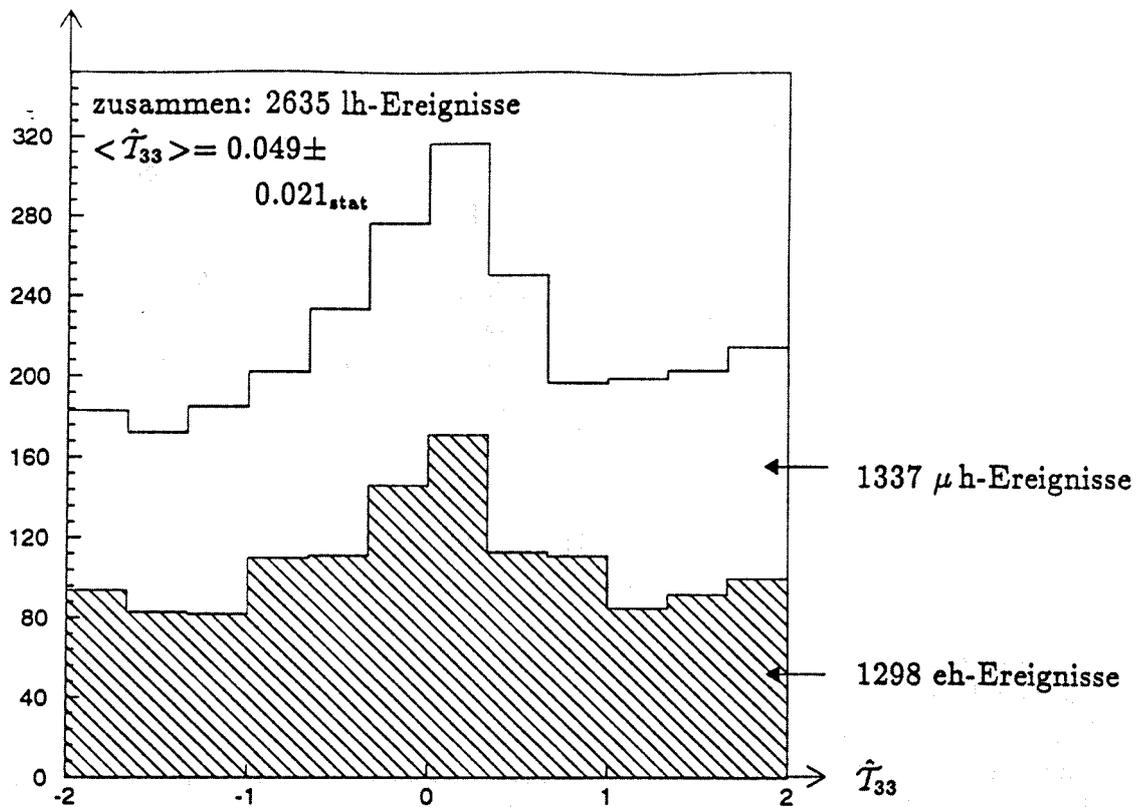


Abbildung 6.2: \hat{T}_{33} für Lepton-Hadron(lh) Ereignisse von 1989 bis 1991. Die Verteilung setzt sich aus Elektron-Hadron(eh) und Myon-Hadron(μ h) Ereignissen zusammen.

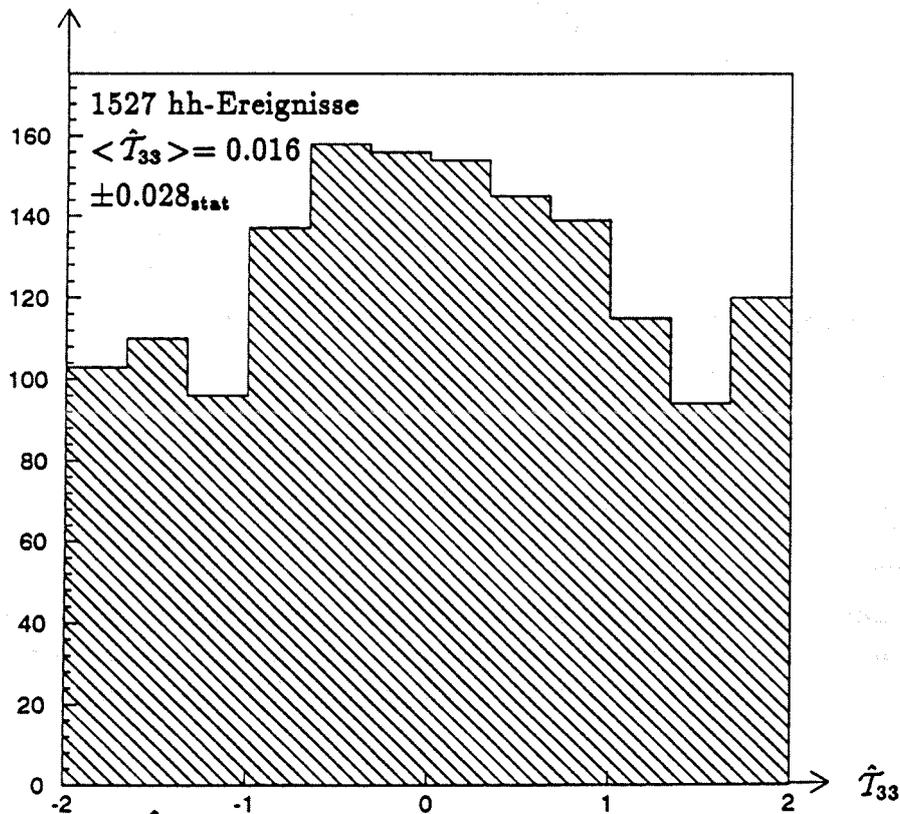


Abbildung 6.3: \hat{T}_{33} für Hadron-Hadron(hh) Ereignisse von 1989 bis 1991.

Kapitel 7

Systematische Fehler

Das schwache Dipolmoment des τ -Leptons erhält man aus dem Mittelwert der \hat{T}_{33} -Verteilung wie folgt :

$$\vec{d}_\tau = \frac{e}{m_Z} \cdot \frac{\langle \hat{T}_{33} \rangle}{\hat{c}_{ab} s_{ij}}$$

Somit können die systematischen Fehler des schwachen Dipolmomentes \vec{d}_τ in zwei Kategorien unterteilt werden:

1. Fehler des Mittelwertes der CP - ungeraden Observablen $\langle \hat{T}_{33} \rangle$
2. Fehler der Proportionalität \hat{c}_{ab}

7.1 Systematische Fehler des Mittelwertes von \hat{T}_{33}

7.1.1 Untersuchung des Fehlers von $\langle \hat{T}_{33} \rangle$ mit Monte-Carlo Ereignissen

Mit Hilfe eines Monte-Carlo Ereignisgenerators [23] werden $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$ - Ereignisse mit schwachem Dipolmoment erzeugt, wobei die Zerfallskanäle der beiden τ -Leptonen und die Größe des Dipolmomentes vorgegeben werden können. Der Ereignisgenerator liefert die Viererimpulse der beiden geladenen Zerfallsprodukte der τ -Leptonen, die für die Berechnung der Tensorobservablen \hat{T}_{33} nötig sind.

Bekannte Fehler des Detektors werden bei den Monte-Carlo Ereignissen simuliert, und man beobachtet die Auswirkungen auf den Mittelwert der Verteilung. Da die Ereignisse in nahezu beliebiger Anzahl produziert werden können, kann man den statistischen Fehler beliebig verkleinern und somit sehr kleine systematische Effekte untersuchen.

Die z - Komponente der Impulsvektoren wird sowohl ladungssymmetrisch als auch ladungsasymmetrisch um bis zu 5% verändert. Die Abweichung des Mittelwertes von \hat{T}_{33} ist kleiner als $2 \cdot 10^{-3}$.

Die bekannten Fehler bei der Bestimmung der Spurparameter führen zu keinen nennenswerten Veränderungen der Verteilungen, so daß eine andere Methode benutzen wird, um die systematischen Fehler anhand der Daten zu untersuchen. Vorher soll jedoch die Verteilung der Monte-Carlo Ereignisse genauer untersucht werden.

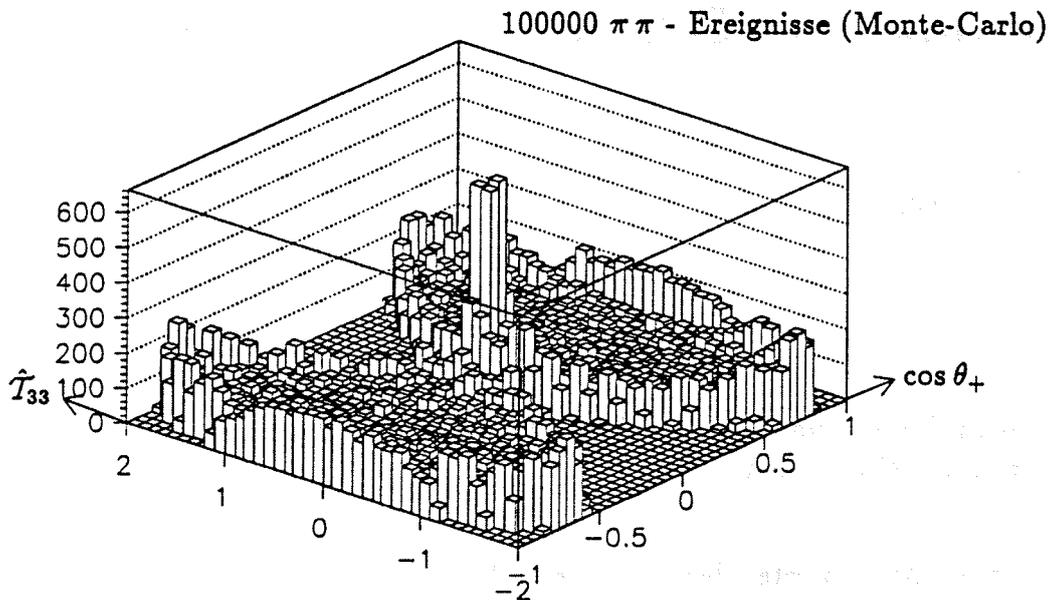


Abbildung 7.1: Verteilung von \hat{T}_{33} in Abhängigkeit von $\cos \theta_+$ für $\pi\pi$ - Ereignisse mit $\vec{d}_r = 0.0$ ecm, die mit dem Monte-Carlo Ereignisgenerator produziert worden sind.

Die Verteilung von \hat{T}_{33} in Abhängigkeit der Lage der Ereignisse im Detektor ¹ in Abb.7.1 sieht für die verschiedenen Bereiche des Detektors sehr unterschiedlich aus. Die Ereignisse, die unter einem Winkel von 45° zur Strahlachse liegen (bei $\cos \theta_+ = 0.7$), tragen wesentlich mehr zum Mittelwert der Verteilung bei als die Ereignisse, die z.B. senkrecht zur Strahlachse (bei $\cos \theta_+ = 0$) liegen. Es gibt ausgeschlossene Bereiche in der Verteilung, deren Form sich aus der Formel für \hat{T}_{33} in Polarkoordinaten ergibt:

$$\hat{T}_{33} = 2(\vec{\hat{p}}_+ - \vec{\hat{p}}_-)_z \frac{(\vec{\hat{p}}_+ \times \vec{\hat{p}}_-)_z}{|\vec{\hat{p}}_+ \times \vec{\hat{p}}_-|} \sim \cos \theta_+ \sin^2 \theta_+ \sin(\phi_+ - \phi_-) \text{ mit } \cos \theta_- \approx -\cos \theta_+$$

Der ausgeschlossene Bereich wird durch die ersten beiden Faktoren bestimmt. Wegen der Normierung des Kreuzproduktes sind die Ränder der Verteilung stark bevölkert.

¹die Lage des Ereignisses im Detektor wird durch die Polarwinkel der Spuren beschrieben, die annähernd entgegengesetzt sind. Im Folgenden wird deshalb der Kosinus des Polarwinkels der positiven Spur $\cos \theta_+$ benutzt.

Diese spezielle Form der Verteilung wird bei der weiteren Untersuchung der systematischen Fehler eine wichtige Rolle spielen.

7.1.2 Bestimmung des Fehlers von $\langle \hat{T}_{33} \rangle$ aus den Daten

Bei dieser Methode geht man genau entgegengesetzt wie bei der Methode des vorigen Abschnitts vor.

