

THE TIME EXPANSION CHAMBER

Messung der Lebensdauer des
 τ -Leptons mit dem L3-Detektor

Abhandlung zur Erlangung des Titels
Doktor der Naturwissenschaften der

Eidgenössischen Technischen Hochschule Zürich

vorgelegt von

Adrian Biland
Dipl. Phys. ETH
geboren am 6. Juni 1962
von Birmenstorf AG

Angenommen auf Antrag von

Prof.	Dr. H. Hofer	Referent
PD	Dr. M. Pohl	1. Korreferent
Prof.	Dr. U. Becker	2. Korreferent

Inhaltsverzeichnis

Inhaltsverzeichnis	I
Inhaltsangabe	III
Abstract	IV
1 Einleitung	1
2 Theoretischer Überblick	3
2.1 Das Standardmodell	3
2.2 Das τ -Lepton	5
2.2.1 Erzeugung von τ in e^+e^- -Kollisionen	6
2.2.2 Lebensdauer	8
3 Das Experiment	10
3.1 Der LEP-Beschleuniger	10
3.2 Der Standarddetektor	12
3.3 Der L3-Detektor	17
3.3.1 Die äusseren L3 Subdetektoren	17
3.3.2 Die L3 Zentralkammer	19
3.3.2.1 Das TEC-Prinzip	19
3.3.2.2 Die L3 TEC	21
4 Rekonstruktion der Ereignisse in der TEC	25
4.1 Rekonstruktion der Punkte	25
4.2 Spurfindungs-Algorithmus	26
4.2.1 Rekonstruktion von Teilspuren	26
4.2.2 Kombination von Teilspuren	28
4.2.3 Aufsammeln zusätzlicher Punkte	29
4.2.4 Suche nach zusätzlichen Spuren	29
4.2.5 Auflösung der Links-Rechts Ambiguität	30
4.2.6 Bestimmung des θ -Winkels der Spuren	31
4.2.7 Mängel der Methode	31
4.3 Rekonstruktion eines Zerfallsvertex	32
5 Kalibration der TEC	33
5.1 Begründung	33
5.2 Anodenspezifische t_0 Korrektur	34

5.3	Die Driftdistanz–Zeit Relation	36
5.3.1	Bestimmung der globalen Kalibrationskonstanten . . .	36
5.3.2	Einzeldrahtkorrektur	40
5.3.3	Kalibration im Gap und in Kathodennähe	41
6	Performanz der TEC	42
6.1	Einzeldrahtauflösung	42
6.1.1	Driftdistanzabhängige Auflösung	42
6.1.2	Spurabhängige Auflösung	44
6.2	Doppelspurauflösung	48
6.3	Auflösung der Spurparameter	50
7	Methoden zur Messung der Lebensdauer	52
7.1	Lebensdauerermessung mit einzelnen τ	52
7.1.1	Zerfallslängen–Methode	53
7.1.2	Impaktparameter–Methode	55
7.1.3	Vergleich der Methoden	58
7.2	Lebensdauerermessung mit $\tau^+\tau^-$ Ereignissen	58
8	Resultate	60
8.1	Bestimmung von Position und Ausdehnung des Strahls	60
8.2	Selektion der $\tau^+\tau^-$ –Ereignisse	64
8.3	Resultat mit Zerfallslängenmethode	65
8.3.1	Zusätzliche Selektionskriterien	65
8.3.2	Fitten der Lebensdauer	69
8.3.3	Systematische Fehler	71
8.4	Resultat mit Impaktparametermethode	72
8.4.1	Zusätzliche Selektionskriterien	72
8.4.2	Bestimmung der Lebensdauer	72
8.4.3	Systematische Fehler	75
8.5	Kombiniertes Resultat	76
8.6	Vergleich mit anderen Experimenten und Theorie	76
9	Zusammenfassung	79
Anhang		i
	Figurenverzeichnis	i
	Tabellenverzeichnis	iii
	Bibliographie	iv
	Verdankung	vii
	Lebenslauf	viii

Inhaltsangabe

Die im L3-Experiment am LEP eingebaute, nach dem TEC-Prinzip arbeitende Zentralkammer wurde für das Jahr 1990 mit Hilfe von Spuren bekannten Impulses kalibriert. Dabei wurde in der $r\phi$ -Ebene eine mittlere Einzeldrahtauflösung von $63\mu\text{m}$ über einen Driftlängen-Bereich von bis zu 5.5 cm erreicht. Die Einzeldrahteffizienz beträgt dabei 90% und die Doppelspurauflösung ist $\approx 750\mu\text{m}$. Obwohl die L3-TEC mit einem Aussenradius von 50 cm sehr viel kleiner ist als die Zentralkammern vergleichbarer Experimente, konnte dank dieser guten Werte die Lebensdauer des τ -Leptons gemessen werden.

Die Messung wurde mit der Zerfallslängenmethode für Zerfälle mit 3 geladenen Teilchen, bzw. mit der Impaktparametermethode für die Zerfälle mit nur einem geladenen Teilchen durchgeführt. Von den im Jahre 1990 gesammelten Daten, die einer integrierten Luminosität von 5.5 pb^{-1} im Energiebereich $\sqrt{s} = 88.2\dots 94.2\text{ GeV}$ entsprechen, konnten 223 bzw. 2557 Zerfälle für die beiden Methoden verwendet werden. Die gemessenen Lebensdauern betragen $(301 \pm 31 \pm 21)\text{ fs}$ bzw. $(315 \pm 28 \pm 35)\text{ fs}$. Da die beiden Messungen mit statistisch unabhängigen Daten durchgeführt wurden, können sie unter Berücksichtigung der Korrelation eines Teils des systematischen Fehlers kombiniert werden. Man erhält daraus eine Lebensdauer des τ -Leptons von $\mathcal{T}_\tau = (308 \pm 22 \pm 27)\text{ fs}$. Der grosse systematische Fehler wird durch die noch nicht vollständig verstandene TEC-Kalibration dominiert.

Abstract

The central tracking chamber of the L3 experiment at LEP, based on the TEC-principle, was calibrated in 1990 using tracks with a well known momentum. A single wire resolution in the $r\phi$ -plane of $63\mu\text{m}$ over drift-distances of up to 5.5 cm was achieved. The single wire efficiency reaches 90% and the double track resolution is $\approx 750\mu\text{m}$. Having an outer radius of only 50 cm, the L3-TEC is much smaller than the tracking chambers of comparable experiments. Nevertheless, due to the good performance of the chamber, it was possible to measure the lifetime of the τ -lepton.

This measurement was performed using a decaylength method for τ decaying into three charged particles and an impactparameter method for decays into one charged particle. From the 1990 data taking period with an integrated luminosity of 5.5 pb^{-1} in the energy range $\sqrt{s} = 88.2$ to 94.2 GeV , 223 and 2557 decays, respectively, can be used for the two methods. The resulting lifetimes are $(301 \pm 31 \pm 21)\text{ fs}$ and $(315 \pm 25 \pm 35)\text{ fs}$. These measurements are based on independent samples and can therefore be combined. Taking into account the correlation of part of the systematic errors, one gets a final result of $\mathcal{T}_\tau = (308 \pm 22 \pm 27)\text{ fs}$. The large systematic error is dominated by the not yet fully understood calibration of the TEC.

Kapitel 1

Einleitung

Die Hochenergiephysik untersucht die fundamentalen Bausteine der Natur und die zwischen ihnen wirkenden Kräfte. Heute unterscheidet man drei Kräfte: elektroschwache und starke Wechselwirkung, sowie Gravitation. Die Gravitation ist allerdings zu schwach, um in Elementarteilchen-Prozessen gemessen werden zu können. Die beiden anderen hingegen lassen sich am besten in e^+e^- -Kollisionen untersuchen, da in diesem Fall der Anfangszustand genau bekannt ist.

Es ist eine Eigenheit der in e^+e^- -Reaktionen einzig wichtigen elektroschwachen Wechselwirkung, dass für eine Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} = m_{Z^0} \approx 91.2$ GeV der Wirkungsquerschnitt eine Resonanz aufweist (eine kurze Übersicht der Theorie folgt in Kapitel 2). Aus diesem Grund wird der LEP-Collider bei dieser Energie betrieben und produziert inzwischen $> 10^6$ Z^0 pro Jahr. Dies ermöglicht die genaue Untersuchung der Eigenschaften des Z^0 -Bosons.

Das Z^0 zerfällt in alle bekannten elementaren Fermionensorten, mit Ausnahme des von der Standardtheorie postulierten t -Quarks. Dadurch lässt sich die Kopplung des neutralen Stroms an die Fermionen untersuchen.

Die dabei entstehende grosse Anzahl Fermionen jeder Sorte erlaubt auch die genaue Untersuchung deren Eigenschaften. Vor allem das τ -Lepton ist dabei von grossem Interesse. Die leichteren Gegenstücke e und μ wurden bereits sehr genau untersucht, während zum τ noch mehrere Fragen offen sind:

- Die Existenz des ν_τ ist erst indirekt nachgewiesen worden.
- Es ist noch unklar, ob alle existierenden Zerfallskanäle bekannt sind.
- Ein wichtiger Baustein der Theorie besagt, dass Leptonuniversalität gelten muss. D.h. dass sich das τ nur in der Masse und einer eigenen erhaltenen Leptonenzahl von e und μ unterscheidet.

Im für die Entstehung der $\tau^+\tau^-$ -Paare aus dem Z^0 -Zerfall verantwortlichen neutralen Strom wurde diese Leptonuniversalität mit hoher Präzision bestätigt. Ob sie auch für den im Zerfall der τ -Leptonen herrschenden geladenen Strom gilt, lässt sich durch die Messung der Lebensdauer und des

Verzweigungsverhältnisses von $(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau)$ überprüfen. Das Verhältnis dieser beiden Grössen zueinander lässt sich nämlich unter Annahme von Leptonuniversalität und der genau gemessenen μ -Masse aus der Theorie ableiten.

In dieser Arbeit wird nach einer kurzen Zusammenfassung der Standard-Theorie der verwendete L3-Detektor vorgestellt. Dabei wird vor allem auf die für Lebensdauermessungen wichtige Zentralkammer (TEC) eingegangen: nach der Erklärung ihres Funktionsprinzips wird die in L3 eingebaute Kammer beschrieben. In einem nächsten Kapitel wird der für die Rekonstruktion der in der TEC gemessenen Ereignisse verwendete Algorithmus erklärt. Anschliessend wird beschrieben, wie die TEC kalibriert wird und was für eine Performanz nach dieser Kalibration erreicht wurde.

Der zweite Teil der Arbeit befasst sich dann mit der Messung der Lebensdauer des τ -Leptons. Zuerst werden die unterschiedlichen Methoden zur Messung von Lebensdauern im 10^{-13} s-Bereich erklärt und anschliessend zwei dieser Methoden auf die im Jahre 1990 in L3 gemessenen τ -Zerfälle angewandt. Diese Resultate werden abschliessend mit der Theorie und Resultaten anderer Experimente verglichen.

Kapitel 2

Theoretischer Überblick

In diesem Kapitel werden kurz die wichtigsten theoretischen Erkenntnisse der modernen Hochenergiephysik zusammengefasst. Anschliessend werden die speziellen Eigenschaften des τ -Leptons besprochen.

2.1 Das Standardmodell

Unter der Bezeichnung *Standardmodell (SM)* [1,2,3] versteht man heute in der Hochenergiephysik die renormierbaren Eichtheorien der elektroschwachen (*Glashow-Salam-Weinberg Theorie, GSW*) und der starken Wechselwirkung (*QuantenChromoDynamik, QCD*). Die wichtigsten Punkte können wie folgt zusammengefasst werden:

- Die Materie ist aufgebaut aus punktförmigen Fermionen mit Spin 1/2.
- Kräfte entstehen durch Wechselwirkung mit masselosen Bosonen.

Im Standardmodell der elektroschwachen Wechselwirkung werden die Kräfte durch 4 Vektorbosonen W^+ , W^0 , W^- und B^0 übertragen. Dabei koppelt das Triplet $W^{+,0,-}$ an die dritte Komponente des schwachen Isospins I_3 und das Singlett B^0 an die Hyperladung $Y = 2q_f + I_3$ der Fermionen mit der elektrischen Ladung q_f (Tab. 2.1). Eigenzustände des Massenoperators, d.h. physikalisch beobachtbar, sind allerdings an Stelle von B^0 und W^0 die Mischungen

$$\gamma = W^0 \sin \Theta_W + B^0 \cos \Theta_W \quad (2.1)$$

$$Z^0 = W^0 \cos \Theta_W - B^0 \sin \Theta_W \quad (2.2)$$

wobei der *Weinbergwinkel* Θ_W der wichtigste freie Parameter der Theorie ist.

Durch spontane Symmetriebrechung (*Higgs Mechanismus*) [6] erhalten die Vektorbosonen W^- , W^+ und Z^0 eine Ruhemasse, während das Photon γ konstruktionsgemäss masselos bleibt. Die Theorie macht keine Voraussage über die Massen selbst, aber über das Massenverhältnis:

$$\frac{m_W}{m_Z} = \cos \Theta_W \quad (2.3)$$

In Übereinstimmung mit zahlreichen Experimenten wurde das Standardmodell der elektroschwachen Wechselwirkung so konstruiert, dass die durch den Austausch von Z^0 –Bosonen übertragene Wechselwirkung der *neutralen schwachen Ströme* eine Mischung aus V- und A-Kopplung hat. Der Mischungswinkel wird dabei wiederum durch Θ_W definiert.

Die durch den Austausch von W^+ und W^- übertragene Wechselwirkung der *geladenen schwachen Ströme* erhalten hingegen eine reine (V-A)-Kopplung, d.h. es wechselwirken z.B. nur linkshändige Neutrinos bzw. rechtshändige Antineutrinos.