Man beobachtet die Auswirkungen des Detektors auf die \hat{T}_{33} -Verteilung von Ereignissen, bei denen keine CP -Verletzung erwartet wird. Man benutzt hierfür die \hat{T}_{33} -Verteilungen von $Z \rightarrow e^+e^-$ - und $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Ereignissen, da die Dipolmomente der Elektronen und Myonen um Größenordnungen kleiner als das des τ -Leptons² sind. Darüberhinaus zerfallen die Elektronen und Myonen nicht innerhalb des Detektors und geben somit keine Auskunft über ihre Polarisation, weshalb die Sensitivität der Observablen \hat{T}_{33} viel geringer als bei den $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$ -Ereignissen (siehe Kap.2) ist. Um kleine systematische Effekte untersuchen zu können, benötigt man Verteilungen mit wesentlich größerer Statistik als die, mit der man die Messung durchführt.

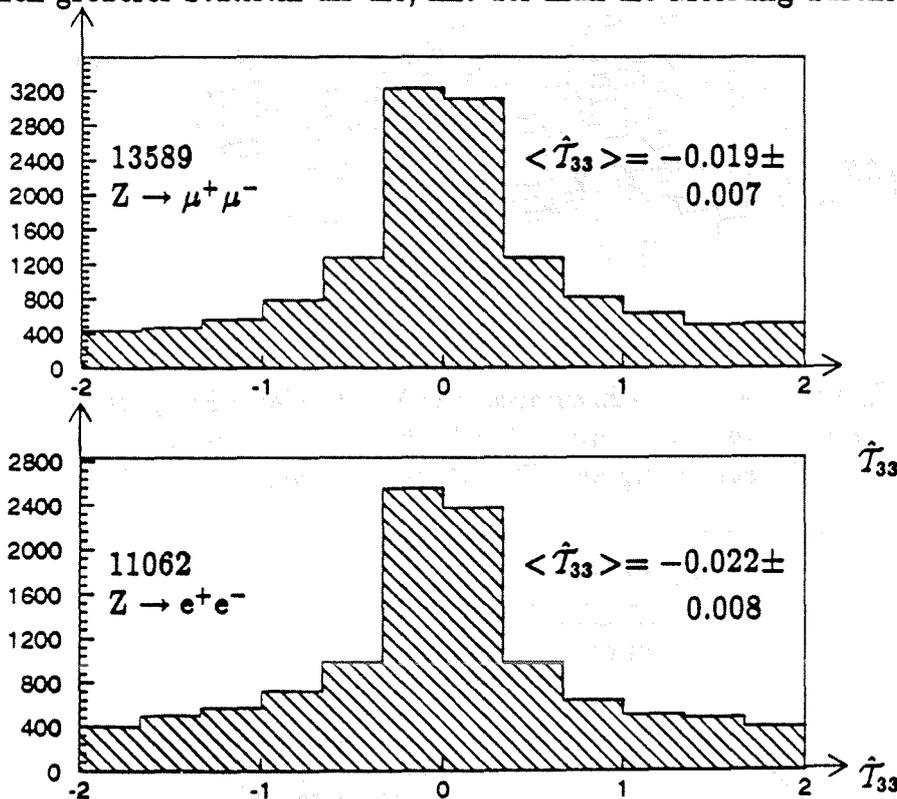


Abbildung 7.2: \hat{T}_{33} für $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ - und $Z \rightarrow e^+e^-$ -Ereignisse von 1989 bis 1991.

Zunächst betrachtet man für $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Ereignisse aus Monte-Carlo Ereignissen, auf welche die Detektorsimulation angewandt worden ist, die Verteilung von \hat{T}_{33} in

²es gibt Modelle, nach denen sich die Dipolmomente wie die dritten Potenzen der Massen der Leptonen verhalten.

Abhängigkeit von $\cos \theta_+$ in Abb.7.3. Man kann hier untersuchen, ob durch eine Kombination von bekannten Detektoreffekten ein systematischer Fehler verursacht wird. Man sieht in Abb.7.3 zwei Asymmetrien in \hat{T}_{33} , die sich gegenseitig aufheben und somit den Mittelwert der Verteilung nicht beeinflussen. Die Ursache dieser Asymmetrien ist der Zusammenhang zwischen der Messung des Transversalimpulses und des Azimutwinkels, welcher in Abb.7.4 erläutert wird. In Verteilung 7.5 sieht man die Auswirkungen der Fehlmessung des Transversalimpulses einer Spur auf die Größe $\sin(\phi_+ - \phi_-)$. Ein zu klein gemessener Transversalimpuls (bzw. eine Verringerung des Transversalimpulses) bewirkt eine Verringerung von $\sin(\phi_+ - \phi_-)$ und zwar unabhängig von Ladung und Richtung der Spur.

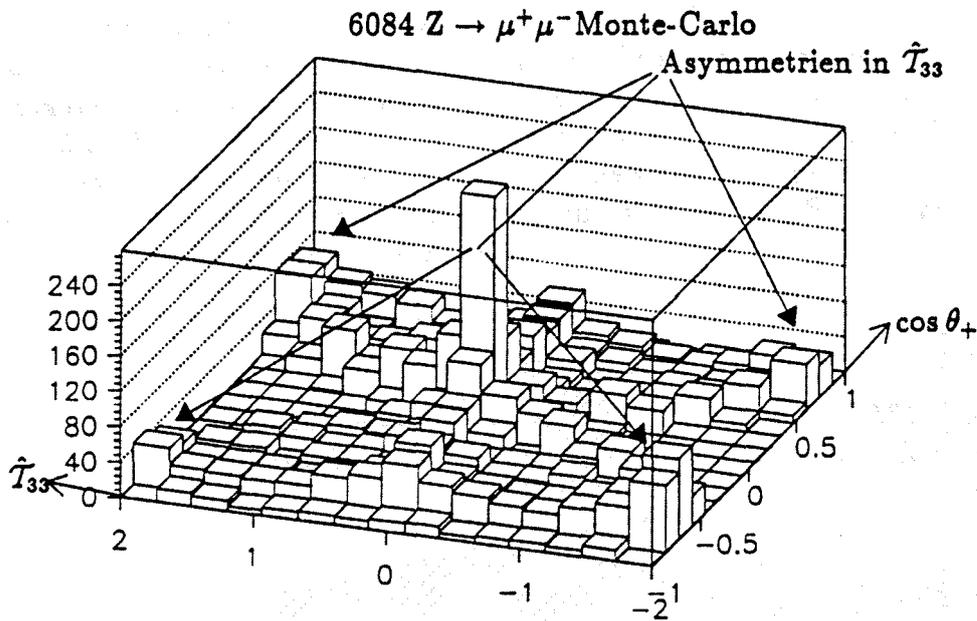


Abbildung 7.3: \hat{T}_{33} für $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ - Ereignisse aus Monte-Carlo Ereignissen mit Detektorsimulation. Die Asymmetrien werden durch Photonabstrahlung im Endzustand verursacht und heben sich gegenseitig auf. Der Mittelwert von \hat{T}_{33} ist -0.013 ± 0.013 .

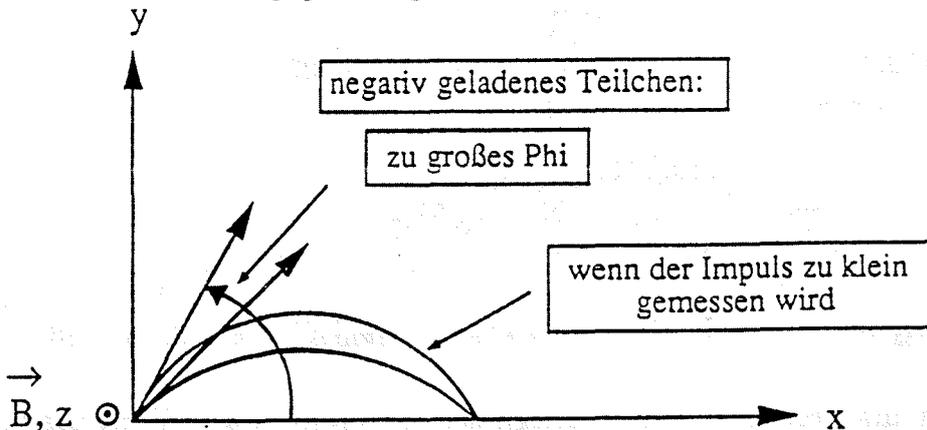


Abbildung 7.4: Für ein negativ (positiv) geladenes Teilchen bewirkt eine Verringerung des Transversalimpulses eine Vergrößerung (Verkleinerung) des Azimutwinkels. $\langle \sin(\phi_+ - \phi_-) \rangle$ wird für systematisch zu klein gemessene Impulse negativ.

Für die Verteilung der Tensorobservablen \hat{T}_{33} ist es unerheblich, ob die Verringerung des Transversalimpulses durch eine Fehlmessung oder durch Photonabstrahlung im Endzustand hervorgerufen wird. Entscheidend ist, daß der gemessene Azimutwinkel nicht mehr mit demjenigen am Wechselwirkungspunkt übereinstimmt und bei Photonabstrahlung im Endzustand systematisch zu klein ist.

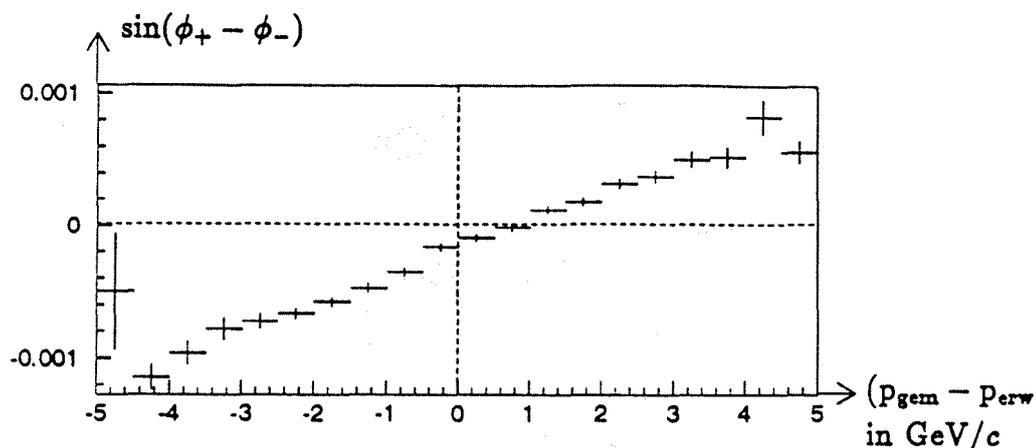


Abbildung 7.5: Für $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Ereignisse: $\sin(\phi_+ - \phi_-)$ in Abhängigkeit des Impulsfehlers einer der beiden Spuren. Der Impulsfehler ist die Differenz aus gemessenem Impuls und erwartetem Impuls ($= \sqrt{s}/2$). Bei der anderen Spur ist der Impulsfehler kleiner als 1 GeV/c.

Dieser Effekt macht sich auch bei den $Z \rightarrow e^+ e^-$ -Ereignissen, die durch elastische Streuung entstehen³, bemerkbar (siehe Abb.7.6). Diese Ereignisse sind hauptsächlich bei $\cos \theta_+ < -0.9$ zu finden. Die Photonabstrahlung im Endzustand ist bei Elektronen größer als bei Myonen, und da es nicht genügend Ereignisse bei $\cos \theta_+ > 0.9$ gibt, die die Asymmetrie der t-Kanal Elektronen aufheben, ruft dieser Effekt eine Asymmetrie der \hat{T}_{33} -Verteilung hervor. Die Asymmetrie durch Photonabstrahlung bereitet somit dort Probleme, wo die Ereignisse nicht symmetrisch über den Polarwinkel verteilt sind. Dies ist bei den $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ - und den $Z \rightarrow \tau^+ \tau^-$ -Ereignissen jedoch nicht der Fall, da die Vorwärts-Rückwärts Asymmetrie vernachlässigt werden kann.

Die Selektion der $Z \rightarrow e^+ e^-$ - und $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Ereignisse

Die $Z \rightarrow e^+ e^-$ - und $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Ereignisse werden aus vorselektierten Leptonpaarkandidaten anhand der folgenden Kriterien identifiziert:

Vorselektion der Ereignisse:

- Es muß eine Topologie mit zwei entgegengesetzt gerichteten Spuren mit unterschiedlicher Ladung vorliegen.

³Sogenannte Bhabha-Ereignisse, die im folgenden als t-Kanal Ereignisse bezeichnet werden.