Die durch γ –Austausch übertragene Wechselwirkung der *elektromagnetischen Ströme* ist schlussendlich eine reine V-Kopplung an den elektromagnetischen Ladungsstrom $j_{em}^\mu = q_f \bar{\psi} \gamma^\mu \psi$ des Fermions.

In der QCD koppeln 8 masselose Gluonen an die Farbladung der Quarks. Da die Gluonen selbst farbig sind, können sie (im Gegensatz zu den Photonen) auch mit sich selbst wechselwirken.

Es ist eine experimentelle Tatsache, dass mehrere Materiegenerationen existieren. Die an LEP und SLC durchgeführten Experimente zeigen klar, dass es genau 3 solcher Generationen gibt (es sei denn, die ν der höheren Generation(en) hätten eine Ruhemasse $m_\nu > 45\text{GeV}$) [7]. Jede Generation besteht aus je einem geladenen und ungeladenen Lepton und 2 Quarks mit Ladungen $+2/3$ bzw. $-1/3$ (Tab. 2.1). Bezüglich I_3 bilden die linkshändigen Fermionen Doublets, während die rechtshändigen Singulets sind.

Generation	linkshändig				rechtshändig			
	Leptonen		Quarks		Leptonen		Quarks	
1	e^L	ν_e^L	u^L	d^L	e^R	—	u^R	d^R
2	μ^L	ν_μ^L	c^L	s^L	μ^R	—	c^R	s^R
3	τ^L	ν_τ^L	t^L	b^L	τ^R	—	t^R	b^R
Ladung								
q_f	−1	0	+2/3	−1/3	−1	0	+2/3	−1/3
I_3	+1/2	−1/2	+1/2	−1/2	0	0	0	0
Y	−1	−1	+1/3	+1/3	−2	0	+4/3	−2/3
Farbe	0	0	r,g,b	r,g,b	0	0	r,g,b	r,g,b

Tabelle 2.1: Liste aller Fermionen mit zugehörigen Ladungen. Falls die ν nicht masselos sind, wechselwirken auch die ν^R . Zu jedem Fermion existiert noch ein zugehöriges Antiteilchen.

Gluonen, Photonen und Z^0 koppeln an die Masseneigenzustände der Quarks. Die W^+ und W^- hingegen koppeln anstelle der Quarks d, s, b an die Mischungen d', s', b' , mit

$$(d', s', b') = V(d, s, b) \quad (2.4)$$

wobei V eine unitäre 3×3 Matrix ist (*Cabbibo-Kobayashi-Maskawa*, *CKM-Matrix*). Falls die ν eine nichtverschwindende Ruhemasse besitzen, kann es

eine analoge Mischungsmatrix für die Leptonen geben; ausserdem wechselwirken dann auch die ν^R .

Das Standardmodell ist eine ausserordentlich erfolgreiche Theorie: alle bis jetzt überprüfbaren Voraussagen wurden mit teilweise hoher Präzision experimentell bestätigt; nur das Higgs Boson wurde noch nicht gefunden (und ν_τ und t wurden erst indirekt beobachtet).

Allerdings hat das Standardmodell auch Schwächen: QCD und elektroschwache Wechselwirkungen sind noch zwei unabhängige Theorien und die Einbindung der Gravitation ist vollständig ungelöst. Ausserdem macht das Standardmodell keine Vorhersagen über z.B. Kopplungskonstanten, Teilchenmassen, Werte der CKM-Koeffizienten oder Θ_W .

Eine andere unbeantwortete Frage ist, weshalb es mehrere Generationen von Teilchen mit (bis auf ihre Masse) identischen Eigenschaften gibt, obwohl das ganze Universum (scheinbar?) nur aus der ersten Generation aufgebaut ist ⁽¹⁾. Es ist deshalb wichtig zu untersuchen, ob sich z.B. die geladenen Leptonen neben der Masse und der Generation noch in irgendwelchen anderen Parametern unterscheiden.

2.2 Das τ -Lepton

1974 wurden im Mark-I Experiment am e^+e^- -Speicherring SPEAR⁽²⁾ am SLAC⁽³⁾ bei Schwerpunktsenergien von ≈ 4 GeV unerwartete Ereignisse vom Typ

$$e^+e^- \longrightarrow e\mu + \text{fehlende Energie}$$

beobachtet. Nach mehrjährigen Kontroversen und Experimenten an SPEAR/SLAC und DORIS⁽⁴⁾/DESY⁽⁵⁾ war klar, dass nach e und μ ein drittes sequentielles geladenes Lepton gefunden war, das den Namen τ erhielt [8]. Die obigen Endzustände erklären sich damit als

$$\begin{aligned} e^+e^- &\longrightarrow \tau^+\tau^- \\ &\quad | \quad \hookrightarrow \mu^-\bar{\nu}_\mu\nu_\tau \\ &\quad \hookrightarrow e^+\nu_e\bar{\nu}_\tau \end{aligned}$$

Da die Zerfälle

$$\tau \longrightarrow \mu\gamma \quad \text{und} \quad \tau \longrightarrow e\gamma$$

nicht gefunden wurden, und im Endzustand von $(\nu_{e,\mu}\text{-Nukleon})$ Wechselwirkungen keine τ^- vorkommen, muss das τ^- mit dem zugehörigen ν_τ eine eigene Generation mit erhaltener τ -Leptonzahl bilden.

¹Eine mögliche Erklärung könnte sein, dass CP-verletzende Vorgänge nur möglich sind, wenn die CKM-Matrix mindestens 3x3 gross ist. Weshalb allerdings die CP Verletzung für die Natur von so grosser Bedeutung sein sollte, ist völlig unklar.

²Stanford Positron Electron Accelerator Ring

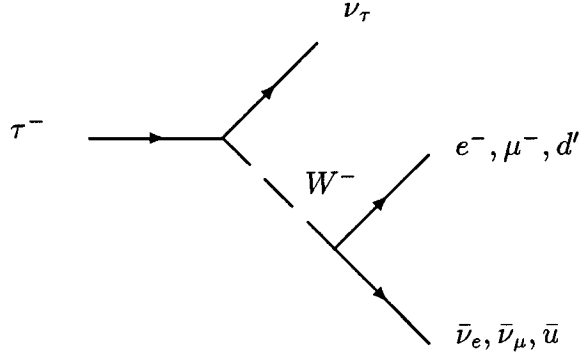
³Stanford Linear Accelerator Centre, Stanford, USA

⁴Doppel Ring Speicher

⁵Deutsches Elektronen SYnchrotron, Hamburg, D

Wegen der kurzen Lebensdauer von nur $\approx 3 \times 10^{-13}$ s zerfällt das τ^- selbst bei Energien von 45 GeV schon nach wenigen mm Flugstrecke innerhalb der Detektoren, weshalb seine Zerfallsprodukte (ausser den ν) gemessen werden können. So ist es z.B. möglich, die Polarisation der τ^- (statistisch) zu messen und damit präzise Tests des Standardmodells zu machen [12].

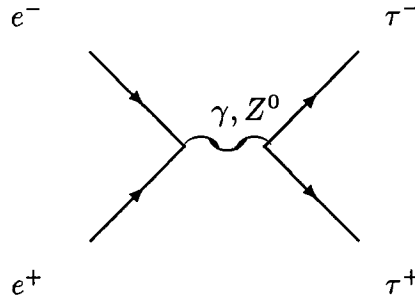
Ausserdem ist das τ^- mit eine Masse von ≈ 1.8 GeV als einziges Lepton schwer genug, um semihadronische Zerfälle in die leichten Quarks (u und d') zu ermöglichen.



Figur 2.1: Feynman-Diagramm für den Zerfall des τ^- -Leptons (erste Ordnung)

2.2.1 Erzeugung von τ in e^+e^- -Kollisionen

In e^+e^- Wechselwirkungen entstehen $\tau^+\tau^-$ Paare über den Austausch eines virtuellen γ oder Z^0 gemäss dem Feynmann-Diagramm in Fig. 2.2.



Figur 2.2: Feynmann-Diagramm für den Prozess ($e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$) (erste Ordnung)

Der totale Wirkungsquerschnitt setzt sich (jeweils in erster Näherung) zusammen aus:

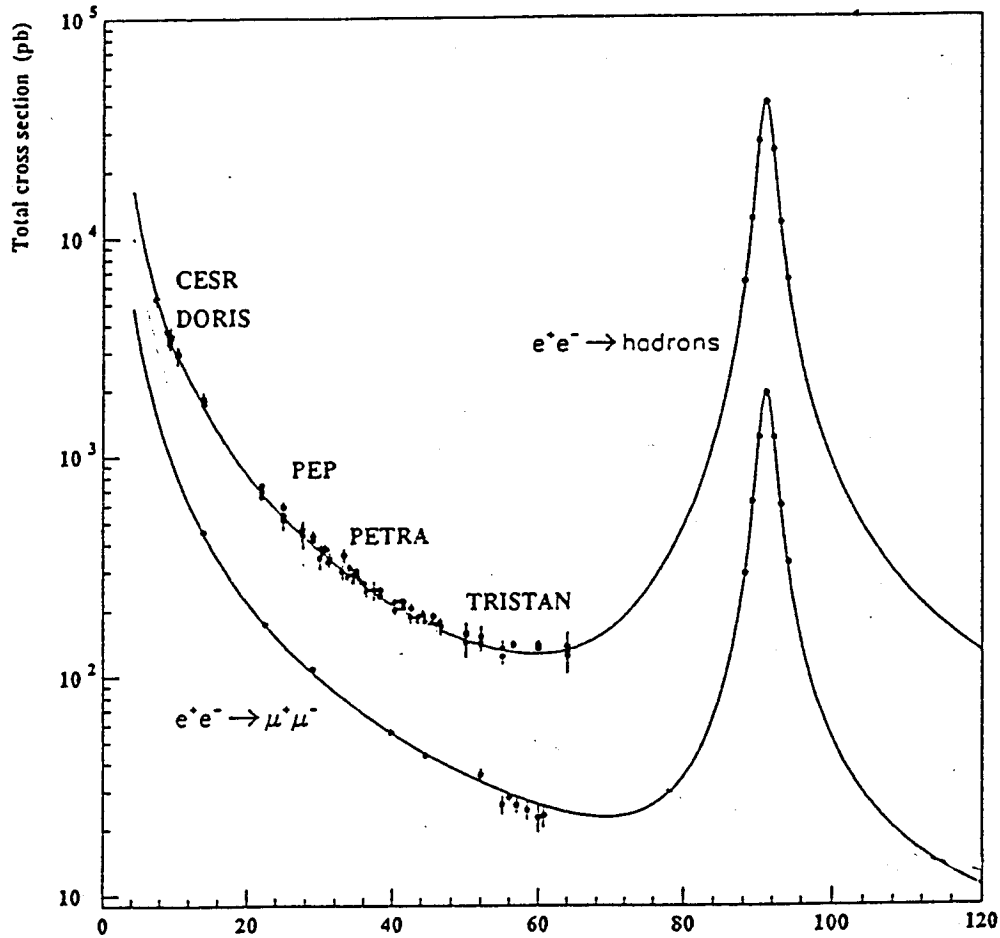
$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma \rightarrow \tau^+\tau^-) = \frac{4\pi\alpha^2}{3s} \quad (2.5)$$

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-) = 12\pi \frac{\Gamma_e \Gamma_\tau}{m_Z^2} \frac{s}{(s - m_Z^2)^2 + m_Z^2 \Gamma_Z^2} \quad (2.6)$$

und einem $(\gamma-Z^0)$ -Interferenzterm, der aber bei Energien in der Nähe der Z^0 -Masse vernachlässigbar ist. Dabei sind: s das Quadrat der Schwerpunktsenergie, m_Z die Z^0 -Masse, Γ_e die partielle Zerfallsbreite von $(Z^0 \rightarrow e^+e^-)$ und Γ_τ diejenige von $(Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-)$, mit in erster Näherung

$$\Gamma_\tau = \frac{Gm_Z^3}{6\pi\sqrt{2}} [(g_v^\tau)^2 + (g_a^\tau)^2], \quad g_v^\tau = I_3^\tau - 2\sin^2\Theta_W, \quad g_a^\tau = I_3^\tau \quad (2.7)$$

Bei niedrigen Energien ist der Beitrag des Z^0 -Austausches vernachlässigbar und der Wirkungsquerschnitt geht mit $1/s$; bei LEP dagegen ist $s \approx m_Z^2$ und der Wirkungsquerschnitt wird durch den resonanten Z^0 -Austausch dominiert (Figur 2.3).



Figur 2.3: Gemessene Wirkungsquerschnitte für $(e^+e^- \rightarrow q\bar{q})$ und $(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)$ in Abhängigkeit der Schwerpunktsenergie [9]. Gemäss Standard-Modell sind die Wirkungsquerschnitte für μ und τ bis auf kleine Masseneffekte gleich.

2.2.2 Lebensdauer

Betrachtet man den rein leptonischen Zerfall ($\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$), erhält man für (V-A)-Wechselwirkung das Übergangsmatrixelement

$$\mathcal{M} = \frac{g_\tau g_e}{\sqrt{2}} (\bar{\nu}_\tau \gamma^\lambda (1 - \gamma_5) \tau) (e^- \gamma_\lambda (1 - \gamma_5) \nu_e) \quad (2.8)$$

mit g_τ, g_e als Kopplungskonstanten des τ^- bzw. e^- an das W^- -Boson.

Daraus erhält man die partielle Zerfallsbreite [13]

$$\begin{aligned} \Gamma(\tau \rightarrow e \bar{\nu}_e \nu_\tau(\gamma)) &= \frac{g_\tau g_e m_\tau^5}{192 \pi^3} f\left(\frac{m_e^2}{m_\tau^2}\right) \left[1 + \frac{3m_\tau^2}{5m_W^2}\right] \left[1 + \frac{\alpha(m_\tau)}{2\pi} \left(\frac{25}{4} - \pi^2\right)\right] \\ &= \frac{g_\tau g_e m_\tau^5}{192 \pi^3} \mathcal{X}_\tau \end{aligned} \quad (2.9)$$

mit dem Phasenraumfaktor

$$f(x) = 1 - 8x + 8x^3 - x^4 - 12x^2 \log(x) \quad (2.10)$$

Die QED-Korrekturen höherer Ordnung werden in $\alpha(m_x)$ zusammengefasst, mit $\alpha^{-1}(m_\tau) = 133.29$. Falls die ν eine Ruhemasse besitzen, kommen noch zusätzliche Phasenraumkorrekturen $f(m_{\nu_\tau}^2/m_\tau^2)$ und $f(m_{\nu_e}^2/m_\tau^2)$ hinzu.

Die gleiche Formel erhält man für den Zerfall ($\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$), wenn man überall die Werte für τ durch diejenigen für μ ersetzt ($\alpha^{-1}(m_\mu) = 137.0$).

Die Lebensdauer $\mathcal{T}$ ist gleich der inversen totalen Zerfallsbreite Γ , also

$$\mathcal{T}_\tau = \frac{1}{\Gamma_\tau} = \frac{Br(\tau \rightarrow e \bar{\nu}_e \nu_\tau)}{\Gamma(\tau \rightarrow e \bar{\nu}_e \nu_\tau)} \quad (2.11)$$

$$\mathcal{T}_\mu = \frac{1}{\Gamma_\mu} = \frac{Br(\mu \rightarrow e \bar{\nu}_e \nu_\mu)}{\Gamma(\mu \rightarrow e \bar{\nu}_e \nu_\mu)} \quad (2.12)$$

mit Br dem Verzweigungsverhältnis des angegebenen Zerfalls. Gemäss dem Standardmodell gilt *Lepton-Universalität*, d.h. $g_\tau = g_\mu = g_e$, und $Br(\mu \rightarrow e \bar{\nu}_e \nu_\mu) = 100\%$. Damit erhält man

$$\mathcal{T}_\tau = \mathcal{T}_\mu \left(\frac{m_\mu}{m_\tau}\right)^5 Br(\tau \rightarrow e \bar{\nu}_e \nu_\tau) \frac{\mathcal{X}_\mu}{\mathcal{X}_\tau} \quad (2.13)$$

Bei bekannten Massen m_τ und m_μ und der Lebensdauer $\mathcal{T}_\mu$ ergibt sich also daraus eine Voraussage für $\mathcal{T}_\tau/Br(\tau \rightarrow e \bar{\nu}_e \nu_\tau)$.

Mit [14]

$$\begin{aligned} \mathcal{T}_\mu &= 2.197 \times 10^{-6} \text{ s} \\ m_e &= 0.511 \text{ MeV} \\ m_\mu &= 105.7 \text{ MeV} \\ m_\tau &= 1776.9 \pm 0.5 \text{ MeV} \quad [15][16]^{(6)} \\ m_W &= 81000 \pm 1300 \text{ MeV} \\ m_\nu &= 0 \text{ MeV} \end{aligned} \quad (2.14)$$

erhält man $\mathcal{X}_\mu = 0.99561$, $\mathcal{X}_\tau = 0.99596$ ⁽⁷⁾ und damit

$$\frac{\mathcal{T}_\tau}{Br(\tau \rightarrow e\bar{\nu}_e\nu_\tau)} = (1.6353 \pm 0.0023) \times 10^{-12} s \quad (2.15)$$

Der Fehler wird dominiert durch die Unsicherheit der τ^- -Masse.

Das Verzweigungsverhältnis $Br(\tau \rightarrow e\bar{\nu}_e\nu_\tau) = \Gamma(\tau \rightarrow e\bar{\nu}_e\nu_\tau)/\Gamma_\tau$ lässt sich nicht direkt aus dem Standardmodell berechnen; die totale Zerfallsbreite Γ_τ hängt wegen erheblicher Korrekturen von der nicht genau berechenbaren Kopplungskonstanten der starken Wechselwirkung $\alpha_s(m_\tau)$ ab [17]. Das Verzweigungsverhältnis muss deshalb experimentell gemessen werden. Mit $Br(\tau \rightarrow e\bar{\nu}_e\nu_\tau) = 0.1793 \pm 0.0026$ [14] erhält man

$$\mathcal{T}_\tau = (293.2 \pm 4.2) \text{ fs} \quad (2.16)$$

Der Einfluss einer eventuell endlichen Neutrinomasse ist vernachlässigbar: selbst für eine obere Massengrenze von $m_{\nu_\tau} = 35\text{MeV}$ [14] ändert sich $\mathcal{T}_\tau$ um nur 0.3%; der heute viel diskutierte Wert $m_{\nu_\tau} = 17\text{keV}$ [18] ergibt sogar nur eine Änderung um $7 \times 10^{-6}\%$.

⁶Der in [14] angegebene Wert für m_τ ist durch neueste Messungen überholt.

⁷Die in $\mathcal{X}$ zusammengefassten Korrekturen heben sich also fast vollständig auf.

Kapitel 3

Das Experiment

In diesem Kapitel wird eine kurze Übersicht über den LEP-Beschleuniger⁽¹⁾ und den prinzipiellen Aufbau von in der Hochenergiephysik verwendeten Detektoren gegeben. Anschliessend wird der L3-Detektor beschrieben, wobei nur auf die für diese Arbeit entscheidende Zentralkammer genauer eingegangen wird.

3.1 Der LEP-Beschleuniger

Noch vor dem experimentellen Nachweis der Eichbosonen der elektroschwachen Theorie (W^+ , W^- , Z^0) im Jahre 1983 durch die UA1 und UA2 Kollaborationen am SPPS-Beschleuniger⁽²⁾ am CERN⁽³⁾ [19,20], begann man am CERN mit Planung und Bau eines Beschleunigers für eine Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} = m_Z \approx 90\text{GeV}$. e^+e^- -Kollisionen bei dieser Energie ermöglichen die präzise Untersuchung des Standardmodells der elektroschwachen Wechselwirkung, QCD Studien und Untersuchungen der schweren Quarks, sowie die Suche nach neuen Teilchen bzw. Erweiterungen des Standardmodells. Ein grosses Problem bei so hohen Energien bildet der Energieverlust durch *Synchrotronstrahlung*, d.h. die Emission von γ wenn die Elektronen auf eine Kreisbahn mit Radius r gezwungen werden. Die Strahlungsleistung beträgt [21]:

$$P \approx \frac{2e^2c}{3r^2} \beta^4 \gamma^4 \quad (3.1)$$

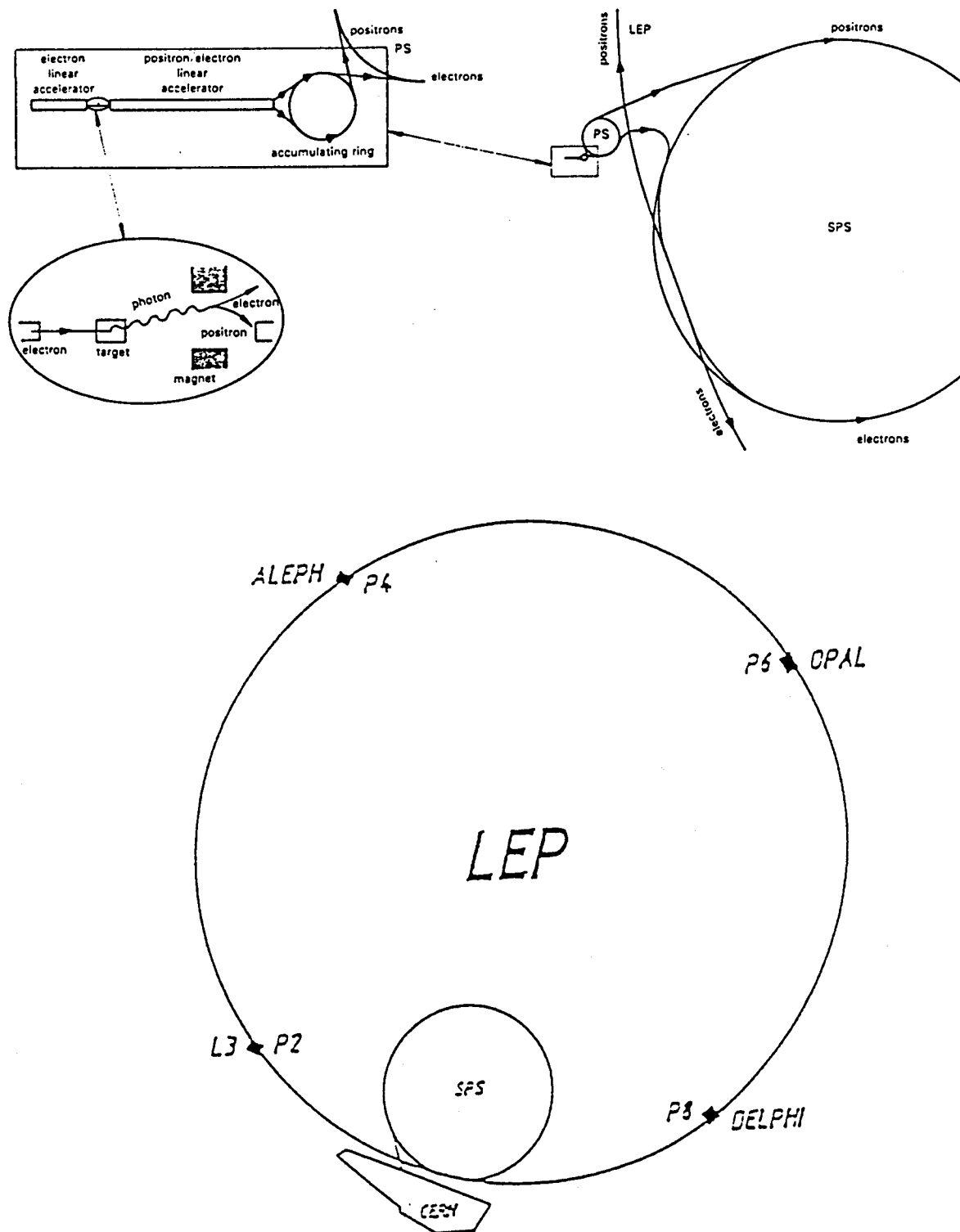
Man muss also einen Kompromiss finden zwischen den Bau- (grosser Radius) und Betriebskosten (Energieverbrauch) eines Beschleunigers. Dieser Kompromiss liegt für den LEP bei einem Ringumfang von $\approx 27\text{km}$.⁽⁴⁾

¹Large Electron Positron collider

²Super Proton antiProton Synchrotron

³Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire, Genf, CH

⁴Einen anderen Weg ging man mit dem SLC-Beschleuniger am SLAC: es handelt sich dabei den ersten e^+e^- Linear-Collider, der ebenfalls mit $\sqrt{s} = m_Z$ betrieben wird. Zukünftige e^+e^- Beschleuniger mit höherer Schwerpunktsenergie werden wohl nur noch linear möglich sein; SLC produziert aber nicht genügend Ereignisse, um mit LEP konkurrieren zu können.



Figur 3.1: Der LEP-Beschleuniger

Durch Ersatz der konventionellen Beschleunigungskavitäten durch supra-leitende soll die Energie 1994 auf $\approx 190\text{GeV}$ verdoppelt werden. Damit wird es möglich werden, Ereignisse des Typs ($e^+e^- \rightarrow W^+W^-$) zu untersuchen.

Im Spätsommer 1989 konnten die 4 Experimente *ALEPH*⁽⁵⁾, *DELPHI*⁽⁶⁾, *L3*⁽⁷⁾ und *OPAL*⁽⁸⁾ die ersten ($e^+e^- \rightarrow Z^0$)–Ereignisse beobachten, und seit Frühjahr 1990 produziert LEP eine grosse Zahl von Ereignissen.

3.2 Der Standarddetektor

Im Prinzip sehen alle an Collidern installierten grossen Detektoren gleich aus: sie sind nach dem Zwiebelschalenprinzip aufgebaut, wobei jede Schale eine bestimmte Sorte Teilchen bzw. Parameter des Endzustands möglichst optimal messen soll (Figur 3.2).

Die innerste Schale (1) soll die Spuren möglichst vieler Zerfallsteilchen aufzeichnen, um daraus die Zerfallsvertices zu rekonstruieren. Häufig befinden sich diese Subdetektoren innerhalb eines Magnetfeldes, so dass man aus der Krümmung der Spuren geladener Teilchen deren Impuls berechnen kann. Heutzutage übernehmen meistens grosse *Driftkammern* diese Aufgabe. Neuerdings werden sie dabei oft durch eine oder mehrere Lagen Halbleiterdetektoren (*Microstrips*) an der Innenseite unterstützt.

Die mittlere Schale soll Energie und Position von möglichst allen Teilchensorten messen, wozu normalerweise grosse Kalorimeter eingesetzt werden. Wegen des unterschiedlichen Verhaltens von hadronischen (d.h. stark wechselwirkenden) und den elektromagnetischen Teilchen (e^+ , e^- , γ), sind die Kalorimeter häufig zweigeteilt: der innere Bereich (2) ist für die Messung elektromagnetischer Teilchen optimiert, während der dickere äussere Teil (3) hadronische Teilchen messen soll. Ausserdem muss das Kalorimeter so dick sein, dass alle Teilchen ausser μ und ν absorbiert werden.

Der äusserste Teil (4) des Detektors ist für die Identifikation der μ zuständig, die (neben den nicht messbaren ν) als einzige bis nach aussen kommen.

Vervollständigt werden die Detektoren durch zusätzliche Einrichtungen zur Identifikation von kosmischer Strahlung sowie zur Messung der Luminosität.