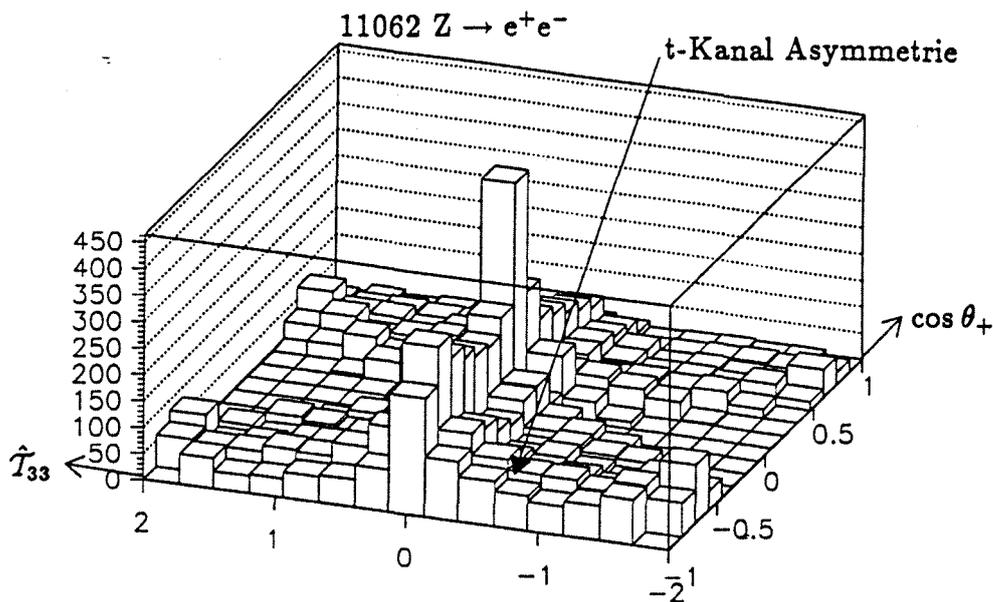


Abbildung 7.6: \hat{T}_{33} für $Z \rightarrow e^+e^-$ -Ereignisse aus den Jahren 1989 bis 1991.

- keine Spur darf einen Polarwinkel mit $|\cos \theta| > 0.9$ haben

Schnitte zur Selektion von $\mu^+\mu^-$ -Ereignissen:

- Die ECal-Energie, die an den Drähten gemessen wird, muß zwischen 0.25 GeV und 2 GeV liegen.
- Die Summe der Impulse der beiden Teilchen muß zwischen 90 % und 120 % der Schwerpunktsenergie liegen.

Schnitt zur Selektion von e^+e^- -Ereignissen:

- Die ECal-Energie, die an den Drähten gemessen wird, muß mindestens 90 % der Strahlenergie betragen.

Mit diesen Anforderungen werden in den Daten der Jahre 1989 bis 1991 ungefähr 13000 $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ - und etwa 11000 $Z \rightarrow e^+e^-$ -Ereignisse identifiziert.

In Abb.7.6 sieht man bei den $Z \rightarrow e^+e^-$ -Ereignissen die Asymmetrie der t-Kanal Elektronen aufgrund der Photonabstrahlung. Weiterhin sieht man in Abb.7.7, daß die Asymmetrie durch Photonabstrahlung bei den $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Ereignissen aus den Daten nicht so deutlich zu sehen ist wie bei den Monte-Carlo Ereignissen.

Wie kann man aus der qualitativen Untersuchung der Detektoreffekte quantitative Resultate für die Angabe eines systematischen Fehlers erhalten?

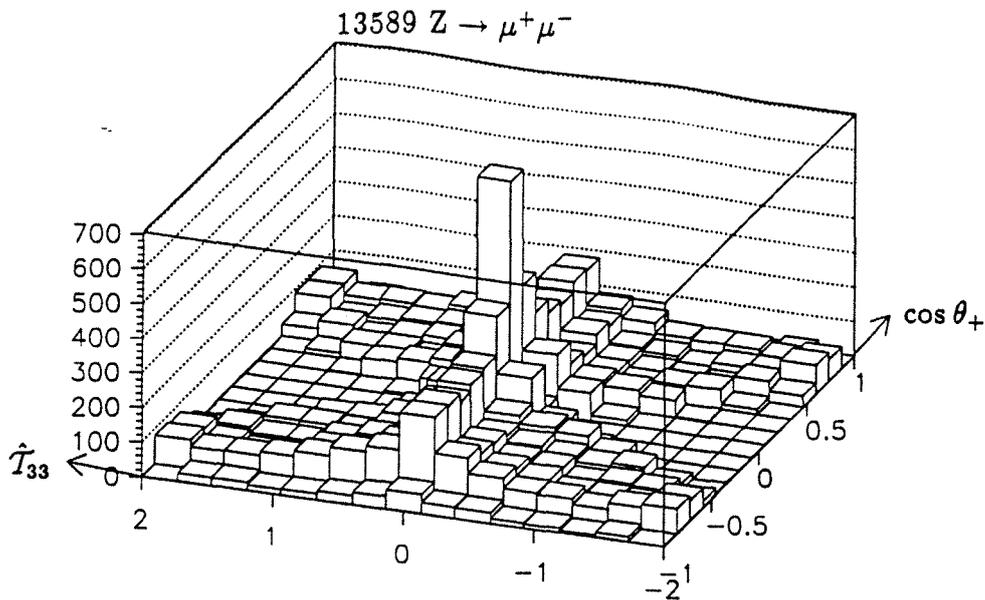


Abbildung 7.7: \hat{T}_{33} für $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Ereignisse aus den Jahren 1989 bis 1991.

Für die Berechnung des systematischen Fehlers benutzen wir die $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Ereignisse, da wir gesehen haben, daß Photonabstrahlung bei den $Z \rightarrow e^+ e^-$ -Ereignissen einen systematischen Fehler bewirkt.

Wir müssen die unterschiedlichen Phasenraumverteilungen der $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Ereignisse und der τ -Paare berücksichtigen und gehen dazu von der Annahme aus, daß sich ein Detektoreffekt in unterschiedlichen Nachweiswahrscheinlichkeiten für Ereignisse mit verschiedenen Vorzeichen der \hat{T}_{33} -Observablen auswirkt.

Da sich der Effekt durch Photonabstrahlung für entgegengesetzte Vorzeichen von $\cos \theta_+$ aufhebt, bilden wir für verschiedene Bereiche von \hat{T}_{33} und $|\cos \theta_+|$ das Verhältnis aus der Anzahl der Ereignisse mit positivem \hat{T}_{33} und der Anzahl der Ereignisse mit negativem \hat{T}_{33} :

$$\frac{\#(+\hat{T}_{33})}{\#(-\hat{T}_{33})}$$

Sofern kein systematischer Detektoreffekt vorliegt, sollte diese Größe normalverteilt mit Mittelwert Eins sein. In Abb.7.8 sieht man die Aufteilung der Verteilung in \hat{T}_{33} -Bereiche und in $|\cos \theta_+|$ -Bereiche. Abb.7.9 zeigt die Verteilung der Verhältnisse. Die Anzahl der Einträge hängt von der Größe der Bereiche ab. Je kleiner diese Bereiche sind, umso mehr Einträge erhält man, aber die statistischen Schwankungen der Einträge werden größer. Bei der gegebenen Anzahl von ≈ 13000 $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Ereignissen ist eine Einteilung in 10 \hat{T}_{33} -Bereiche und in 8 Bereiche von $|\cos \theta_+|$ sinnvoll.

In Abb.7.9 sieht man die Verteilung der Verhältnisse aus der Verteilung der $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Ereignisse aus Abb.7.8. Der Mittelwert ist mit Null verträglich, doch einen systematischen Effekt, der kleiner als der statistische Fehler ist, kann man nicht ausschließen.

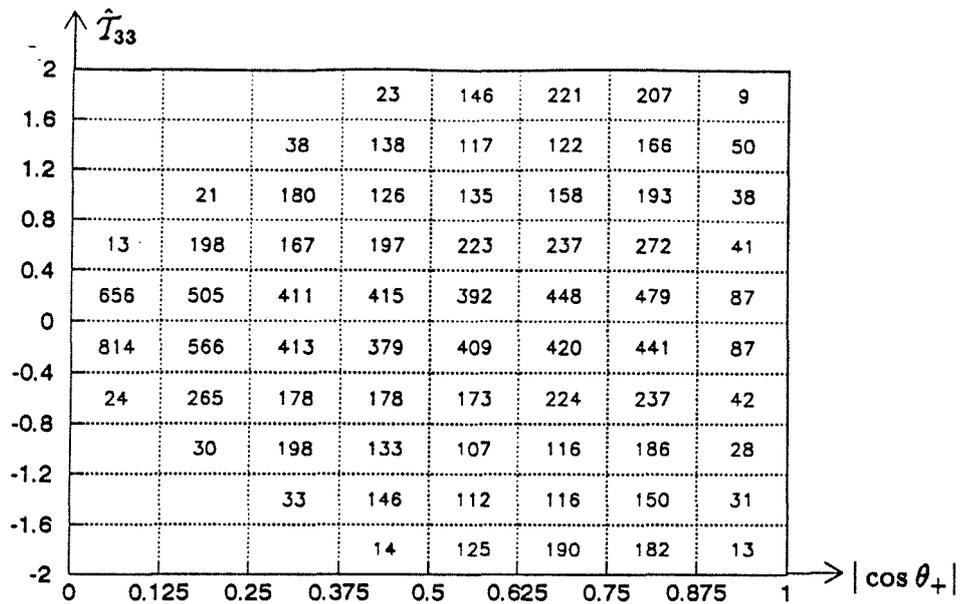


Abbildung 7.8: Die Anzahlen der $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Ereignisse aus den Jahren 1989 bis 1991 in den verschiedenen \hat{T}_{33} - und $|\cos \theta_+|$ -Bereichen.

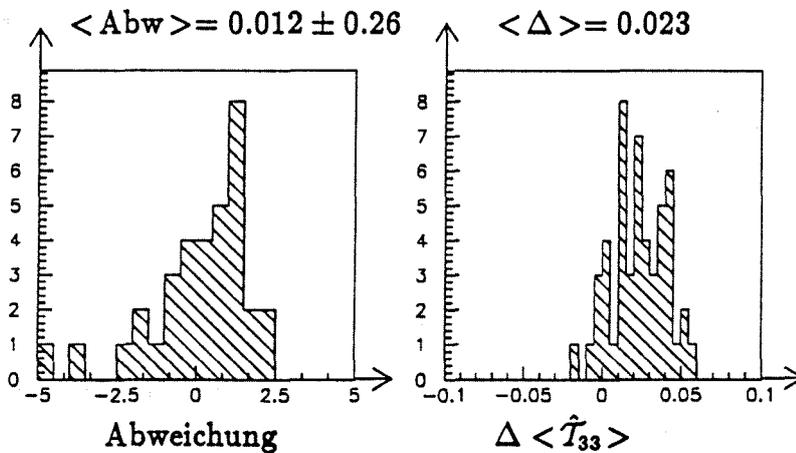


Abbildung 7.9: links: Die auf den statistischen Fehler normierte Abweichung von $\#(+\hat{T}_{33})/\#(-\hat{T}_{33})$ von Eins für $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Ereignisse mit 10 \hat{T}_{33} -Bereichen und 8 $|\cos \theta_+|$ -Bereichen.

rechts: Die mittlere Abweichung von $\langle \hat{T}_{33} \rangle$ für Monte-Carlo Ereignisse, die mit einem systematischen Fehler von $(1 + \langle \text{Abw} \rangle + \Delta \langle \text{Abw} \rangle)$ und simulierten statistischen Schwankungen gewichtet wurden, ergibt 0.023.

Deshalb wichtet man eine Monte-Carlo Verteilung mit der maximal erlaubten Abweichung des mittleren Verhältnisses von Eins, wobei man die statistischen Schwankungen in den Bereichen der Verteilung der $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Ereignisse simuliert werden, und man beobachtet die Auswirkungen auf den Mittelwert der \hat{T}_{33} -Verteilung. In Abb.7.9

sieht man die dadurch hervorgerufenen Abweichungen des Mittelwertes $\langle \hat{T}_{33} \rangle$.

Die mittlere Abweichung wird als obere Grenze des systematischen Fehlers des Detektors für die $\pi\pi$ -Ereignisse benutzt. Bei den ll-, lh- und hh-Ereignissen braucht man keine Monte-Carlo Verteilung für diese Methode, denn man kann die Abweichung des Mittelwertes von \hat{T}_{33} aus den Daten bestimmen, da die Anzahl der Ereignisse groß genug ist, so daß die Verteilungen in 10 \hat{T}_{33} -Bereiche und 8 $|\cos\theta_+|$ Bereiche aufgeteilt werden können. Es ergibt sich für die drei Verteilungen eine mittlere Abweichung von 0.02 für $\langle \hat{T}_{33} \rangle$.

Diese Methode hat den Vorteil, daß die systematischen Fehler mit Daten bestimmt werden, so daß man auch bisher unbekannte Detektoreffekte studieren kann und nicht von Monte-Carlo Simulationen des Detektors abhängt. Außerdem läßt sich nicht ausschließen, daß ein Detektoreffekt erst durch die Kombination von bekannten Effekten auftritt, die einzeln betrachtet keine Auswirkungen haben. Da man bei der ersten Methode nicht alle Kombinationen von bekannten Detektoreffekten untersuchen kann, würde man einen solchen Effekt dort nicht entdecken.