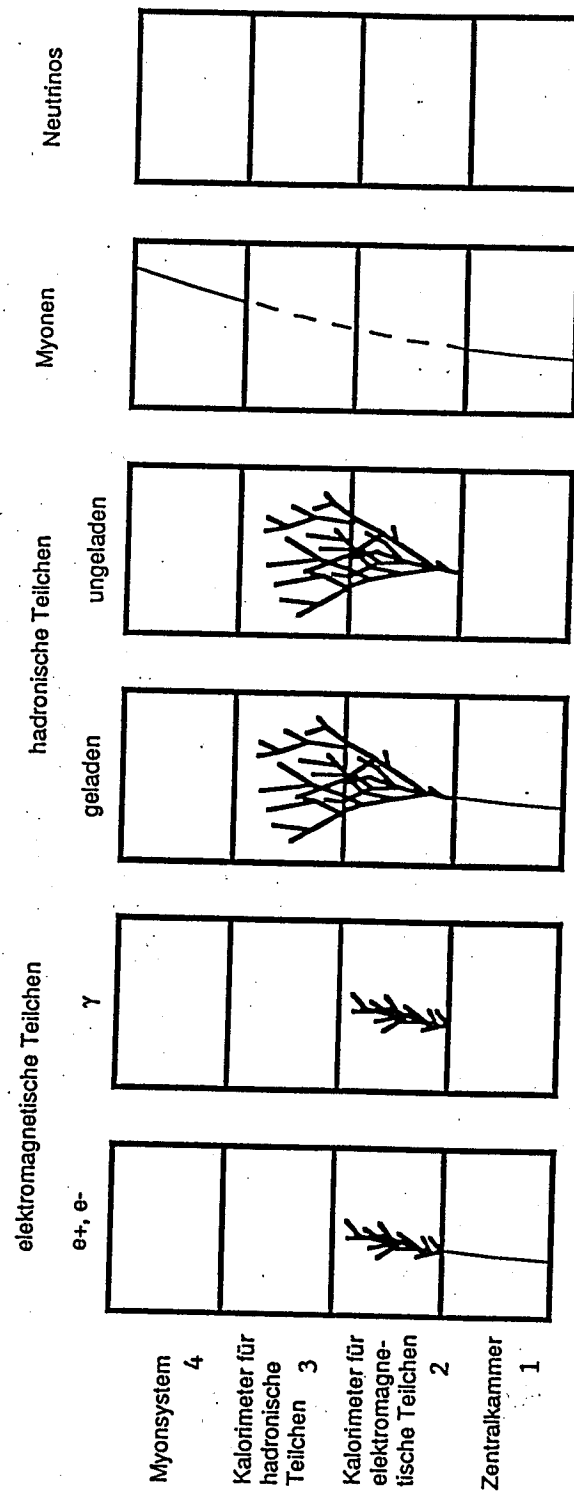
Aus Symmetriegründen wäre es wünschenswert, den Detektor kugelförmig zu machen; das ist aber aus technischen Gründen meist nicht machbar. Deshalb bestehen die Detektoren normalerweise aus einem zylindrischen *Barrel* und zwei abschliessenden *Endcaps*.

⁵Apparatus for LEP PHysics

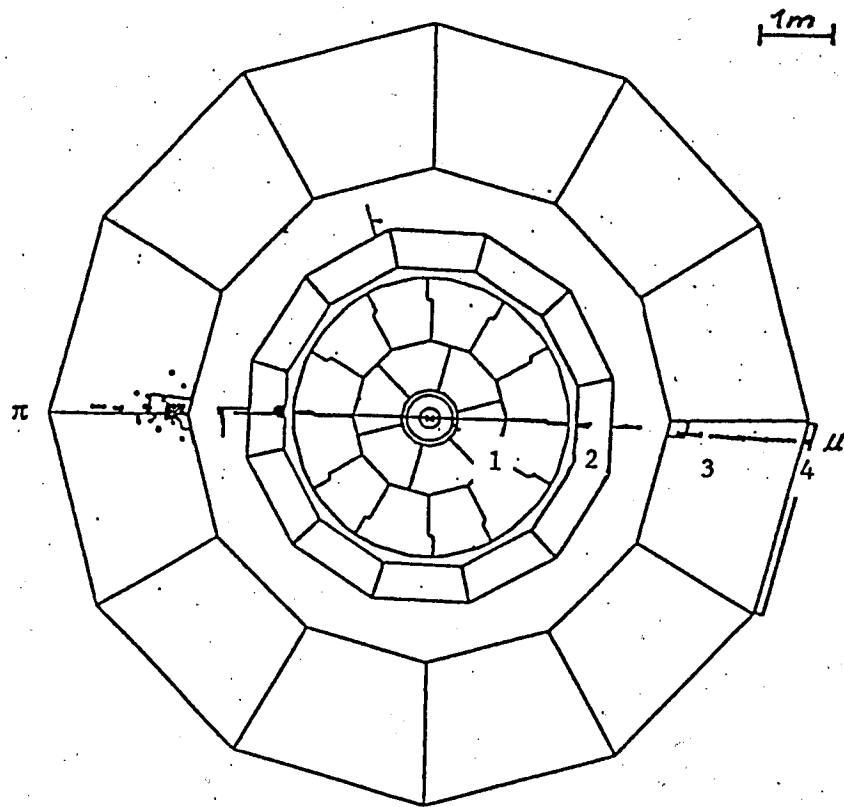
⁶DEtector for LEP PHysIcs

⁷Letter of intent no.3

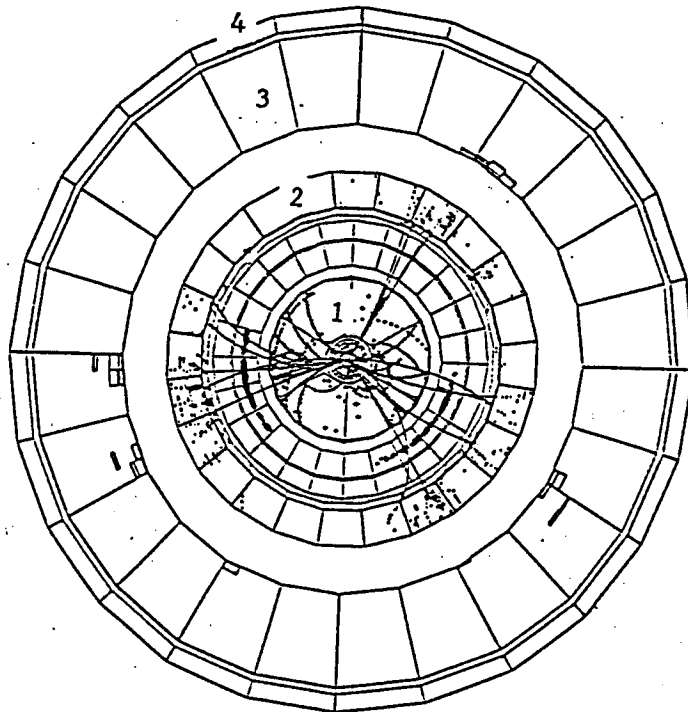
⁸Omni-Purpose Apparatus for LEP Physics



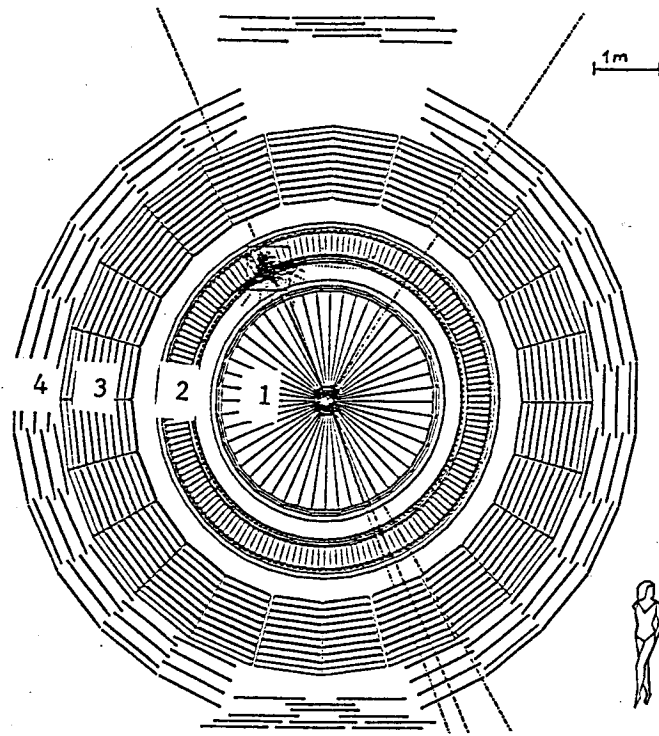
Figur 3.2: Darstellung der Detektorantwort auf verschiedene Teilchenklassen



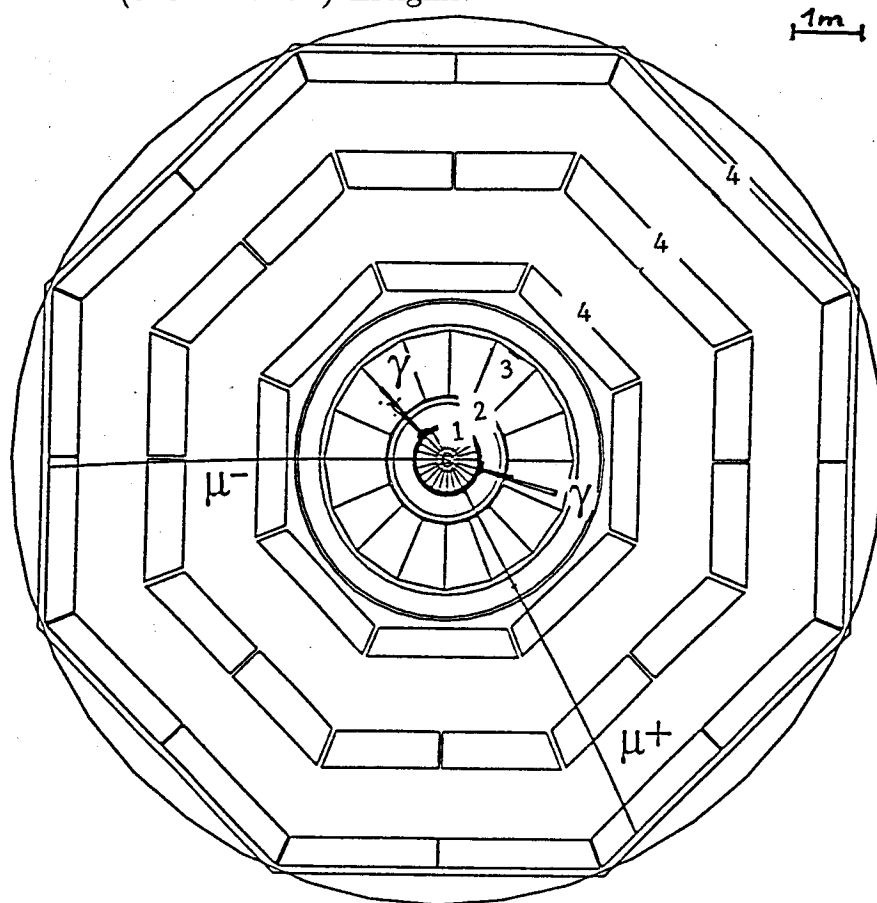
Figur 3.3: $r\phi$ -Schnittbild des ALEPH-Detektors mit gemessenem $(e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-)$ -Ereignis, wobei ein τ in ein μ und das andere in ein π zerfällt.



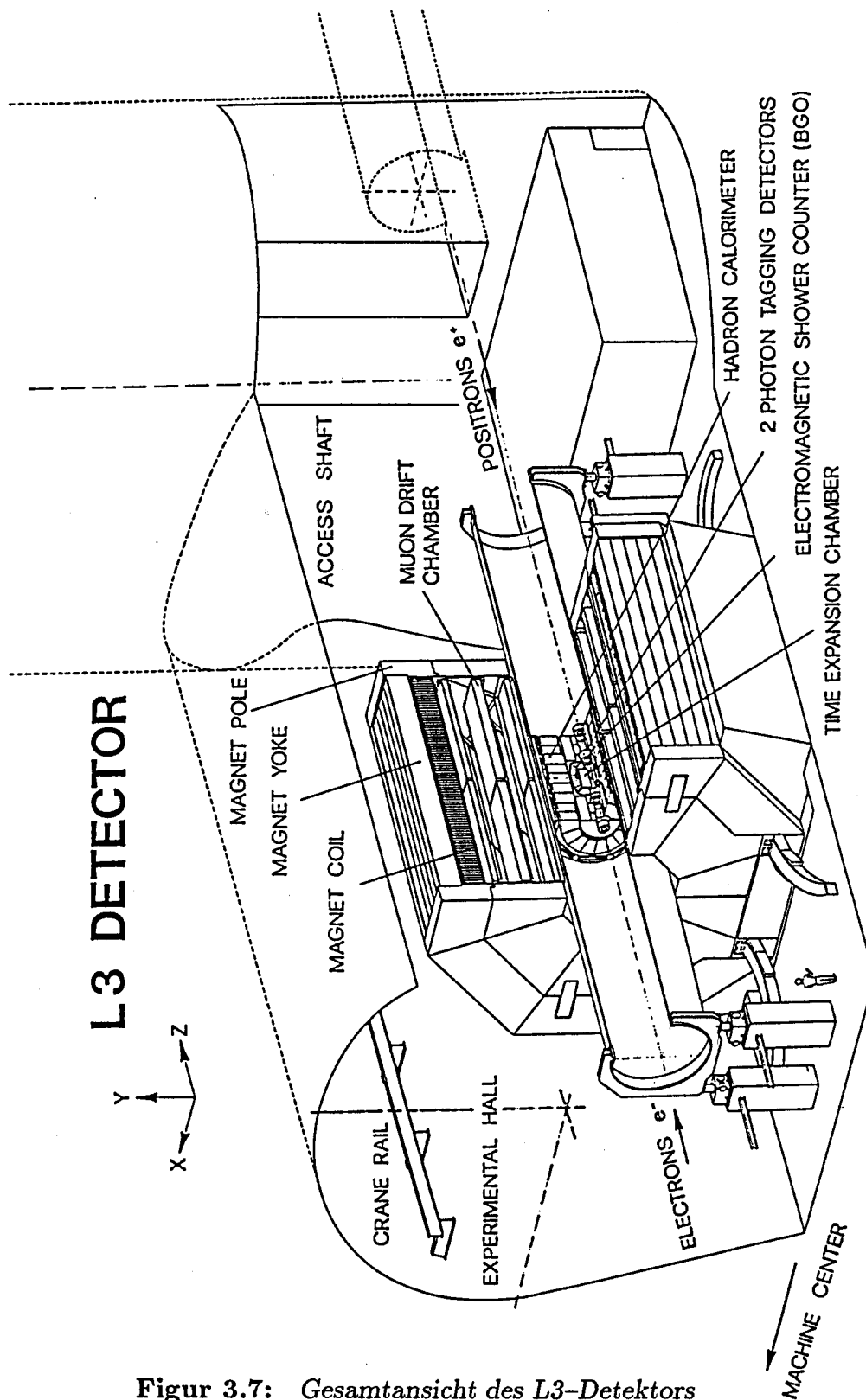
Figur 3.4: $r\phi$ -Schnittbild des DELPHI-Detektors mit gemessenem $(e^+e^- \rightarrow q\bar{q})$ -Ereignis.