Die Methode wird mit zunehmender Datenmenge genauer, da man die Bereiche in der Verteilung von \hat{T}_{33} gegen $|\cos\theta_+|$ und damit den statistischen Fehler des Verhältnisses $\#(+\hat{T}_{33})/\#(-\hat{T}_{33})$ verkleinern kann. Die Methode ist sehr sensitiv, da die Effekte durch Photonabstrahlung bei den $Z \rightarrow e^+e^-$ -Ereignissen (siehe Abb.7.10) Abweichungen des Verhältnisses von Eins um mehr als 3σ hervorrufen. Mit dieser Methode ist ein weiterer systematischer Detektoreffekt entdeckt worden, welcher im nächsten Abschnitt besprochen werden soll.

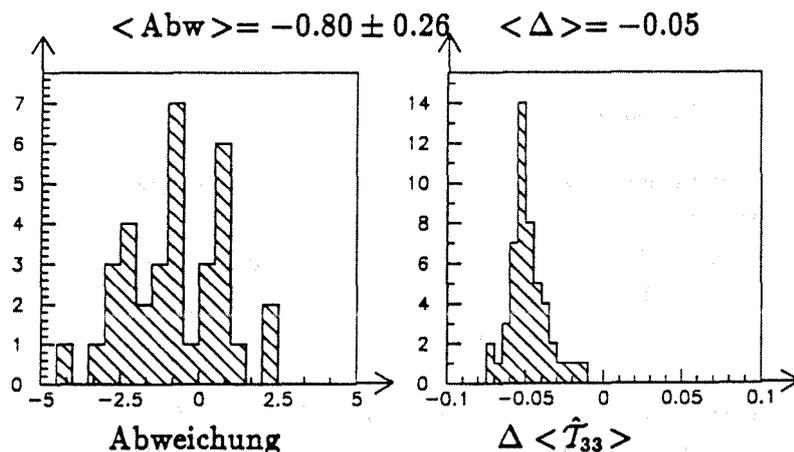


Abbildung 7.10: links: Die normierte Abweichung von $\#(+\hat{T}_{33})/\#(-\hat{T}_{33})$ von Eins für $Z \rightarrow e^+e^-$ -Ereignisse mit 10 \hat{T}_{33} -Bereichen und 8 $|\cos\theta_+|$ -Bereichen.

rechts: Die mittlere Abweichung von $\langle \hat{T}_{33} \rangle$ für Monte-Carlo Ereignisse, die mit einem systematischen Fehler von $(1 + \langle \text{Abw} \rangle + \Delta \langle \text{Abw} \rangle)$ und simulierten statistischen Schwankungen gewichtet wurden, ergibt 0.05.

Kann die TPC \mathcal{CP} und \mathcal{T} verletzen?

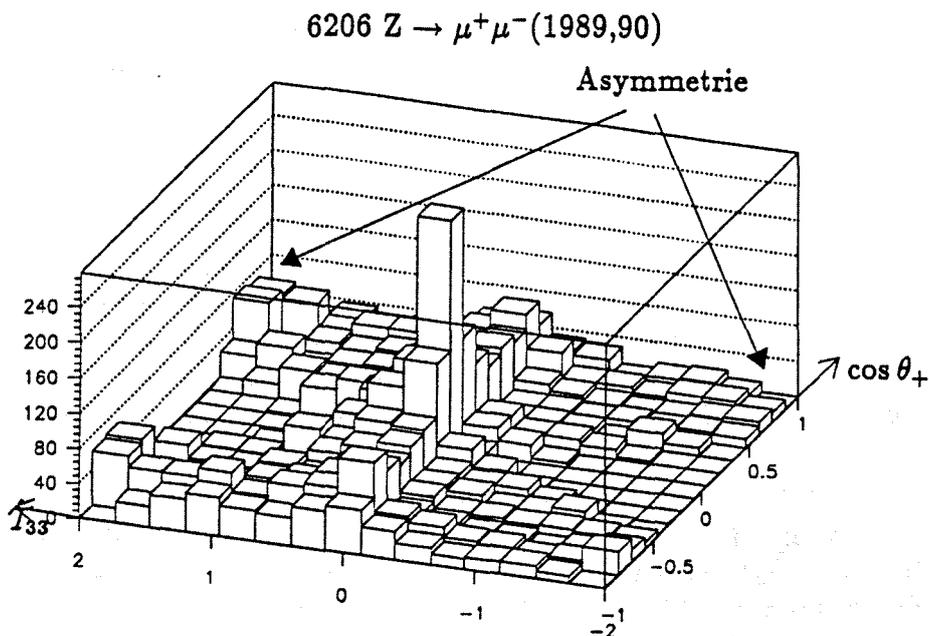


Abbildung 7.11: Die Verteilung für $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Ereignisse aus den Jahren 1989 und 1990 ist stark asymmetrisch. Der Mittelwert von \hat{T}_{33} beträgt 0.330 ± 0.010 , was einer Abweichung von 32σ entspricht.

Die Verteilung in Abb.7.11 ist mit $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Ereignissen aus den Jahren 1989 und 1990 erstellt worden. Für die Tensorobservable \hat{T}_{33} gilt:

$$\hat{T}_{33} \sim \cos \theta_+ \sin^2 \theta_+ \sin(\phi_+ - \phi_-)$$

Die Asymmetrie wird durch den Term $\sin(\phi_+ - \phi_-)$ hervorgerufen. Der erste Faktor wechselt sein Vorzeichen mit dem Polarwinkel der positiven Spur, der zweite Faktor ist immer positiv, und der dritte Faktor sollte unabhängig von der Richtung der positiven Spur sein. Man sieht in Abb.7.12, daß dies nicht der Fall ist, woraus sich die Asymmetrie der \hat{T}_{33} -Verteilung ergibt.

Wie wird die Asymmetrie von $\sin(\phi_+ - \phi_-)$ verursacht? Die Verteilung in Abb.7.12 zeigt, daß $\sin(\phi_+ - \phi_-)$ genau an der Grenze der beiden TPC-Hälften einen Sprung macht, was durch eine Verdrehung der beiden Endplatten der TPC gegeneinander erklärt werden kann (siehe Abb.7.13).

Mit Hilfe der Verteilungen in Abb.7.14 kann die Größe der Verdrehung zu $\approx 0.03^\circ$ abgeschätzt werden.

Es muß sich bei dem obigen Effekt nicht um eine tatsächliche Verdrehung der Endplatten der TPC handeln. Es stellte sich heraus, daß es sich um einen Fehler in der

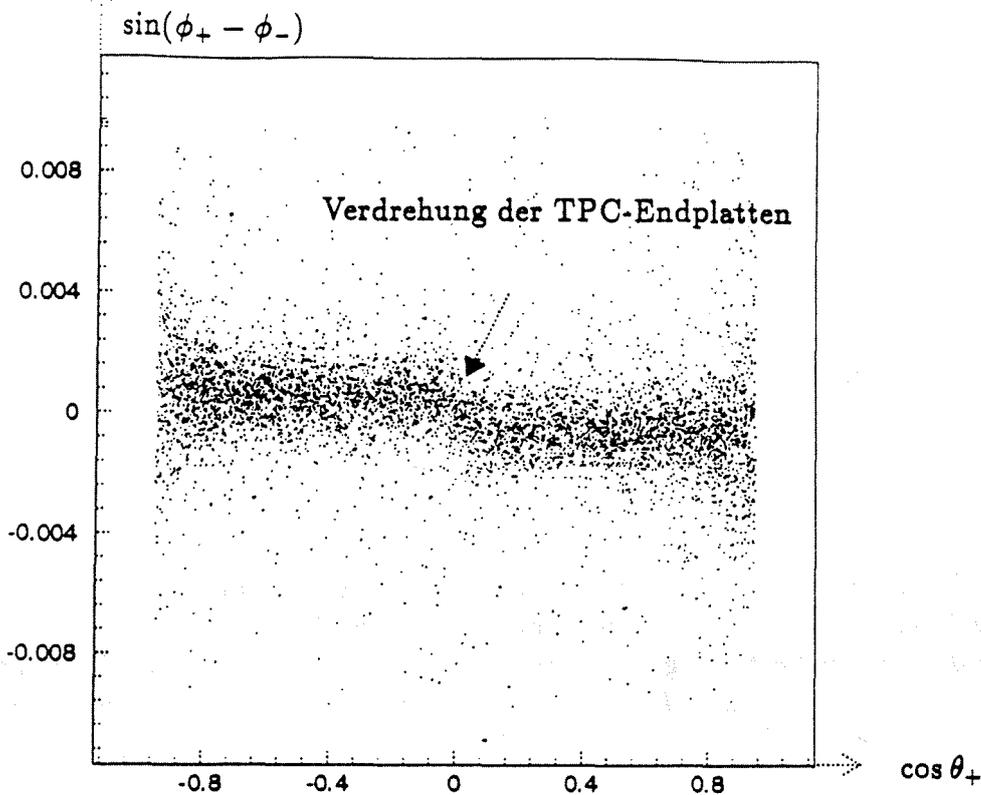


Abbildung 7.12: Der Sinus der Azimutwinkeldifferenz zwischen positiver und negativer Spur in Abhängigkeit vom Polarwinkel der positiven Spur für Myonpaare aus den Jahren 1989 und 1990

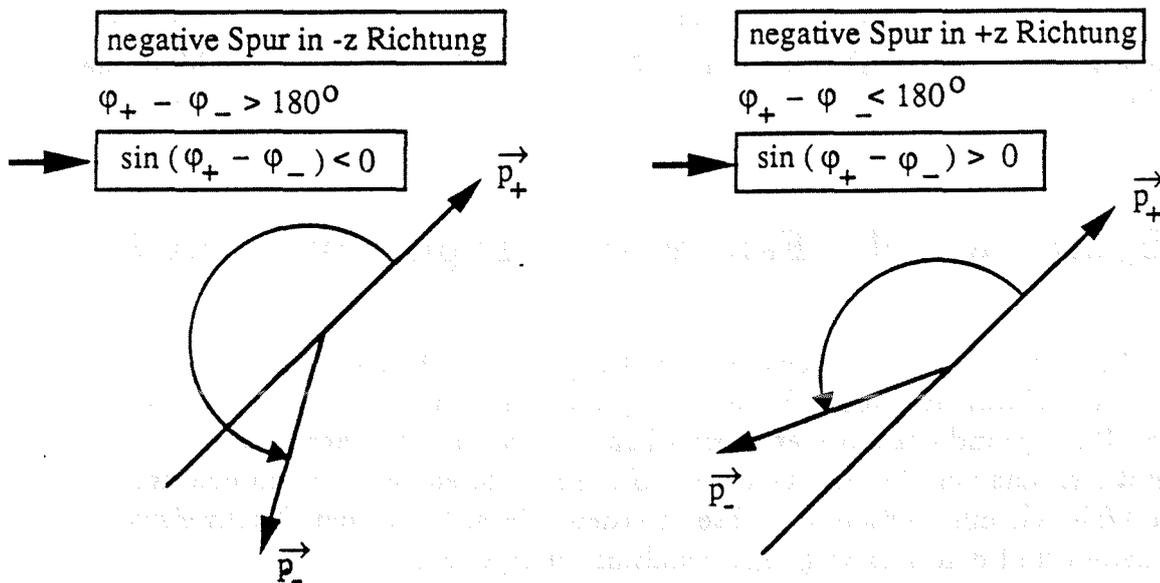


Abbildung 7.13: Die Abbildung zeigt die relative Lage der Spuren in der x, y -Ebene. Die Asymmetrie von $\sin(\varphi_+ - \varphi_-)$ kann durch eine Verdrehung der TPC-Hälften gegeneinander verursacht werden. Wird die positive Spur in der einen Hemisphäre gemessen, so liegt häufiger die Konfiguration der linken Seite vor. Wird sie in der anderen Hemisphäre gemessen, liegt häufiger die rechte Konfiguration vor.

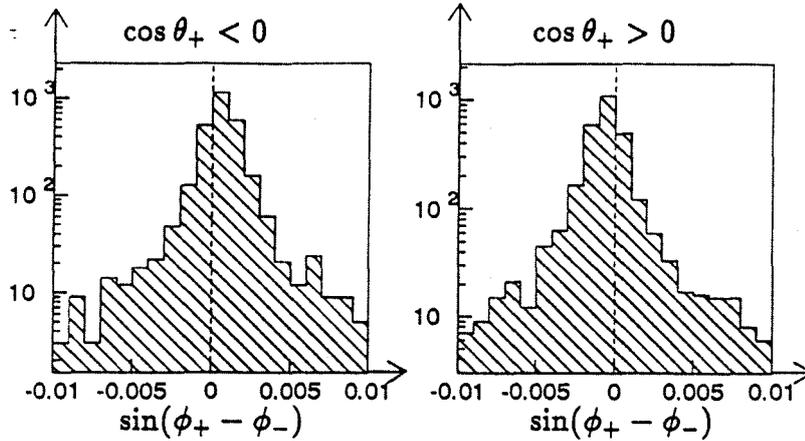


Abbildung 7.14: $\sin(\phi_+ - \phi_-)$ für Ereignisse in denen die positive Spur in der $+z$ -Richtung (links) und in der $-z$ -Richtung (rechts) verläuft. Die Asymmetrie des Mittelwertes der beiden Verteilungen läßt sich durch eine Verdrehung der Endplatten der TPC relativ zueinander um die z -Achse erklären. Aus den Verteilungen ergibt sich für die Größe der Verdrehung $\Delta\phi \approx 0.03^\circ$

Parametrisierung der TPC-Sektorkoordinaten im Rekonstruktionsprogramm gehandelt hat, welcher beim darauffolgenden Wiederaufarbeiten (sog. „Reprocessing“) der Daten berücksichtigt und somit behoben worden ist.

Die Verdrehung der TPC-Endplatten bewirkt eine Abweichung des Mittelwertes der Verhältnisse $\#(+\hat{T}_{33})/\#(-\hat{T}_{33})$ von mehr als 7σ , was die Sensitivität dieser Methode demonstriert.

7.2 Systematische Fehler der Proportionalität \hat{c}_{ab}

Wie schon in Kap.5 erwähnt, ändert sich die Proportionalität zwischen dem Mittelwert der \hat{T}_{33} -Verteilung und dem schwachen Dipolmoment, da man in den selektierten Ereignissen Untergrund aus anderen Zerfallskanälen hat. Die tatsächliche Proportionalität setzt sich aus den Sensitivitäten der Untergrundereignisse zusammen, welche mit ihren Wahrscheinlichkeiten gewichtet werden, die sich aus den Nachweiswahrscheinlichkeiten und den Verzweigungsverhältnissen ergeben.

Der Fehler der Proportionalität ergibt sich aus den Fehlern der einzelnen Sensitivitäten, den Fehlern der Wahrscheinlichkeiten und einem Anteil, der statistische Schwankungen berücksichtigt.

$$\Delta\hat{c}_{\text{eff}} = \sqrt{\sum p_i^2 (\Delta\hat{c}_i)^2 + (\Delta p_i)^2 \hat{c}_i + \hat{c}_i^2 p_i (1 - p_i) / N}$$

Die Anforderungen, die zur Identifikation der Zerfallsteilchen an die Ereignisse gestellt werden, verändern ebenfalls die Proportionalitäten, da sie einem anderen Phasenraum entsprechen als dem, der bei der Berechnung der Proportionalitäten benutzt wurde. Deshalb werden die Sensitivitäten für die verschiedenen Zerfallskanäle mit Monte-Carlo Ereignissen unter Verwendung der Selektionskriterien bestimmt. Man generiert für verschiedene Werte von \vec{d}_T und für sämtliche Ereignistypen jeweils 100000 Ereignisse und bestimmt die Proportionalität zwischen $\langle \hat{T}_{33} \rangle$ und den vorgegebenen Dipolmoment. Die beiden Identifikationsmethoden verwenden verschiedene Kriterien, und man muß für beide Methoden getrennt die tatsächlichen Sensitivitäten bestimmen.

Die Pionidentifikation (siehe Kap.5) stellt die folgenden Anforderungen:

- Mindestens eine Spur muß einen Impuls haben, der größer als 4.5 GeV/c ist.
- Die Akolinearität, das ist der Kosinus des Winkels zwischen den beiden Spuren im Ereignis, muß kleiner als -0.96 sein.
- Der Polarwinkel der Spuren muß $|\cos \theta| < 0.9$ genügen.

\hat{c}_{ab}	π	1	$\rho = \pi \pi_0$
π	-1.90 ± 0.07	-0.54 ± 0.10	-1.04 ± 0.10
1		0.66 ± 0.12	0.42 ± 0.14
$\rho = \pi \pi_0$			0.05 ± 0.14

Tabelle 7.1: Die Proportionalitäten der verschiedenen Ereignistypen, die sich ergeben, wenn man die kinematischen Anforderungen der Pionidentifikation aus Kap.5 berücksichtigt.

Die Maximum-Likelihood-Methode (siehe Kap.6) benutzt die folgenden Kriterien:

- Beide Spuren müssen einen Impuls haben, der größer als 2 GeV/c ist.
- Die Akolinearität (s.o.) muß kleiner als -0.94 sein.
- Der Polarwinkel der Spuren muß $|\cos \theta| < 0.9$ genügen.

\hat{c}_{ab}	π	e	μ	$\rho = \pi \pi_0$	$a_1 = \pi 2\pi_0$	h
π	-2.06 ± 0.07	-0.54 ± 0.10	-0.89 ± 0.10	-1.00 ± 0.10	-0.83 ± 0.10	-1.03 ± 0.04
e		0.66 ± 0.13	0.75 ± 0.12	0.41 ± 0.13	0.39 ± 0.13	0.30 ± 0.03
μ			0.89 ± 0.12	0.37 ± 0.14	0.75 ± 0.12	0.35 ± 0.03
ρ				-0.13 ± 0.14	0.17 ± 0.13	-0.09 ± 0.01
a_1					0.22 ± 0.11	0.19 ± 0.01
h						0.0

Tabelle 7.2: Die Proportionalitäten, die sich unter Anwendung der Kriterien der Maximum-Likelihood Methode aus Kap.6 ergeben.

Die Untersuchung, ob Meßfehler bei den Größen, die bei den kinematischen Anforderungen benutzt werden, die Sensitivitäten beeinflussen können, hat ergeben, daß diese Auswirkungen vernachlässigbar sind. Aus diesen Sensitivitäten muß man wie in Kap.5 und Kap.6 unter Berücksichtigung der Untergrundereignisse die tatsächliche Sensitivität berechnen. Man erhält für die zur Messung des schwachen Dipolmomentes in Kap.5 und Kap.6 benutzten Ereignismengen die folgenden Sensitivitäten:

Ereignistyp	eff.Sensitivität
$\pi\pi$	-1.83 ± 0.09
ll	$+0.76 \pm 0.07$
lh	$+0.15 \pm 0.05$
hh	-0.41 ± 0.05

Tabelle 7.3: Die effektiven Sensitivitäten der Tensorobservablen \hat{T}_{33} für das schwache Dipolmoment des τ -Leptons für die verschiedenen Ereignismengen, die in Kap.5 und Kap.6 zur Messung von \vec{d}_τ benutzt werden. Der Untergrund und die Anforderungen an die Kinematik der Ereignisse sind berücksichtigt worden und im Fehler enthalten.

Kapitel 8

Ergebnisse, Diskussion und Ausblick

8.1 Ergebnisse

Mit den Mittelwerten der Verteilungen der $\pi\pi$ -Ereignisse und der ll -, lh - und hh - Ereignisse und den jeweiligen Sensitivitäten, die in Kap.7 unter Berücksichtigung der Untergrundereignisse und der Anforderungen, die an die Kinematik der Ereignisse gestellt werden, ergeben sich die in Tabelle 8.1 zusammengestellten Werte für das schwache Dipolmoment des τ -Leptons \bar{d}_τ .

Ereignistyp	\hat{c}_{eff}	$\langle \hat{T}_{33} \rangle$	$\Delta \langle \hat{T}_{33} \rangle_{\text{sys}}$	\bar{d}_τ
$\pi\pi$	-1.83 ± 0.09	0.00 ± 0.13	< 0.03	$(-0.1 \pm 4.7) \cdot 10^{-17} \text{ ecm}$
ll	$+0.80 \pm 0.08$	-0.01 ± 0.03	< 0.02	$(-1.0 \pm 2.8) \cdot 10^{-17} \text{ ecm}$
lh	$+0.15 \pm 0.05$	$+0.05 \pm 0.02$	< 0.02	$(+21 \pm 12) \cdot 10^{-17} \text{ ecm}$
hh	-0.44 ± 0.05	$+0.02 \pm 0.03$	< 0.02	$(-2.4 \pm 4.1) \cdot 10^{-17} \text{ ecm}$

Tabelle 8.1: Die Werte für \bar{d}_τ , die sich unter Berücksichtigung der statistischen Fehler der \hat{T}_{33} -Verteilung und der systematischen Fehler der Proportionalität \hat{c}_{eff} ergeben. Nicht berücksichtigt ist der systematische Fehler des Detektors $\Delta \langle \hat{T}_{33} \rangle_{\text{sys}}$, welcher für die drei unteren Werte korreliert ist.

Ergebnis für $\pi\pi$ - Ereignisse

Der systematische Fehler $\Delta \langle \hat{T}_{33} \rangle_{\text{sys}}$ wird für die 67 $\pi\pi$ -Ereignisse mit Monte-Carlo Ereignissen bestimmt, die mit den Verhältnissen der Verteilung der $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ - Er-

eignisse gewichtet worden sind (siehe Kap.7). Man erhält folgendes Ergebnis:

$$\bar{d}_\tau = (-0.1 \pm 4.7) \cdot 10^{-17} \text{ ecm}$$

Das Ergebnis ist mit Null verträglich und der dominierende Fehler ist der statistische Fehler der \hat{T}_{33} -Verteilung. Man erhält als obere Grenze für den Betrag von \bar{d}_τ :

$$|\bar{d}_\tau| < 9.6 \cdot 10^{-17} \text{ ecm (95 \% c.l.)}$$

Ergebnis für ll -, lh - und hh- Ereignisse

Man sieht aus den Werten in Tabelle 8.1, daß der statistische Fehler der Verteilungen in der Größenordnung des systematischen Fehlers des Detektors liegt.

Die drei Verteilungen sind völlig unabhängig voneinander, da jedes Ereignis in genau eine der drei Ereignismengen eingeordnet wird. Deshalb bilden wir zunächst das gewichtete Mittel der drei Ergebnisse ohne den systematischen Fehler:

$$\bar{d}_\tau = (-0.3 \pm 2.3) \cdot 10^{-17} \text{ ecm}$$

Für diese Verteilungen kann der systematische Fehler des Detektors mit den Verteilungen bestimmt werden, die zur Messung benutzt werden, da die Anzahlen der Ereignisse hier groß genug sind (siehe Kap.7). Die Gewichte sind wie bei den $\pi\pi$ -Ereignissen aus der Verteilung der $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Ereignisse bestimmt worden. Man muß allerdings berücksichtigen, daß der systematische Fehler des Detektors für die drei Verteilungen streng korreliert ist. Um nun die Auswirkung des korrelierten systematischen Fehlers des Detektors zu berücksichtigen, verschieben wir die drei \hat{T}_{33} -Verteilungen um den Betrag von $\Delta \langle \hat{T}_{33} \rangle_{\text{sys}}$ und berechnen das gewichtete Mittel erneut:

$$\bar{d}_\tau = (-0.2 \pm 2.0) \cdot 10^{-17} \text{ ecm}$$

Die Abweichung des Mittelwertes der verschobenen Verteilungen vom Mittelwert der unverfälschten Verteilungen benutzen wir als obere Grenze für den systematischen Fehler des Detektors und addieren ihn quadratisch mit dem statistischen Fehler des gewichteten Mittels. Wir erhalten als Ergebnis:

$$\bar{d}_\tau = (-0.3 \pm 2.3) \cdot 10^{-17} \text{ ecm}$$

woraus wir als obere Grenze für \bar{d}_τ erhalten:

$$|\bar{d}_\tau| < 4.8 \cdot 10^{-17} \text{ ecm (95 \% c.l.)}$$

In den untersuchten Ereignissen ist im Rahmen der Meßgenauigkeit keine CP -Verletzung beobachtet worden. Daraus folgt, daß der gemessene Wert des schwachen Dipolmomentes des τ -Leptons mit Null verträglich ist und ein von Null verschiedenes Dipolmoment kleiner als $4.8 \cdot 10^{-17} \text{ ecm}$ (95 % c.l.) sein muß.

8.2 Diskussion

In der vorliegenden Arbeit ist die CP -Verletzung in $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$ -Ereignissen untersucht worden. Mit Hilfe einer CP -ungeraden Observablen, die sich aus den Impulsvektoren der geladenen Zerfallsprodukte der τ -Leptonen zusammensetzt, konnte CP -Verletzung in den untersuchten Ereignissen im Rahmen der statistischen Genauigkeit ausgeschlossen werden. Aus dem Mittelwert der CP -ungeraden Größe und dessen Fehler ließ sich eine obere Grenze für das schwache Dipolmoment des τ -Leptons ableiten.