Figur 3.5: $r\phi$ -Schnittbild des OPAL-Detektors mit simuliertem $(e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-)$ -Ereignis.



Figur 3.6: $r\phi$ -Schnittbild des L3-Detektors mit einem gemessenen $(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma\gamma)$ -Ereignis. Die invariante Masse der beiden γ beträgt ≈ 60 GeV.



Figur 3.7: Gesamtansicht des L3-Detektors

3.3 Der L3–Detektor

Im Prinzip besteht der L3–Detektor aus den gleichen Komponenten wie ein Standarddetektor. Allerdings wurde er speziell optimiert zur Messung von e , μ und γ und unterscheidet sich deshalb von den anderen Detektoren am LEP (Figuren 3.3–3.6).

3.3.1 Die äusseren L3 Subdetektoren

Die äusseren Subdetektoren von L3 sind für die vorliegende Arbeit nicht von zentraler Bedeutung. Sie werden deshalb hier nur summarisch vorgestellt. Eine genauere Beschreibung findet man in [24].

Die bestmögliche Energieauflösung für elektromagnetische Teilchen erhält man mit einem Kalorimeter aus möglichst dichtem, durchsichtigem Szintillator-Material. Hervorragend geeignet dazu sind Einkristalle aus Wismuth-Germanium-Oxid ($\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$), genannt *BGO*, mit einer Länge von ≈ 25 cm und einem Querschnitt von $\approx 2 \times 2 \text{ cm}^2$. Da jedes Teilchen Energie in mehreren benachbarten Kristallen hinterlässt, kann durch Bestimmung des Auftreffpunktes aus der Verteilung der Energie eine Ortsauflösung von ≈ 2 mm für Teilchen mit $E > 2 \text{ GeV}$ erreicht werden. Die Energieauflösung beträgt $\approx 5\%$ bei 100 MeV bzw. $\approx 1.25\%$ bei $> 2 \text{ GeV}$ (Figur 3.8a). Allerdings ist das Material und vor allem die Herstellung der Kristalle sehr teuer, so dass man das Kalorimeter möglichst klein, d.h. möglichst nahe am Strahl, bauen muss. Dadurch wird der Platz für den Zentraldetektor und damit seine Messgenauigkeit massiv eingeschränkt (siehe nächstes Kapitel). Der BGO–Barrel ist seit 1989 in Betrieb, während die Endcaps im Frühjahr 1991 installiert wurden.

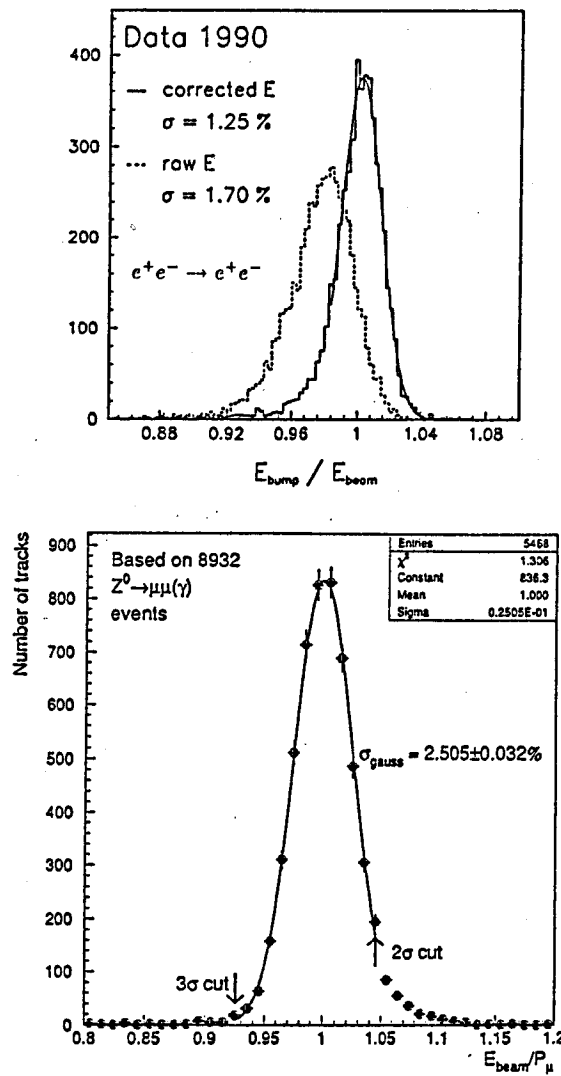
Ausserhalb des BGO befindet sich das Hadronkalorimeter (*HCAL*). Es ist aufgebaut als eine modulare Sandwichstruktur mit Absorberplatten aus angereichertem Uran und Proportionalkammern als aktivem Element. Um zu verhindern, dass die Zerfallsteilchen des radioaktiven Uran–Zerfalls in den aussenliegenden Myonenkammern zu starke Untergrundsignale erzeugen, besteht der äusserste Teil des HCAL aus Kupfer (und wird etwas irreführend als Myon–Filter bezeichnet). Mit der Kombination von HCAL und BGO erhält man eine Energieauflösung für stark wechselwirkende Teilchen von $\approx 10\%$, und kann bei Energien $> 2 \text{ GeV}$ in etwa 99.9% aller Fälle e^{+-} von π^{+-} unterscheiden.

Den äussersten und grössten Teildetektor von L3 bilden die Myonenkammern. Da die Zentralkammer in L3 sehr klein sein muss, kann sie den Impuls der geladenen Teilchen (und damit auch der Myonen) nicht mit der erwünschten Genauigkeit messen. Deshalb besteht die Aufgabe des L3–Myonsystems nicht nur in der Identifikation, sondern auch in der genauen Vermessung der Myonspuren. Es besteht deshalb aus drei Lagen Driftkammern, aufgeteilt in 2 Halb–Barrels mit je 8 Oktanten. Da der ganze Detektor sich innerhalb eines riesigen Elektromagneten mit einem genau vermessenen Ma-

gnetfeld von ≈ 0.5 T befindet, kann man aus der Krümmung der Spuren den Transversalimpuls der Myonen messen. Es wird dabei eine Genauigkeit von $\approx 2.5\%$ bei 45 GeV erreicht (Figur 3.8b). Die Kammern in Vorwärts- bzw. Rückwärtsrichtung sind noch nicht installiert.

Um die von kosmischer Strahlung herrührenden Myonen von den im Experiment erzeugten unterscheiden zu können, befindet sich zwischen BGO und HCAL eine Lage aus schnellen Scintillatoren, die die Flugzeitdifferenz von Teilchen gegenüber dem Zeitpunkt der e^+e^- -Wechselwirkung messen.

Der Luminositätsmonitor (*LUMI*) besteht ebenfalls aus BGO-Kristallen. Durch die Messung von unter kleinem Winkel gestreuten ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-$) mit gut bekanntem Wirkungsquerschnitt, kann die in L3 herrschende Luminosität besser als auf 1% genau bestimmt werden.



Figur 3.8: In L3 gemessene Energie-Auflösung für Elektronen bzw. Myonen mit Energien von ≈ 45 GeV.

3.3.2 Die L3 Zentralkammer

Während die Zentraldetektoren der anderen LEP-Experimente einen Aussenradius von weit über einem Meter besitzen, ist in L3 nur ein Radius von < 50 cm möglich (Tabelle 3.1).

Experiment	äusserster Messpunkt in Zentralkammer [mm]	Magnetfeld [T]
ALEPH	1700	1.50
DELPHI	1110	1.23
OPAL	1835	0.44
L3	427	0.50

Tabelle 3.1: Vergleich des in den verschiedenen LEP-Experimenten für die Zentralkammer zur Verfügung stehenden Platzes und des herrschenden Magnetfeldes.

Die Messung des Impulses geladener Teilchen durch Krümmung im Magnetfeld beruht auf der Beziehung:

$$\frac{1}{p_t} = \frac{8s}{qBl^2} \quad (3.2)$$

$$\sigma_{1/p_t} = \frac{8\sigma_s}{|q|Bl^2} \quad (3.3)$$

mit p_t = Impulsanteil des Teilchens senkrecht zum Magnetfeld

s = Sagitta der Teilchenspur

σ_s = Fehler von s , bestimmt durch Ortsauflösung des Detektors

q = Ladung des Teilchens

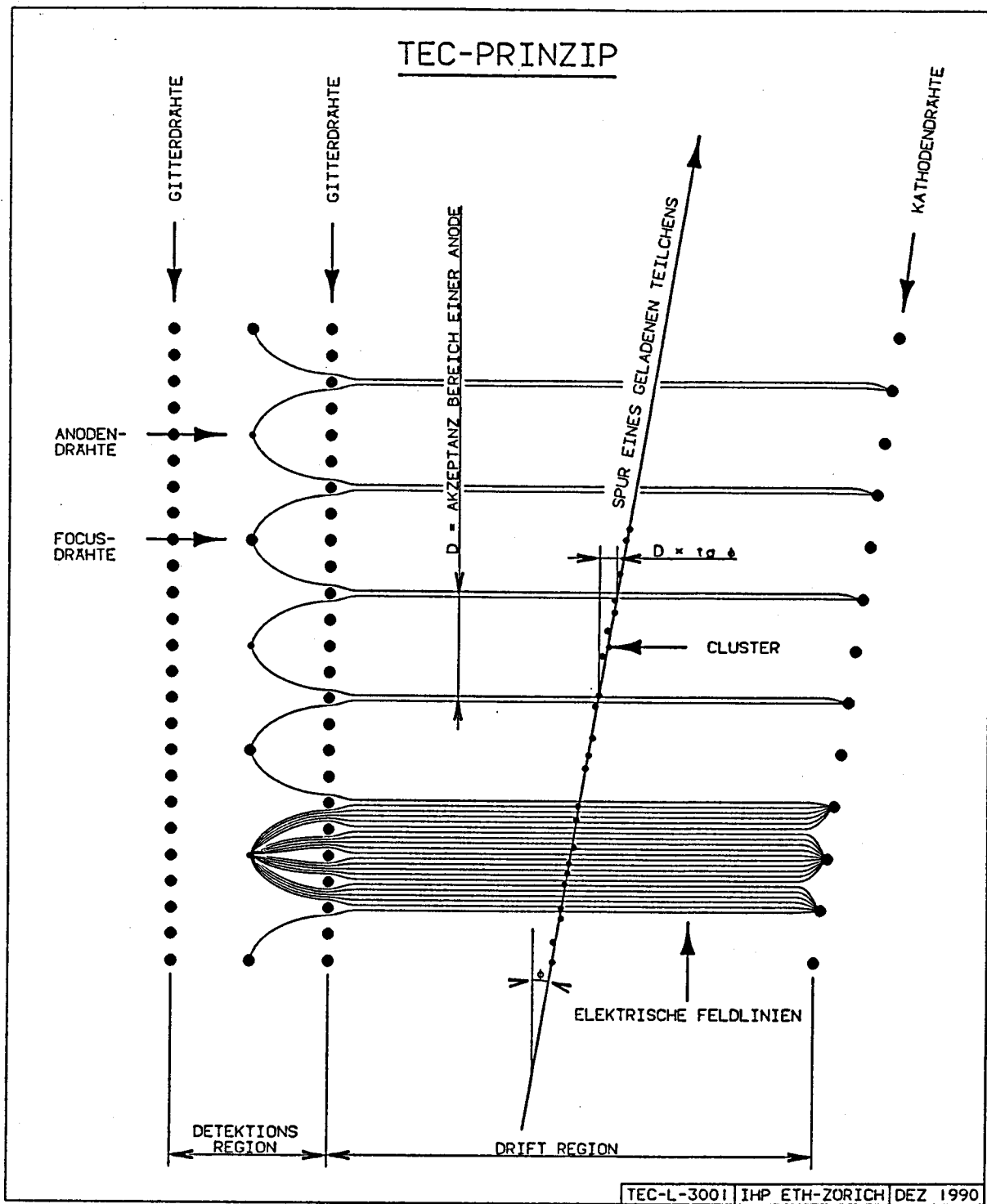
B = Stärke des Magnetfeldes

l = Spurlänge innerhalb des Detektors

Die (quadratisch) eingehende Spurlänge l ist in L3 also sehr klein; ausserdem ist das Magnetfeld von 0.5T deutlich kleiner als in den meisten anderen Experimenten. Es musste deshalb versucht werden, die Ortsauflösung des Detektors gegenüber konventionellen Driftkammern deutlich zu verbessern.