Bei der Messung wurden verschiedene Zerfallskanäle des τ -Leptons mit einer geladenen Spur benutzt, die unterschiedliche Sensitivitäten für das schwache Dipolmoment, aber auch verschiedene Verzweungsverhältnisse haben.

Die Ereignisse, bei denen beide τ -Leptonen nach $\tau \rightarrow \pi \nu_\tau$ zerfallen, zeichnen sich durch die größte Sensitivität aus, kommen aber nur selten vor. In den untersuchten Ereignissen — etwa 22700 produzierten $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$ -Ereignissen — sind 67 Ereignisse mit der oben genannten Konfiguration gefunden worden.

Es wurde noch eine weitere Messung durchgeführt, bei der Ereignistypen mit geringerer Sensitivität benutzt wurden. Die Ein-„Prong“ τ -Zerfälle wurden in leptonische und hadronische Zerfälle eingeteilt, so daß man drei Ereignisklassen erhielt — sogenannte ll-, lh- und hh-Ereignisse. Es ergab sich eine wesentlich größere Datenmenge von 5378 τ -Ereignissen mit dem Nachteil, daß die Sensitivitäten der Ereignisklassen relativ niedrig und mit großen Fehlern versehen waren.

Ein wichtiger Teil der Analyse war die Untersuchung der systematischen Fehler, die in zwei Kategorien unterteilt werden können. Zum einen gibt es Detektoreffekte, die CP -Verletzung vortäuschen können und somit die Verteilung der CP -ungeraden Größe verändern. Zum anderen ergeben sich Fehler bei der Berechnung des Dipolmoments aus dem Mittelwert und der Breite der Verteilung aufgrund von Untergrundereignissen — fehlidentifizierten τ -Zerfällen und $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ - und $Z \rightarrow e^+e^-$ -Ereignissen — und aufgrund der Anforderungen, die an die Kinematik der Ereignisse gestellt werden.

Zur Abschätzung der Detektoreffekte wurde eine Methode entwickelt, die den systematischen Fehler anhand von Daten bestimmt und somit nicht von Monte-Carlo Simulationen des Detektors abhängig ist. Aus der Verteilung der $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Ereignisse, bei denen keine CP -Verletzung erwartet wird, erhielt man eine Abschätzung über die Größe der Detektoreffekte. Die Methode ist sehr sensitiv und wird mit zunehmender Datenmenge genauer.

Die Untergrundereignisse und die kinematischen Schnitte wirken sich in einer Veränderung der Proportionalität zwischen dem Mittelwert der Verteilung und dem

schwachen Dipolmoment aus. Der Untergrund von $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ - und $Z \rightarrow e^+ e^-$ - Ereignissen wurde berücksichtigt, indem die erwartete Anzahl von Untergrundereignissen mit einer Verteilung, die aus den Daten bestimmt worden ist, von den jeweiligen Verteilungen abgezogen wurde. Die Auswirkungen der kinematischen Schnitte auf die Proportionalität wurden mit Hilfe eines Monte-Carlo Ereignisgenerators [23], der $Z \rightarrow \tau^+ \tau^-$ - Ereignisse mit schwachem Dipolmoment generiert, studiert. Der Untergrund aus anderen τ -Zerfällen wurde bei der Berechnung der tatsächlichen Proportionalität berücksichtigt, welche sich aus den Sensitivitäten der vorkommenden Ereignistypen, gewichtet mit ihren Wahrscheinlichkeiten, zusammensetzt,

Es ergibt sich als Ergebnis ein Wert von

$$|\bar{d}_\tau| < 4.8 \cdot 10^{-17} \text{ ecm (95 \% c.l.)}$$

für das schwache Dipolmoment des τ -Leptons.

Dieses Ergebnis kann man mit der oberen Grenze für das schwache Dipolmoment des τ -Leptons vergleichen, die sich aus der gemessenen Partialbreite des Z-Bosons $\Gamma_{Z \rightarrow \tau^+ \tau^-}$ ergibt. Ein von Null verschiedenes Dipolmoment ~~ürde~~ einen Beitrag zur Breite $\Gamma_{Z \rightarrow \tau^+ \tau^-}$ liefern, der proportional zum Quadrat von \bar{d}_τ ist. Aus der Differenz der gemessenen Partialbreite und der vom Standardmodell vorhergesagten Breite erhält man als obere Grenze:

$$|\bar{d}_\tau| < 4.1 \cdot 10^{-17} \text{ ecm (95 \% c.l.)}$$

Diese Abschätzung ist jedoch nur gültig, wenn die gesamte Differenz der Breite vom schwachen Dipolmoment hervorgerufen wird.

Von der OPAL-Kollaboration liegt ebenfalls ein Ergebnis vor [24], welches als obere Grenze $7.0 \cdot 10^{-17} \text{ ecm (95 \% c.l.)}$ für das schwache Dipolmoment angibt. Es wurden ll -, lh - und hh - Korrelationen aus 5558 identifizierten $Z \rightarrow \tau^+ \tau^-$ - Ereignissen betrachtet.

8.3 Ausblick

Aufgrund der Studie der systematischen Fehler kann man angeben, auf welche Weise Verbesserungen der Methode zu erreichen sind. Bei der Diskussion der Verbesserungen soll die gleiche Einteilung beibehalten werden, die bei der Untersuchung der systematischen Fehler (in Kap.7) benutzt worden ist.

Fehler von $\langle \hat{T}_{33} \rangle$

Der statistische Fehler von $\langle \hat{T}_{33} \rangle$ wird mit zunehmender Datenmenge kleiner. Wichtig ist jedoch, daß der systematische Fehler des Detektors im Wesentlichen durch den statistischen Fehler der Verteilung der $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Ereignisse limitiert ist. Daher wird er sich mit zunehmender Datenmenge ebenfalls verkleinern, solange man davon ausgeht, daß es keinen tatsächlichen Detektoreffekt gibt. Sollte man mit zunehmender Genauigkeit der Methode einen Detektoreffekt finden, so müssen die Verteilungen entsprechend korrigiert werden.

Fehler von \hat{c}_{eff}

Beim systematischen Fehler der Proportionalität (siehe Kap.7) sieht man, daß die Unsicherheiten der einzelnen Proportionalitäten dominant sind. Das heißt, daß man die Sensitivitäten unter Anwendung der kinematischen Schnitte mit mehr Monte-Carlo Ereignissen bestimmen muß. In dieser Analyse wurden 100000 Ereignisse generiert. Weiterhin sieht man, daß es sinnvoller ist, die einzelnen τ -Zerfälle getrennt und möglichst rein zu identifizieren, um die Fehler aufgrund der statistischen Fluktuationen des Untergrundes zu verringern. Hierzu muß man sagen, daß die in dieser Arbeit benutzten Identifikationsmethoden nicht im Hinblick auf die Analyse optimiert, sondern so benutzt worden sind, wie sie für die Messung der τ -Polarisation¹ bzw. die Messung von Verzweigungsverhältnissen² entwickelt wurden.

Die Messung der τ -Polarisation stellt ähnliche Anforderungen an die Selektion der Ereignisse wie unsere Analyse, so daß keine großen Verbesserungen zu erwarten sind. Bei der Maximum-Likelihood Methode, die zur Messung von Verzweigungsverhältnissen entwickelt worden ist, stellt sich jedoch heraus, daß Verbesserungen im Hinblick auf die vorgestellte Analyse möglich sind.

1. Die Methode arbeitet mit relativ großen Effizienzverlusten. Die Effizienzverluste aufgrund der Anforderungen, die an die Ereignisse gestellt werden (siehe Kap.6), betragen ungefähr 30 %.
2. Man sieht an der schlechten Sensitivität der lh - Ereignisse in Tabelle 8.1, daß man die verschiedenen hadronischen Zerfallskanäle trennen muß. Vor allem muß man die $\tau \rightarrow \pi \nu_\tau$ - und $\tau \rightarrow \rho \nu_\tau$ - Zerfälle trennen, weil sich die Effekte der $\pi 1$ - und der $\rho 1$ - Ereignisse nahezu exakt aufheben. Dies liegt daran, daß $\hat{c}_{\pi 1} = -0.62$ und $\hat{c}_{\rho 1} = +0.34$ und die $\rho 1$ - Ereignisse aufgrund des höheren Verzweigungsverhältnisses etwa doppelt so häufig wie die $\pi 1$ - Ereignisse vorkommen.

¹bei den $\pi \pi$ - Ereignissen aus Kap.5

²bei den ll - , lh - und hh - Ereignissen aus Kap.6

3. Auch bei den hh - Ereignissen bewirken die verschiedenen Ereignistypen mit unterschiedlichen Sensitivitäten einen relativ großen Fehler der effektiven Sensitivität, der sich verringern läßt, wenn man die einzelnen Zerfallskanäle wie $\tau \rightarrow \pi \nu_\tau$, $\tau \rightarrow \rho \nu_\tau$ und $\tau \rightarrow a_1 \nu_\tau$ trennt.
4. Die Maximum-Likelihood Methode besitzt den Vorteil, daß es sich um disjunkte Ereignismengen handelt, so daß man die Ergebnisse der einzelnen Messungen kombinieren kann.

Das bedeutet, daß große Verbesserungen der Methode möglich sind, die angesichts der Tatsache, daß die systematischen Fehler in der Größenordnung des statistischen Fehlers liegen, auch notwendig sind. Es wäre ratsam, sich von der Einteilung der Ereignisse in hadronische Zerfälle zu trennen und zu versuchen, jeden Zerfallskanal separat und möglichst rein und effizient zu identifizieren.

Kapitel 9

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurden $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$ -Ereignisse, die mit dem ALEPH-Detektor am LEP-Speicherring in den Jahren 1989 bis 1991 aufgenommen worden sind, im Hinblick auf CP -Verletzung untersucht.

Mit Hilfe der Verteilungen einer CP -ungeraden Observablen, die sich aus den Impulsvektoren der geladenen Zerfallsprodukte der τ -Leptonen zusammensetzt, konnte CP -Verletzung im Rahmen der Meßgenauigkeit ausgeschlossen werden.

Weiterhin konnte aus dem Mittelwert der Verteilung und seinem Fehler eine obere Grenze für das schwache Dipolmoment des τ -Leptons bestimmt werden. Hierfür wurden verschiedene Ein-„Prong“-Zerfallskanäle des τ -Leptons, die sich durch ihre Sensitivitäten unterscheiden, benutzt. Es wurde besonderer Wert auf die Studie der systematischen Fehler gelegt, die sich grob in drei Kategorien aufteilen lassen. Erstens CP -verletzende Detektoreffekte, die die Verteilung der CP -ungeraden Observablen verändern, zweitens Fehler aufgrund von Untergrundereignissen mit einer anderen Sensitivität und drittens Fehler, die dadurch entstehen, daß bei der Messung und bei der theoretischen Berechnung von unterschiedlichen Phasenräumen ausgegangen wird.

Es wurde eine Methode entwickelt, die CP -verletzende Detektoreffekte mit Daten bestimmt und sich als sehr sensitiv herausgestellt hat. Mit dieser Methode kann ein CP -verletzender Detektoreffekt im Rahmen der statistischen Genauigkeit ausgeschlossen werden. Die beiden anderen Fehler wurden ebenfalls bei der Berechnung des Dipolmomentes berücksichtigt, und man erhält aus 5378 identifizierten $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$ -Ereignissen mit $\tau \rightarrow \text{hadron } \nu_\tau$ - und $\tau \rightarrow l \nu_\tau \bar{\nu}_l$ -Zerfällen eine obere Grenze von $4.8 \cdot 10^{-17}$ ecm. Dieses Ergebnis stellt das derzeit beste Limit — die kleinste, direkt gemessene obere Schranke — für das schwache Dipolmoment des τ -Leptons dar.

Anhang A

Pionidentifikation mit dem HCal

Für die beschriebene Analyse benötigt man eine möglichst effiziente Pionidentifikation mit geringem Untergrund aus anderen Ein - „Prong“ τ -Zerfällen.

Die benutzte Identifikationsmethode ist für die Messung der τ -Polarisation entwickelt worden. Die Pionidentifikation besteht im Prinzip aus zwei Teilen. In dem einen Teil werden mit Hilfe der ECal-Information Elektronen und Zerfälle mit neutralen Pionen separiert, und im zweiten Teil werden anhand der HCal-Information Myonen von Pionen getrennt. Um die Effizienz der Identifikation zu verbessern, habe ich den Teil des Programmes, der das digitale Muster der getroffenen HCal-Röhren analysiert, modifiziert.

Zunächst möchte ich erklären, aus welchem Grund und auf welche Weise das Muster der getroffenen HCal-Röhren zur Teilchenidentifikation benutzt wird.