3.3.2.1 Das TEC-Prinzip

Die benötigte Ortsauflösung wurde erreicht durch Entwicklung und Bau einer sogenannten *Zeitlupenkammer* (*Time Expansion Chamber, TEC*)[26]. Der Hauptunterschied zwischen einer TEC und einer konventionellen Driftkammer besteht aus einer zusätzlichen geerdeten Drahtebene zwischen der Kathoden- und Anoden-Ebene (Figur 3.9).



Figur 3.9: Das TEC-Prinzip

Dieses *Gitter* ermöglicht es, zwei unterschiedliche Feldstärken in der grossen *Driftregion* zwischen Kathode und Gitter, und in der kleineren *Detektionsregion* (im folgenden *Gap* genannt) zwischen Gitter und Anode einzustellen.

Im *Gap* braucht man eine hohe Feldstärke, um durch Gasverstärkung ein messbares Signal auf den Anoden zu erzeugen. In der *Driftregion* hingegen ist man an einer möglichst kleinen Driftgeschwindigkeit interessiert. Dies ermöglicht einerseits aus einer genauen Ankunftszeitmessung des Signals eine genaue Ortsbestimmung zu erhalten, und andererseits die Ankunftszeitverteilung von zwei eng benachbarten Signalen zu spreizen und damit die Doppelspurauflösung zu verbessern.

Bei geringer Driftgeschwindigkeit muss man allerdings die Diffusion der Driftelektronen im Kammergas berücksichtigen. Durch Verwendung eines *kalten Gases* kann dieser Effekt reduziert werden. Umfangreiche Studien ergaben eine optimale Ortsauflösung für eine Gasmischung von 80% CO_2 und 20% iC_4H_{10} bei einer Driftgeschwindigkeit von $v_{dr} \approx 4...8 \mu m/ns$ und einem Druck von $\approx 2 bar$ [28].

Die Ankunftszeitmessung wird verbessert, indem man nicht nach der ansteigenden Flanke des Signals sucht, sondern das gesamte Signal mittels schneller Elektronik abtastet und den *Schwerpunkt* (*center of gravity, cog*) berechnet. Dadurch tragen nicht nur die frühesten auf der Anode eintreffenden, sondern alle Driftelektronen eines Signals zur Messung bei. Um Überlagerungen von nacheinander folgenden Pulsen zu verhindern, wird der langsame Abfall der Signale durch eine spezielle Analogelektronik (*Shaper*) gedämpft und die Pulse symmetrisiert [29].

Um aus der Ankunftszeit eines Signals eine Driftzeit zu erhalten, muss man die Differenz zu einer bekannten Referenzzeit bilden. Um eventuell unterschiedliche Verarbeitungszeiten in der Elektronik verschiedener Anoden zu berücksichtigen⁽⁹⁾, wird zu einer festgelegten Zeit ein spezieller *Time-Marker Puls* (*TM*) auf die Anoden induziert und wie ein normales Signal verarbeitet.

Zwischen je zwei Anoden befindet sich ausserdem ein *Fokusdraht* mit eigener HV-Versorgung um die Breite des Einzugsbereichs der Anoden zu definieren.

3.3.2.2 Die L3 TEC

Die für L3 gebaute TEC [27] besteht aus zwei Ringen: der innere Teil (*TECI*) besteht aus 12 Sektoren mit je 8, der äussere (*TECO*) aus 24 Sektoren mit je 54 Anoden mit einer aktiven Länge von 980 mm. Die innerste Anode befindet sich in einem Abstand $R_1 = 109.8$ mm, die äusserste in $R_2 = 427.2$ mm vom Strahl (Figur 3.10); man erhält damit eine maximale messbare Spurlänge $l = 317.4$ mm.

Die Kammer befindet sich in einem zylindrischen Druckgefäss von einem Meter Länge und einem Aussenradius von 456.5 mm. Um möglichst wenig

⁹siehe Kapitel Kalibration

Figur 3.10: Ausschnitt der TEC mit 1 TECI- und 2 TECO-Sektoren



Die Hochspannung wurde mit dem Programm *Wircha* [30] so optimiert, dass im Driftbereich ein homogenes Feld mit einer Driftgeschwindigkeit $v_{dr} = 6.0\mu\text{m}/\text{ns}$ erreicht wird. Ein aufwendiges Kontrollsystem stellt sicher, dass Hochspannung, Temperatur, Gasdruck und –Mischungsverhältnis auch über lange Zeit mit grosser Präzision konstant gehalten werden [29].

Für jedes mögliche Ereignis wird der Output jeder Anode mit je einem *Flash Analog to Digital Converter (FADC)* mit einer Taktrate von 100MHz und einer Präzision von 6 bit 1024 mal abgetastet. In LEP kollidieren zur Zeit alle $22\mu\text{sec}$ je ein Packet e^+ und e^- innerhalb von L3. Selbst wenn 99.9% aller Kollisionen von den ersten Trigger–Stufen zurückgewiesen werden, liefern die 1392 Anoden der TEC eine Datenmenge von $\approx 64\text{Mbyte/s}$, die natürlich nicht direkt auf Magnetband geschrieben werden können. Stattdessen wird der FADC–Output in ein System von 984 paralleler Mikroprozessoren (*Data Reduction Processor, DRP*) [29] gefüttert, die die Signale suchen und für jeden Puls die wichtigsten Parameter (Ankunftszeit, maximale Amplitude, Integral und Breite) berechnen und herausschreiben. Damit wird eine zusätzliche Datenkompression um einem Faktor ≈ 300 erreicht.

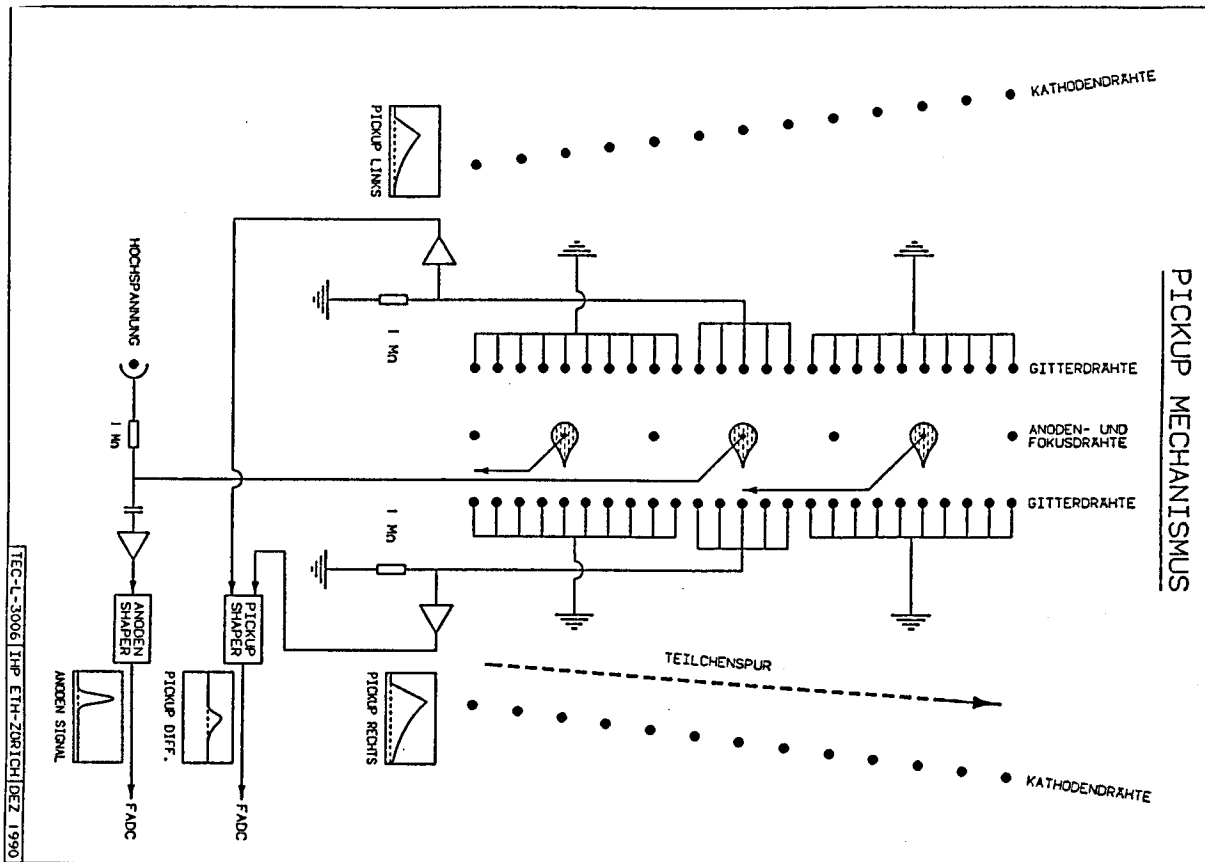
Es ist im allgemeinen nicht möglich zu entscheiden, von welcher Seite der Anode ein Signal eingetroffen ist. Man würde deshalb von jeder Spur auch noch ihr Spiegelbild rekonstruieren. Diese Ambiguität wird in der L3 TEC auf zwei Arten gelöst: Es hat in TECI nur halb so viele Sektoren wie in TECO, so dass jeweils nur für eine der beiden Seiten die Spuren aus TECI und TECO zusammenpassen. Ausserdem werden 14 Anoden pro TECO–Sektor im *Pickup*–Modus betrieben; d.h. es wird für diese Anoden jeweils eine Gruppe von je 5 Gitterdrähten auf beiden Seiten ausgelesen. Auf der dem Signal zugewandten Seite wird ein grösserer Puls induziert als auf der entgegengesetzten (Figur 3.11), so dass man aus dem Differenzsignal der beiden Gruppen die Ambiguität lösen kann

Aus der Driftzeit der Elektronen lässt sich die Position der Spuren nur zweidimensional in der $r\phi$ –Ebene messen. Um auch ihre Position in z –Richtung (d.h. parallel zum Strahl) bestimmen zu können, werden je 2 Anoden pro TECI– und 9 pro TECO–Sektor im *Ladungsteilungs*–Modus (*Charge–Division, CD*) betrieben: diese Anoden werden an beiden Enden ausgelesen, und aus dem Quotienten aus Summe und Differenz der entsprechenden Integrale eines Pulses kann die z –Position desselben bestimmt werden. Allerdings erzeugt TEC nur Signale mit relativ kleiner Gesamtladung, weshalb die z –Messung mit CD grundsätzlich ungenauer ist als in konventionellen Kammern mit CD. Um trotzdem den Eintrittspunkt von geladenen Teilchen in das BGO möglichst genau zu bestimmen, befindet sich ausserhalb der TEC eine spezielle *Z–Kammer* [27] mit einer Auflösung von $\approx 500\mu\text{m}$. Wegen eines Unfalls während der Installation war die *Z–Kammer* 1990 nicht voll betriebsbereit und wurde im Winter 90/91 durch eine verbesserte Version ersetzt.

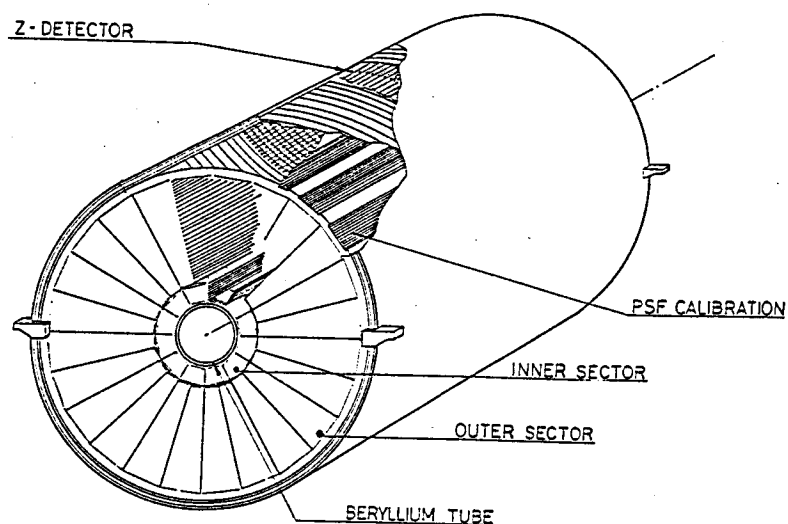
Ausserdem befindet sich zwischen dem TEC Aussenzyylinder und der *Z–Kammer* noch eine Lage aus *Plastic–Scintillating–Fibres (PSF)*, die eigentlich

als Kalibrationssystem für die TEC dienen sollten [31]. Die Performanz des Systems ist für diesen Zweck momentan allerdings noch ungenügend.

Im Frühjahr 1991 wurden zusätzlich noch Drahtkammern (*Forward Tracking Chambers, FTC*) hinter den TEC-Flanschen installiert, um die Spuren von Teilchen mit kleinem Winkel gegenüber der Strahlrichtung besser vermessen zu können.



Figur 3.11: Pickup Mechanismus



Figur 3.12: Die in L3 installierte TEC mit den Zusatzdetektoren

Kapitel 4

Rekonstruktion der Ereignisse in der TEC

Es ist die Aufgabe des Rekonstruktionsprogrammes, in den von den DRP gelieferten Daten Spuren zu finden. Das dabei angewendete Verfahren wird in diesem Kapitel beschrieben. Anschliessend wird erklärt, wie man aus einer Anzahl Spuren den gemeinsamen Ursprungsort findet.

4.1 Rekonstruktion der Punkte

Der DRP gibt von jedem gemessenen Puls neben den wichtigsten Puls-Parametern (Integral, Amplitude, Breite) vor allem die Ankunftszeit des Signalschwerpunktes (*center of gravity, cog*) relativ zum Start des FADC an. Es hat sich gezeigt, dass Pulse, die nur ein FADC-Kanal breit sind bzw. nur aus 2 gleich hohen, benachbarten Kanälen bestehen, nicht von Spuren stammen. Solche Pulse werden deshalb gleich zu Beginn als Untergrund markiert und nicht weiterverwendet.

Für die anderen Punkte wird die Ankunftszeit zuerst in eine absolute Driftzeit umgewandelt und anschliessend in eine Driftdistanz umgerechnet (siehe Kapitel 5). Aus der Driftdistanz und der absoluten Anodenposition werden dann (unter Verwendung vom Lorentzwinkel α_L) die absoluten Koordinaten jedes Punktes rekonstruiert. Wegen der Symmetrie der TEC entstehen dabei aus jedem Puls zwei Punkte: je einer im positiven und negativen Halbsektor der TEC. Da die Pickup-Information der entsprechenden Anoden nicht immer korrekt ist, wird diese nur für Spuren, nicht aber für einzelne Punkte verwendet. Deshalb werden auch für diese Anoden zwei Punkte rekonstruiert.

Wegen α_L und eventuell unterschiedlicher Driftgeschwindigkeiten in den beiden Halbsektoren liegen die Punkte i.a. nicht perfekt symmetrisch bezüglich der Anodenebene.

Zusätzlich wird jedem Punkt ein der Messgenauigkeit entsprechender, Driftdistanz-abhängiger Fehler zugeordnet (siehe Kapitel 6), dessen inver-

ses Quadrat das Gewicht des Punktes in einem Kreisfit bildet.

Eine zusätzliche Spezialbehandlung benötigen diejenigen Anoden, die zur Bestimmung der z -Koordinate der Punkte mittels Ladungsteilungsmethode an beiden Enden ausgelesen werden. Für sie müssen die zusammengehörigen Pulse der beiden Ausleseseiten identifiziert werden und aus dem Verhältnis der entsprechenden Puls-Integrale die z -Koordinate berechnet werden.

Die ganze Spurfindung findet allerdings in der $r\phi$ -Ebene statt und es werden dazu auch von diesen Anoden nur die auf der *Signalseite* der TEC ausgelesenen Pulse verwendet.

4.2 Spurfindungs-Algorithmus

Nachdem die Punkte in der TEC bekannt sind, müssen sie zu Spuren zusammengefasst werden. Der dazu verwendete Algorithmus muss nicht nur möglichst alle Spuren sicher finden, sondern auch schnell sein und keine zusätzlichen Geisterspuren erfinden.

Ein Problem bildet die Tatsache, dass die TEC auf maximale Präzision in der $r\phi$ -Ebene optimiert wurde, während die Bestimmung der z -Koordinate nur bei 2 Anoden pro TECI- bzw. 11 pro TECO-Sektor mit einer Auflösung von mehreren cm erfolgt. Es ist deshalb unmöglich, die Spur direkt als 3-dimensionale Helix zu rekonstruieren.

Stattdessen sucht man zuerst in einem zweiphasigen Prozess nach der Projektion der Helix in der $r\phi$ -Ebene. Spuren von Teilchen mit $|p_t| \geq 50$ MeV verlassen die TEC durch den Aussenzylinder und die gesuchte Projektion ist in diesem Fall ein Kreissegment. Im ersten Durchgang geht es darum, hochenergetische (d.h. nur leicht gekrümmte), vom Zentrum kommende Spuren zu finden, während im zweiten niederenergetische Spuren und solche, die nicht vom Kammerzentrum her kommen (z.B. Zerfälle langlebiger Teilchen, Rückstreuungen an TEC-Aussenhülle und äusseren Detektoren, etc.) gesucht werden.

Der Winkel θ zwischen Spur und e^+e^- -Strahl wird anschliessend in einem separaten Prozess bestimmt. Da dieser Spurparameter in der vorliegenden Arbeit aber nicht verwendet wurde, wird das Vorgehen nur kurz beschrieben.

4.2.1 Rekonstruktion von Teilspuren

Im ersten Durchgang werden zuerst alle *Doublets* (d.h. Paare von zu benachbarten Anoden gehörenden Punkten) erzeugt, die zusammen mit dem durch die mittlere Strahlposition definierten Zentrumspunkt einen Kreis mit Radius $|r| > R_{min}$ bilden. Um Rechenzeit zu sparen wird dieser Radius jedoch nicht explizit berechnet; stattdessen vergleicht man die Differenz der Driftdistanz der beiden Punkte mit einem von Driftdistanz und Abstand der Anoden vom Strahlmittelpunkt abhängenden Maximalwert.

Der weiter aussen liegende Punkt wird jeweils als Startpunkt des Doubletts bezeichnet.

Es wurden spezielle Vorkehrungen getroffen, um fehlende Anoden und Bereiche mit sehr hoher Punkt-Dichte (z.B. erzeugt durch sehr niederenergetische Teilchen oder durch Teilchen, die parallel zur Driftrichtung fliegen) in jedem Ereignis zu erkennen und in der Doublett-Suche zu überspringen.

Im nächsten Schritt werden die Doubletts zu *Segmenten* zusammengefasst. Dies wird folgendermassen gemacht:

- Starte mit dem äussersten noch nicht verwendeten Doublett, das am genauesten zum Zentrum zeigt.
- Suche alle vom momentanen Endpunkt des Segmentes ausgehenden Doubletts, die noch nicht in einem anderen Segment verwendet wurden. Anschliessend wird das Segment um dasjenige Doublett verlängert, das die Krümmung (d.h. den inversen Radius) des durch das Segment gegebenen Kreises am wenigsten ändert. Dabei wird das Vorzeichen der Krümmung so definiert, dass dem Segment von innen nach aussen 'entlangfliegende' positiv geladen Teilchen eine positive, negative Teilchen eine negative Krümmung erhalten. Da es zu zeitaufwendig wäre, für jede mögliche Kombination die aktuelle Krümmung zu berechnen, wird folgendes Näherungsverfahren angewendet: jedem Doublett-Kandidaten wird die durch den Startpunkt des Segmentes und die beiden Punkte des Doubletts definierte Krümmung zugeordnet, während die Krümmung des Segments als mittlere Krümmung der akzeptierten Doubletts definiert wird.
- Ein Segment ist fertig, wenn die Krümmung des besten Doublettkandidaten zu stark von der mittleren Krümmung des Segmentes abweicht, oder aber überhaupt kein Doublettkandidat mehr vorhanden ist.

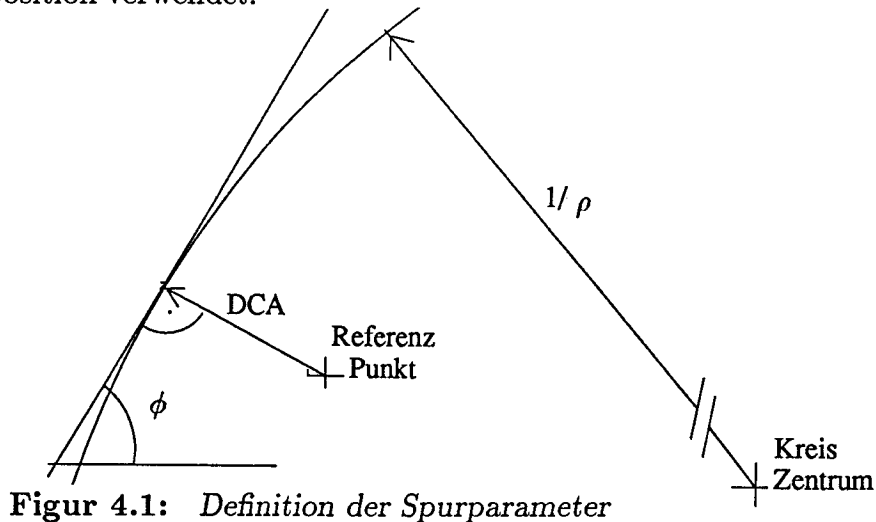
Dies wird solange iteriert, bis alle Doubletts genau einmal verwendet wurden.

Um Rechenzeit einzusparen, wurde diese Methode noch etwas abgewandelt und die Symmetrie der TEC ausgenutzt: mit Ausnahme der Regionen im Gap und in der Nähe der Sektorengrenzen werden in TECO jeweils nur die Doubletts und Segmente in den positiven Halbsektoren erzeugt. Die entsprechenden Segmente für die negativen Halbsektoren erhält man dann durch Verwendung der Punkte mit der anderen Ambiguität. Wenn in einem Segment mehr als 3 und mindestens 66% aller zugehörigen Pickup-Signale für die gleiche Ambiguität sprechen, wird nur diese Ambiguität weiterverwendet.

Anschliessend wird durch jedes Segment ein Kreis gefittet. Dabei wird so lange derjenige Punkt verworfen, der am schlechtesten zum Kreis passt, bis alle Punkte weniger als 3σ (d.h. weniger als das dreifache des Fehlers ihrer Driftdistanz) vom Kreis entfernt sind. Werden mehr als 20% der Punkte eines Segmentes verworfen, wird angenommen, dass das Segment nicht von einer

durchgehenden Spur erzeugt wurde. Es wird spezielle *Kinkfinder*-Routine gerufen, die das Segment so aufspaltet, dass die beiden resultierenden Halbssegmente am besten durch zwei unabhängige Kreise gefittet werden.

Das verwendete Kreisfit-Verfahren [33] stellt die gaussische Verteilung der Fehler der Fitparameter (Krümmung ρ , Abstand DCA von einem festen Referenzpunkt und Steigung ϕ der Tangente an den entsprechenden Punkt, siehe Figur 4.1) sicher. Das Vorzeichen der Krümmung wird so definiert, dass sie dem Vorzeichen der Ladung des entsprechenden Teilchens entspricht. DCA hat das gleiche Vorzeichen wie die Krümmung wenn der Referenzpunkt innerhalb des gefitteten Kreises liegt. Als Referenzpunkt wird jeweils die aktuelle Strahlposition verwendet.



Figur 4.1: Definition der Spurparameter

4.2.2 Kombination von Teilspuren

Im nächsten Schritt wird versucht, Segmente die zur gleichen Spur gehören zusammenzufassen. Dies ist nötig, da wegen nicht 100%-iger Effizienz aller Anoden teilweise Punkte fehlen und deshalb Segmente nicht oder falsch fortgesetzt und später wieder aufgespalten werden.

Eigentlich könnte man die wahrscheinlichen Kombinationen anhand der Kreisfit-Parameter ρ , ϕ , und DCA und deren Fehlern leicht berechnen; da die ganze Methode allerdings auch für noch nicht kalibrierte Daten funktionieren muss⁽¹⁾, kann man sich zumindest auf die Fehler dieser Parameter nicht immer verlassen.

Deshalb wurde eine andere Methode gewählt um zu entscheiden, ob zwei Segmente kombiniert werden sollen: es wird geprüft, ob die Endpunkte sowie ein mittlerer Punkt des kürzeren der beiden Segmente bis auf eine maximale Abweichung auf dem durch das längere Segment gegebenen Kreis liegt. Falls dies der Fall ist, werden die Segmente kombiniert und durch das Resultat ein neuer Kreis gefittet.

¹Da die ganze Kalibration auf rekonstruierten TEC-Spuren beruht (siehe Kapitel 5), müssen die (meisten) Spuren vor der Kalibration gefunden werden. Nach der Kalibration kann die ganze Spurfundung in einem zweiten Durchgang nochmals verbessert werden.

Falls die Qualität dieses Fittes gut genug ist (d.h. mehr Punkte akzeptiert wurden als im längsten der kombinierten Segmente), wird das neue Segment akzeptiert. Diejenigen Segmente, bei denen die Mehrzahl der verwendeten Punkte vom neuen Segment akzeptiert wurden, werden gelöscht. Es ist erlaubt, dass vereinzelte Punkte zu mehr als einem Segment gehören; mindestens 50% aller Punkte eines Segmentes müssen aber eindeutig zugeordnet sein.

4.2.3 Aufsammeln zusätzlicher Punkte

Der dritte Schritt besteht darin zu testen, ob in den Segmenten immer der bestmögliche Punkt jeder Anode verwendet wurde. Dabei wird für jedes Segment jede Anode untersucht, ob sie einen Punkt enthält, der näher am gefitteten Kreis liegt als der verwendete. Auf diese Suche kann natürlich verzichtet werden, wenn der akzeptierte Punkt weniger als die halbe Doppelpunktauflösung der TEC vom Kreis weg liegt, da es dann ja gar keinen noch näheren Punkt geben kann.

Für Anoden, die zwischen den Endpunkten des Segmentes liegen aber im Fit nicht verwendet wurden, werden Punkte akzeptiert, die näher als 1 mm beim Kreis liegen.

Ausserdem darf das Segment auch extrapoliert werden: es werden auch weiter innen und aussen liegende Anoden nach Punkten abgesucht, die weniger als 1 mm von der Spur entfernt sind. Um zu verhindern, dass durch diese Extrapolation zufällige, weit entfernte Punkte fälschlicherweise dem Segment zugeordnet werden, darf nur eine beschränkte Anzahl Anoden ohne passende Punkte übersprungen werden.

Jedes so veränderten Segment wird gefittet und als gut befunden, falls der Fit mehr Punkte akzeptierte als das ursprüngliche Segment enthielt. Diejenigen Segmente, die nicht mehr genug eigene Punkte besitzen, werden gelöscht.

Am Schluss dieses Schrittes sollten alle hochenergetischen, von der Strahlposition her kommenden Spuren gefunden sein. Allerdings sind u.U. von einzelnen Spuren noch beide Ambiguitäten vorhanden; dies wird erst nach Abschluss des zweiten Durchgangs aufgelöst.

4.2.4 Suche nach zusätzlichen Spuren

Im zweiten Durchgang geht es nun darum, die nicht vom Zentrum kommenden bzw. stark gekrümmten niederenergetischen Spuren zu finden. Dazu wird eine abgeschwächte Variante des soeben beschriebenen Algorithmus verwendet: bei der Konstruktion der Doublets wird nicht mehr verlangt, dass sie in Richtung Strahlposition zeigen. Stattdessen wird jedes Doublett akzeptiert, dessen lineare Extrapolation die Anodenebene unter einem Winkel schneidet der kleiner ist als ein fester Maximalwert. Punkte, die auf im ersten Durchgang gefundenen Segmenten mit mehr als 25 akzeptierten Punkten liegen, dürfen für diese Doublets nicht mehr verwendet werden.