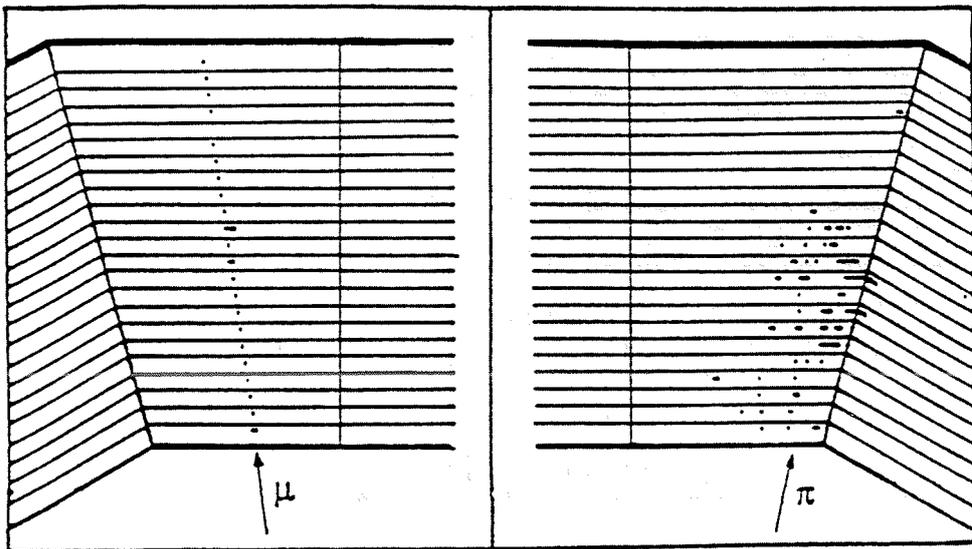


Abbildung A.1: Typische Muster der getroffenen Röhren im Zentralteil des HCal für ein Myon (links) und ein Pion (rechts). Die Röhren verlaufen senkrecht zur Bildebene. Ein Myon zeichnet sich durch große Durchdringung (es gelangt bis in die äußersten HCal-Ebenen) und eine geringe Schauerbreite aus. Beim Pion ist es umgekehrt.

Das HCal wird zur Trennung von Myonen und Pionen benutzt, indem man sich die geringe Wechselwirkung der Myonen mit Materie zu Nutzen macht.

In Abb.A.1 sieht man die verschiedenen Schauerformen im HCal, die von Myonen bzw. Pionen erzeugt werden. Man sieht sofort, daß die Durchdringung der Teilchen (deshalb auch die Myonkammern hinter der äußersten HCal-Schicht) und die Breite der Schauer charakteristische Größen zur Unterscheidung von Myonen und Pionen sind.

Um diese charakteristischen Größen zu untersuchen, verwendet man die digitale Information der getroffenen „Streamer“-Röhren, die man von den Kathodenstreifen erhält, die entlang der Meßdrähte verlaufen. Die Information der getroffenen Röhren ist besser dazu geeignet, die Schauerform zu analysieren als die Energiedeposition in den projektiven Türmen, da diese keine Information über die Tiefe der Energiedeposition liefern ¹ und damit nichts über die Durchdringung eines Teilchens aussagen können. Auch bei der Analyse der transversalen Schauerform sind die getroffenen Röhren von Vorteil, da die Granularität im HCal relativ gering ² ist. Der einzige Nachteil der HCal-Röhren besteht darin, daß man den Treffer entlang der Röhre nicht lokalisieren kann. Dieses kann bei Ereignissen mit hoher Multiplizität Probleme bereiten. Da wir es bei den τ -Ereignissen jedoch mit sehr geringen Multiplizitäten zu tun haben, und sich bei dieser Analyse jeweils nur eine Spur in der Detektorhemisphäre befindet, sind falsche Zuordnungen von Treffern unmöglich.

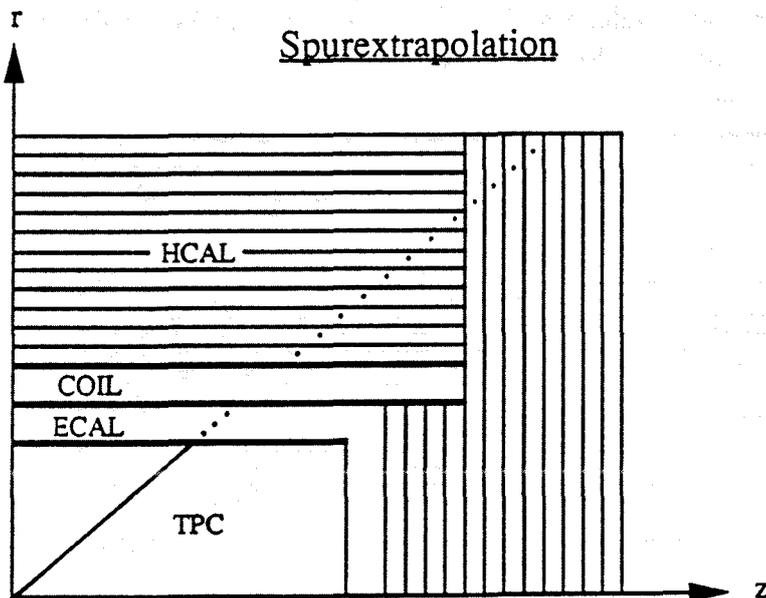


Abbildung A.2: Die Helix, die sich aus dem kombinierten ITC-TPC-Helixfit ergibt, wird durch ECal, Spule und durchs HCal extrapoliert unter Berücksichtigung von Vielfachstreuung, Energieverlust und des jeweils vorliegenden Magnetfeldes.

¹ bei den HCal-Türmen werden die Signale aller Ebenen zusammengefaßt im Gegensatz zum ECal, bei dem die Türme in der Tiefe dreigeteilt sind

² im Mittel entspricht ein HCal-Turm 14 ECal-Türmen

Für die Berechnung der beiden oben beschriebenen Größen Durchdringung und Schauerbreite geht das Programm wie folgt vor:

Die Spur des zu untersuchenden Teilchens wird unter Berücksichtigung des jeweils vorliegenden Magnetfeldes, Energieverlusten und Vielfachstreuung durch ECal, Spule und HCal extrapoliert (siehe Abb.A.2).

Für jede HCal-Ebene erhält man die Koordinaten des erwarteten Treffers x, y, z und die Streuung aufgrund von Vielfachstreuung $\sigma_{mult.scatt}$, welche mit zunehmender Fluglänge des Teilchens größer wird. Weiterhin wird angegeben, ob sich der extrapolierte Spurpunkt in einer sogenannten toten Zone (an den Modulrändern oder im Bereich zwischen Zentralteil und Endkappe) befindet oder im aktiven Detektorbereich. In einer Umgebung mit Radius $R = 3 \cdot \sigma_{mult.scatt} + k$ um den Spurpunkt wird nach Treffern gesucht. Die Konstante k kann vorgegeben werden. Die beiden Größen *Penetration* und *Schauerbreite* werden wie folgt bestimmt:

- Penetration ist die Anzahl der getroffenen Ebenen unter den letzten 10 HCal-Ebenen, durch die die Spurextrapolation verläuft. Für die Berechnung von Penetration wird eine sehr kleine Konstante ($k \approx 2$ cm) vorgegeben, da in diesem kleinen Bereich das Rauschen des Detektors geringer ist als in einer großen Umgebung.
- Für die Berechnung der Schauerbreite wird eine relativ große Konstante ($k \approx 40$ cm) vorgegeben, da man hadronische Schauer möglichst vollständig erfassen möchte. Die Schauerbreite pro Ebene wird berechnet aus dem maximalen Abstand zweier getroffener Röhren in der Umgebung um den Spurpunkt. Für die Berechnung der mittleren Schauerbreite wird diese Größe über alle getroffenen Ebenen gemittelt.

Bei der Berechnung der Größen muß man berücksichtigen, daß die Spurextrapolation in globalen Koordinaten (x, y, z) , die sich auf das Referenzkoordinatensystem (siehe Kap.3) beziehen, durchgeführt wird und die Information der getroffenen Röhren in sogenannten lokalen Koordinaten — dem getroffenen Modul, der getroffenen Ebene und der getroffenen Röhre, welche über deren Abstand zu einer Kante des Modules charakterisiert wird (siehe Abb.A.3) — vorliegt.

Bei der ersten Version des Programmes wird der erwartete Spurpunkt in die lokalen Koordinaten des entsprechenden Modules umgerechnet, und in diesem Modul wird in der Umgebung des Spurpunktes nach Treffern gesucht.

Bei der nächsten Verbesserung des Programmes wird auch in den benachbarten Modulen nach Treffern gesucht, was eine entscheidende Verbesserung der Effizienz des Programmes bringt.

Die Effizienz des Programmes für Myonen bzw. Pionen ist im Übergangsbereich zwischen Zentralteil und Endkappe geringer als in den anderen Detektorbereichen. Deshalb sucht das von mir entwickelte Programm nicht nur in den Nachbarmodulen, sondern auch in Zentralteil und Endkappe nach Treffern, wenn die Spur im Übergangsbereich zwischen Zentralteil und Endkappe verläuft.

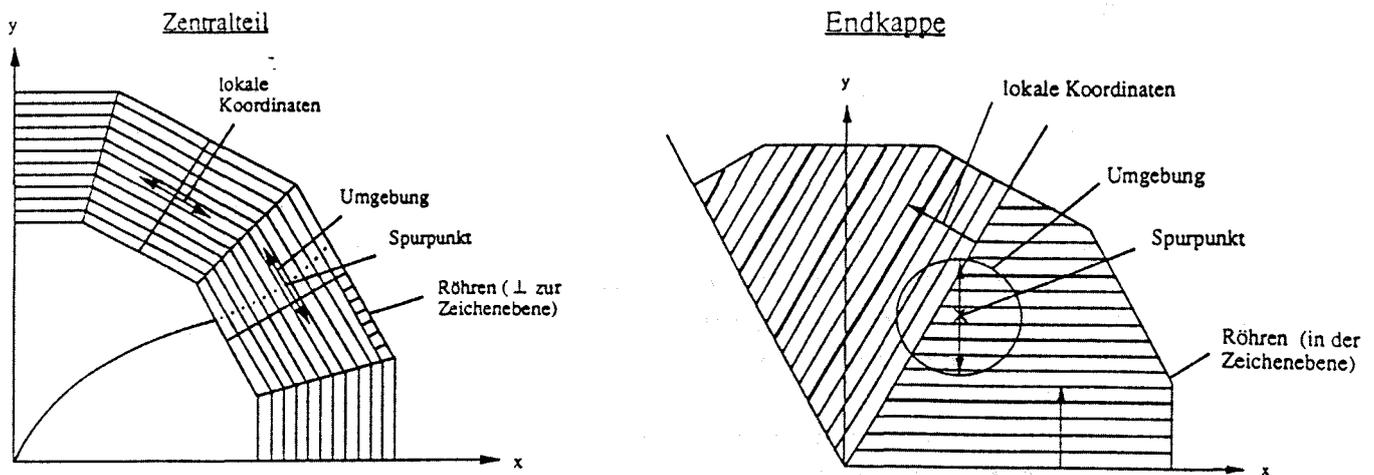


Abbildung A.3: Der extrapolierte Spurpunkt in einer HCal-Ebene im Zentralteil (links) und in der Endkappe (rechts). In der Umgebung soll nach getroffenen Röhren gesucht werden. In der ersten Version wird im getroffenen Modul nach Treffern gesucht (in lok. Koord.). In der zweiten Version wird auch in Nachbarmodulen nach Treffern gesucht (in lok. Koord.). Bei der neuesten Version wird sowohl in den Nachbarmodulen als auch in Zentralbereich oder Endkappe nach Treffern in globalen Koordinaten (x, y, z) gesucht.

Für diese Zwecke ist es praktischer, die Rechnung in globalen Koordinaten durchzuführen. Die Röhren werden als Geraden im Raum aufgefaßt und man vergleicht den minimalen Abstand dieser Gerade zum Spurpunkt mit dem gegebenen Radius der Umgebung. Diese Art der Berechnung ist korrekter als die Berechnung, welche die eindimensionale, lokale Koordinate in der getroffenen Ebene benutzt. Solange die Ausrichtung der Röhren sich nicht ändert, ist diese Art ebenfalls korrekt (wie z.B. im Zentralteil). Aber in den Endkappen, in denen Orientierung und Länge der Röhren sehr unterschiedlich sind, ist sie nicht exakt.

In Abb.A.4 sieht man, wie das modifizierte Programm den Übergangsbereich zwischen Zentralteil und Endkappe zur korrekten Zuordnung von Treffern behandelt. Das Programm projiziert den Spurpunkt in den benachbarten Detektorteil. Es wird in einer Umgebung um den 'neuen' Spurpunkt mit einem entsprechend verringerten Radius nach Treffern gesucht.

In Abb.A.5 sieht man die Effizienz dieser Methode für Pionen aus Monte-Carlo $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$ Ereignissen in Abhängigkeit des Polarwinkels. Man sieht, daß der erwähnte Einbruch der Effizienz im Übergangsbereich durch die veränderte Berechnungsmethode nicht behoben worden ist.

Dieser Einbruch liegt an der unterschiedlichen Ausrichtung der Röhren im Zentralteil und in den Endkappen des Detektors. Wie man in Abb.A.3 sieht, sind die Röhren

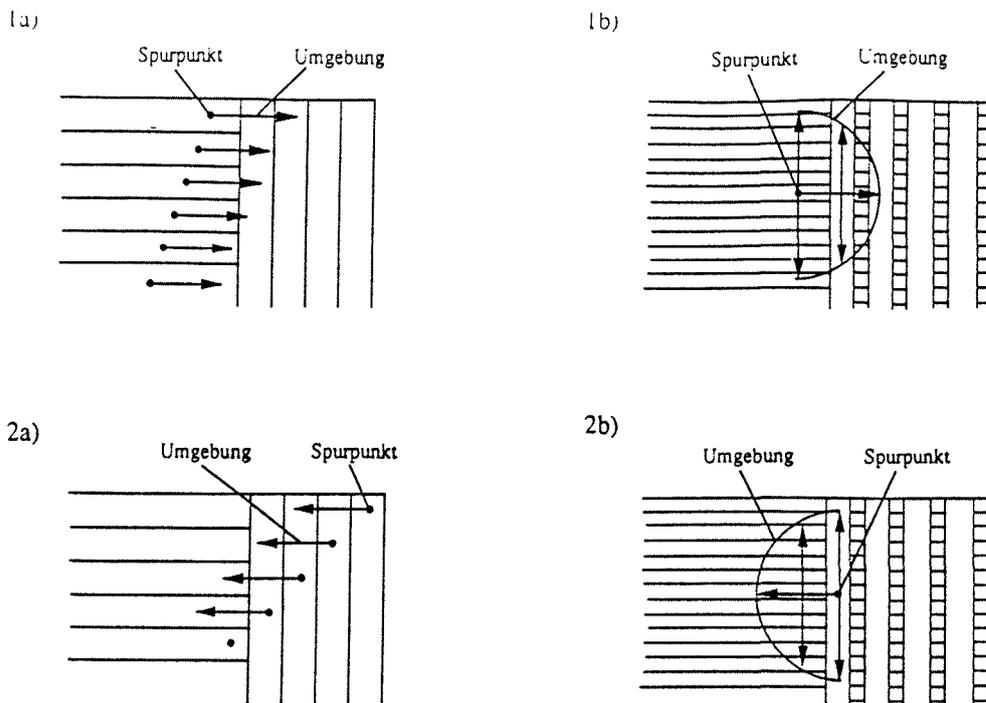


Abbildung A.4: Der Übergangsbereich. In Fall 1) bleibt die Spur im Zentralteil und die Umgebung reicht in die Endkappe hinein, im Fall 2) ist die Spur in der Endkappe und die Umgebung reicht in den Zentralteil. 1.a) und 2.a) zeigen den Schnitt durch die Ebenen im Zentralteil und die 1.b) und 2.b) zeigen den Blick auf die Ebene im Zentralteil.

im Zentralteil parallel zur z - Achse und in den Endkappen senkrecht zur z - Achse mit verschiedenen Orientierungen in der x, y - Ebene. An der Stelle, an der die Struktur wechselt — im Übergangsbereich von Zentralteil und Endkappe — ist die richtige Zuordnung von Treffern somit besonders schwierig. Dieses Problem scheint sich nicht durch Verbessern der Trefferzuordnung zu den Spuren beheben zu lassen. Da das modifizierte Programm jedoch eine korrektere Berechnung der Trefferzuordnung beinhaltet, ist es in die in Kap.5 beschriebene Methode zur Pionidentifikation implementiert worden.

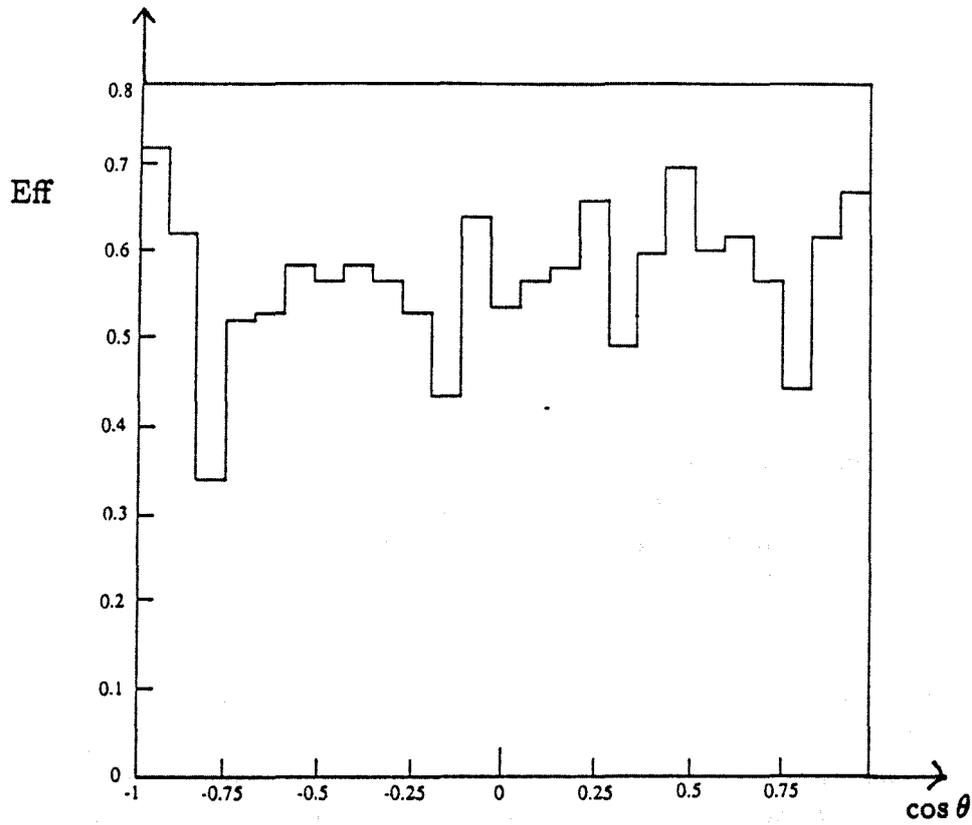


Abbildung A.5: Die Effizienz der Selektion für Pionen in Abhängigkeit vom Polarwinkel des Teilchens für Monte-Carlo $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$ -Ereignisse. Die in Kap.5 beschriebenen Pionidentifikation verwendet das beschriebene Programm zur Analyse des HCal-Musters.

Literaturverzeichnis

- [1] S.L.Glashow, Nucl.Phys. **22** (1961) 579
S.Weinberg, Phys.Rev.Lett. **19** (1967) 1264
A.Salam, in *Proceedings of the 8th Nobel Symposium*, Almquist, Svartholm and Wiksell(Herausgeber),1968.
- [2] L.Carroll, in 'Through the Looking-Glass' Erstausgabe 1872 in Großbritannien, 'The Complete Illustrated Works of Lewis Carroll' Chancellor Press, London, 1982.
- [3] C.S.Wu et al., Phys.Rev. **105** (1957) 1413.
- [4] J.H.Cristenson, J.W.Cronin, V.L.Fitch und R.Turlay, Phys.Rev.Lett. **13** (1964) 138.
- [5] M.Kobayashi, T.Maskawa, Progr.Theor.Phys. **49** (1973) 652.
- [6] G.Lüders, Ann.Phys.(N.Y.) **2** (1957)
W.Pauli, in 'Niels Bohr and the development of physics', Pauli, Rosenfeld, Weisskopf(Herausgeber), 1955,
R.F.Streater, A.S.Wightman: in 'PCT, Spin and Statistics and all that', 1964.
- [7] C.Jarlskog (Herausgeber), 'CP-Violation - Advanced Series on Directions in High Energy Physics Vol.3', World Scientific, 1989.
- [8] W.Bernreuther, U.Löw, J.P.Ma, O.Nachtmann, Z. Phys. C - Particles and Fields **43** (1989) 117.
- [9] W.Bernreuther, O.Nachtmann, Phys.Rev.Letters **63** No.26, 2787 - 2790.
- [10] W.Bernreuther, O.Nachtmann, G.W.Botz und P.Overmann, Z. Phys. C **52** (1991) 567.
- [11] Y.Tsai, Phys.Rev. **D4** (1971) 2821.
- [12] S.M.Barr, W.J.Marciano, in 'CP-Violation', C.Jarlskog (Herausgeber) 1989.
- [13] B.Kayser, in 'CP-Violation', C.Jarlskog (Herausgeber) 1989.
- [14] W.Blum(Herausgeber), 'The ALEPH Handbook', ALEPH 89-77. The ALEPH collab., NIM **A294** (1990) 121-178.
- [15] Atwood et al., Performance of the ALEPH - TPC, ALEPH 91-20.

- [16] E.Iarocci, NIM A217 (1983) 30.
- [17] J.Knobloch, P.Norton(Herausgeber), 'Status of Reconstruction Algorithms for ALEPH', Version 3 (Draft) 1991.
- [18] The ALEPH Coll., 'Measurement of the Tau Branching Ratios', CERN-PPE/91-186 (1991).
- [19] The ALEPH Coll., 'Measurement of the Polarisation of Tau-Leptons', CERN-PPE/91-94 (1991).
- [20] S.Snow, 'A Measurement of the Tau-Polarisation', ALEPH 90-158.
- [21] B.Gobbo, F.Ragusa, L.Rolandi, 'Measurement of the cross-section $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ ' ALEPH 92-23 (1992).
- [22] M.Davier, Z.Zhang, 'Particle Identification for τ -Physics' ALEPH 91-93 (1991).
- [23] P.Overmann: private Mitteilung.
- [24] The OPAL Coll., 'Test of CP-Invariance in $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ and a limit on the weak dipole moment of the τ lepton', CERN-PPE/92-14 (1992).

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich sagen, daß mir die Diplomarbeit sehr viel Spaß gemacht hat und mich bei allen, die dazu beigetragen haben, herzlich bedanken.

Herrn Prof. Dr. K. Tittel danke ich für die Möglichkeit, diese Arbeit durchzuführen und am ALEPH-Experiment teilzunehmen.

Herrn Prof. Dr. E.E. Kluge danke ich für das stetige Interesse am Fortgang der Arbeit und seine aufmunternden Ratschläge.

Herrn Dr. C. Geweniger danke ich für aufschlußreiche Gespräche.

Ganz besonders möchte ich mich bei Herrn Dr. Martin Wunsch dafür bedanken, daß er mir diese Arbeit nahegelegt hat und für seine unkomplizierte Betreuung.

Ohne die zahllosen Ratschläge, Anregungen und Hilfestellungen von Herrn Dr. Achim Stahl wäre diese Arbeit sicher nicht zustande gekommen. Vielen Dank!

Dank schulde ich außerdem den Angestellten des Institutes für Hochenergiephysik, die mir viel bei technischen Dingen geholfen haben. Besonders seien hier Herr L. Vörg, der mir immer bei Problemen mit der VAX half, und Frau E. Konrad, der ich eine ganze Reihe von Zeichnungen in meiner Diplomarbeit verdanke, erwähnt.

Ebenso möchte ich mich bei den Kollegen der ALEPH τ -Gruppe für die freundliche Aufnahme und zahlreiche gute Tips bedanken.

Ich möchte mich ganz herzlich bei Herrn Peter Overmann bedanken. Zum einen, weil er den Monte-Carlo Ereignisgenerator geschrieben hat, den ich bei dieser Arbeit ausgiebig benutzt habe und zum anderen für die aufschlußreichen und angenehmen Gespräche mit ihm.

Weiterhin bedanke ich mich bei den Herren Prof. Dr. N. Wermes und Dr. D. Menszner für anregende Diskussionen.

Bedanken möchte ich mich auch bei

- Stefan Grünendahl u.a. für den Versuch einer Einführung in die Geheimnisse des Debuggens...
- Bernd(l) Brandl und Nikolaus Kurz für moralische Unterstützung...
- Gerrit Graefe für die Hilfestellung beim Schreiben der Danksagung und bei der Freizeitgestaltung in Berlin...
- Ariane Frey, Christian Karger und Joachim Sommer für gute Zusammenarbeit und nette Arbeitsatmosphäre...
- Yves Maumary für seine wertvollen Ratschläge bezüglich des Layouts und anderer lebenswichtiger Dinge...
- und allen anderen Kollegen am Institut für Hochenergiephysik.

Zum Schluß sei meinem Vater und meiner Freundin Cornelia Gansekow für die kritische Durchsicht des Manuskriptes gedankt.