Anschliessend werden diese Doubletts wieder zu Segmenten mit fester Krümmung zusammengefasst, diese Segmente (falls möglich) kombiniert und fehlende bzw. bessere Punkte aufgesammelt. Zwischen diesen Schritten werden jeweils wieder die neuen Segmente gefittet und ev. schlechtere verworfen.

4.2.5 Auflösung der Links–Rechts Ambiguität

Wie bereits erwähnt, bleiben am Schluss der beiden Durchgänge jeweils einige Spuren übrig, von denen beide Ambiguitäten rekonstruiert wurden. Diese Ambiguitäten werden nun aufgrund der Information der Pickupanoden und dem Vorhandensein von Punkten in TECI aufgelöst.

Es ist allerdings häufig nicht möglich, solche Spiegelspuren einander eindeutig zuzuordnen, da sie z.B. beim Kreuzen von Sektorgrenzen oder wegen unterschiedlicher Zurückweisung von Punkten beim Kreisfit nicht direkte Kopien voneinander sind.

Deshalb muss eine andere Methode angewendet werden: jedem Segment wird eine *gewichtete Länge* zugewiesen. Diese setzt sich zusammen aus:

- der Anzahl der akzeptierten Punkte in TECO
- plus der doppelten Anzahl der akzeptierten Punkte in TECI
- plus der Anzahl Pickup–Signale zu akzeptierten Punkten mit der entsprechenden Information
- minus der Anzahl Pickup–Signale mit entgegengesetzter Information

Die Punkte in TECI werden doppelt gezählt, um zu verhindern, dass fehlerhafte Pickup–Information die Kombination eines Segmentes mit TECI–Punkten allzuleicht überstimmen kann.

Anschliessend werden die Segmente entsprechend ihrer gewichteten Länge geordnet; falls zwei Segmente gleich lang sind, entscheidet das bessere χ^2 des zugehörigen Kreisfittes. Das längste Segment wird genommen und von allen akzeptierten Punkten beide Ambiguitäten als benutzt markiert. Nun wird der Reihe nach immer das längste verbleibende Segment darauf geprüft, ob mehr als 50% der akzeptierten Punkte schon von einem längeren Segment verwendet wurde. Falls dies der Fall ist, wird das Segment gelöscht; sonst wird es akzeptiert und wiederum beide Ambiguitäten aller Punkte markiert. Dies wird solange gemacht, bis alle Segmente entweder akzeptiert oder gelöscht wurden.

Ein zusätzliches Problem bildet die Tatsache, dass Spuren, die die Anodenebene unter einem grossen Winkel schneiden, häufig mehr als einen Puls pro Anode erzeugen. Deshalb können sie mehrfach gefunden werden. Das gleiche Problem tritt bei hochenergetischen, vom Zentrum kommenden Spuren weit weniger häufig auf, ist aber trotzdem nicht vernachlässigbar. Es musste deshalb ein Weg gefunden werden, solche Doppelspuren zu identifizieren

und zu verwerfen, ohne die besonders für die τ -Lebensdauer-Messung wichtige Doppelspurauflösung der TEC durch zu scharfe Schnitte zu zerstören.

Dies wurde dadurch erreicht, dass gleichzeitig mit dem Lösen der Ambiguität nicht nur geprüft wird, ob die Punkte des zu prüfenden Segmentes, sondern ob alle Punkte die weniger als 1mm von der Spur entfernt liegen, schon in einem längeren Segment verwendet wurden. Falls dies für mehr als 75% der Punkte der Fall ist, wird das Segment als 'Doppelspur' identifiziert und verworfen. Das visuelle Scannen von mehreren 100 echten L3-Ereignissen zeigt, dass dadurch die meisten Geisterspuren erfolgreich zurückgewiesen werden. Vom Zentrum kommende Spurpaare mit einem Öffnungswinkel von $\geq 3\text{mrad}$ (in $r\phi$) hingegen werden im äusseren Teil der Kammer aufgelöst und beide Spuren akzeptiert. Eine genaue quantitative Aussage ist nicht möglich, da das richtige Generieren solcher Geisterspuren in Monte-Carlo Simulationen nur sehr schwer machbar ist.

Das Scannen der Ereignisse zeigte auch, dass in weniger als 3% aller Ereignisse des Typs ($e^+e^- \rightarrow qq$) (mit durchschnittlich 20 Spuren pro Ereignis) eine lange Spur nicht oder falsch rekonstruiert wurde.

4.2.6 Bestimmung des θ -Winkels der Spuren

Nachdem alle zu einer Spur gehörenden Punkte identifiziert wurden, kann nun der Winkel θ und der Impaktparameter z_0 berechnet werden. In der rs -Projektion (s =Bahnlänge) bildet jede Helix eine Gerade; man kann also die mittels Ladungsteilungsmethode gefundenen Z -Koordinaten der auf der Spur liegenden Punkte nehmen und mit einem Geradenfit die ungefähre Lage der Spur in rz bestimmen. Diese Messung zusammen mit der präzisen Bestimmung der Spur in der $r\phi$ -Ebene erlaubt es nun, die vorhandenen Ambiguitäten in der Z -Kammer zu lösen und der Spur einen in z genau gemessenen Punkt zuzuordnen.

Allerdings gibt es auch Spuren, die so stark geneigt sind, dass sie die TEC durch die Endflansche verlassen und also die Z -Kammer nicht erreichen. In diesem Fall erhält man aber durch das Abbrechen der Spur in der $r\phi$ -Ebene die Information, an welchem Punkt die Spur den Flansch erreicht. Dadurch erhält man (unter Berücksichtigung der sensitiven Drahtlänge) ebenfalls wieder einen Punkt auf der Spur mit gut bekannter z -Koordinate. Seit 1991 kann ausserdem die Information der ausserhalb des Flansches montierten FTC verwendet werden.

Wenn zusätzlich noch bekannt ist, dass die Spur vom Wechselwirkungspunkt kommt, kann dessen in Z -Richtung auf wenige mm genau bekannte Position ebenfalls in die Berechnung von θ eingehen.

4.2.7 Mängel der Methode

Ein Problem für die Methode bilden Spuren mit einem so kleinen Radius, dass sie in der $r\phi$ -Projektion anstatt Kreissegmenten ganze Spiralen hinterlassen.

Diese Spiralen werden i.a. nur schlecht rekonstruiert. Da dies allerdings nur für Teilchen mit $|p_t| \leq 50\text{MeV}$ der Fall ist, ist es nicht besonders wichtig.

Ein schwerwiegenderes Problem liegt darin, dass die im ersten Durchgang zur Erzeugung der Segmente verwendete Krümmung der Doubletts als Metrik schlecht geeignet ist: wenn ein Punkt nur wenige $100\mu\text{m}$ von der Spur entfernt liegt, kann die lokale Krümmung bereits massiv von der mittleren Krümmung des Segmentes abweichen. Dies führt (speziell für noch nicht kalibrierte Daten) dazu, dass am Schluss dieses Schrittes viele Spuren in zahlreiche Teilsegmente fragmentiert sind und in den nachfolgenden Schritten aufwendig zusammengesetzt werden müssen. Deshalb soll in einer zukünftigen Version des Programmes an Stelle der Krümmung voraussichtlich der lokale ϕ -Winkel der Doubletts als Metrik verwendet werden.

4.3 Rekonstruktion eines Zerfallsvertex

In diesem Abschnitt soll erklärt werden, mit welcher Methode die Position eines Zerfallsvertex in der $r\phi$ -Ebene berechnet wird. Es wird davon ausgegangen, dass bereits vorher bekannt ist, welche Spuren eines Ereignisses tatsächlich von diesem Vertex herkommen, was in τ -Zerfällen normalerweise der Fall ist.

Die Aufgabe liegt dann darin, den Punkt zu bestimmen, der die Summe der mit dem Fehler gewichteten Quadrate der Abstände von allen Spuren minimiert. Man könnte diesen Punkt aus den Spurparametern ρ_i, ϕ_i, DCA_i jeder Spur fitten; da die Spuren aber nur wenig von Geraden abweichen und man die Position des Vertex von vornherein auf ein paar wenige mm genau kennt, bietet sich ein iteratives Verfahren an:

- Verwende einen Punkt P_0 in der Nähe des erwarteten Vertex als Startpunkt und berechne für alle Spuren die Parameter ρ_i, ϕ_i, DCA_i relativ zu diesem Punkt.
- Nehme für jede Spur die Tangente an den Punkt, der dem approximierten Vertex am nächsten liegt.
- Suche den Punkt, der den minimalen quadratischen Abstand von allen Tangenten hat und verwende ihn als neue Approximation. Der verwendete Fehler der Tangenten setzt sich zusammen aus dem errechneten DCA-Fehler der Spur und dem Beitrag der Mehrfachstreuung. Im Gegensatz zu Kreisen muss bei Verwendung von Geraden (Tangenten) dieser Punkt nicht gefittet werden, sondern kann zusammen mit seinem Fehler in einer geschlossenen Formel berechnet werden.
- Verwende diesen Punkt als verbesserte Vertex-Approximation und wiederhole das Ganze.

Das Verfahren konvergiert jeweils in wenigen Schritten.

Kapitel 5

Kalibration der TEC

In diesem Kapitel wird die aktuelle Kalibrationsmethode der TEC ausführlich besprochen.

5.1 Begründung

Die ausgezeichnete intrinsische Einzeldrahtauflösung der TEC kann nur ausgenutzt werden, wenn aus einer gemessenen Driftzeit die entsprechende Driftstanz berechnet werden kann, d.h. die Kammer gut kalibriert ist. Da innerhalb der TEC kein spezielles Kalibrationssystem Platz hat, muss man die Kammer mit den zu messenden Spuren selbst eichen. Dazu wurde ausserhalb der TEC eine Lage Plastic Scintillating Fibres (PSF) montiert, um von jeder Spur einen festen Punkt in der $r\phi$ -Ebene zu erhalten. Einen zweiten (relativ) genau bekannten Punkt der Spur bildet die Strahlposition. Umfangreiche Simulationen haben gezeigt, dass für eine erfolgreiche tägliche Kalibration die Position jedes Fibres relativ zur TEC auf $\Delta\phi \approx 0.2$ mrad genau bekannt sein muss [31]. Diese Toleranz wurde bei der Montage massiv überschritten [32]; ausserdem ist die momentane Effizienz der PSF ungenügend.⁽¹⁾ Deshalb wurden die PSF in der für diese Arbeit verwendeten Kalibration nicht verwendet.

Da während der Probeläufe der TEC in einem Testbeam die Betriebsparameter nicht mit den aktuellen übereinstimmen (kein Magnetfeld, andere Temperatur, ...) und nicht alle Sektoren systematisch ausgemessen wurden, ist es nicht möglich, diese Kalibrationsresultate [35] zu verwenden.

Es muss deshalb versucht werden, die TEC mit sich selbst zu kalibrieren:

Da die Spuren geladener Teilchen mit einem Impuls von 45 GeV innerhalb der TEC um nur $\approx 40\mu\text{m}$ von einer Geraden abweichen, muss unbedingt vermieden werden, eine Krümmung in die TEC 'hineinzukalibrieren'. Es wäre

¹Es wird zur Zeit versucht, die Position der PSF mit Hilfe der in der TEC gefundenen Spuren zu rekonstruieren. Falls es gelingt die Effizienz der PSF deutlich zu steigern, sollte es ausserdem möglich sein, zumindest relative Unterschiede zwischen aufeinanderfolgenden Tagen zu erkennen, auch wenn eine absolute Kalibration nicht möglich ist.

deshalb wünschenswert, die Kammer mit geraden Spuren (d.h. ohne Magnetfeld) zu eichen. Da das Magnetfeld allerdings Richtung und Geschwindigkeit der Driftelektronen beeinflusst, muss mit gekrümmten Spuren gearbeitet werden.

Dieses Problem kann durch die Verwendung von hochenergetischen Myonen aus der Reaktion ($e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$) umgangen werden: der Impuls der μ wird in den Myonenkammern genau gemessen. Unter Berücksichtigung des Energieverlusts der μ in den Kalorimetern zwischen TEC und Myonenkammer ist für diese Spuren die in der TEC zu messende Krümmung genau bekannt und sie können deshalb gleich wie gerade Spuren behandelt werden. Der einzige Nachteil besteht darin, dass es pro Tag nur wenige solcher Ereignisse gibt und deshalb die Kalibration über lange Zeitabschnitte gemittelt werden muss⁽²⁾.

Da die wichtigen Betriebsparameter der TEC (Hochspannung, Temperatur, Gasdruck und Gasmischung) durch aufwendige Kontrollsysteme äusserst stabil gehalten werden [29], ist diese lange Mittelung allerdings kein grosses Problem. Deshalb war es unter der Annahme einer vollständig symmetrischen TEC (d.h. keine systematischen Unterschiede in der Driftgeschwindigkeit für verschiedene Sektoren sowohl im inneren als auch im äusseren TEC-Ring) möglich, eine neue Kalibrationsmethode zu entwickeln.

5.2 Anodenspezifische t_0 Korrektur

In einem ersten Schritt muss für jedes Signal aus der TEC die gemessene Ankunftszeit t_{FADC}^{ijk} in die richtige Driftzeit t_{drift}^{ijk} umgerechnet werden. (Die Indices bedeuten dabei: i -ter Puls auf der j -ten Anode für das k -te Event.) Dazu wird bei jedem Durchgang des Strahls durch L3 eine spezielle Schaltung gestartet, die nach einer konstanten Verzögerungszeit t_{delay} einen zentralen *Time Marker (TM)* auf alle Anoden der TEC induziert. Man erhält dann die wahre Driftzeit aus

$$t_{drift}^{ijk} = t_{FADC}^{ijk} - t_{TM}^{jk} + t_{delay} - t_0^j \quad (5.1)$$

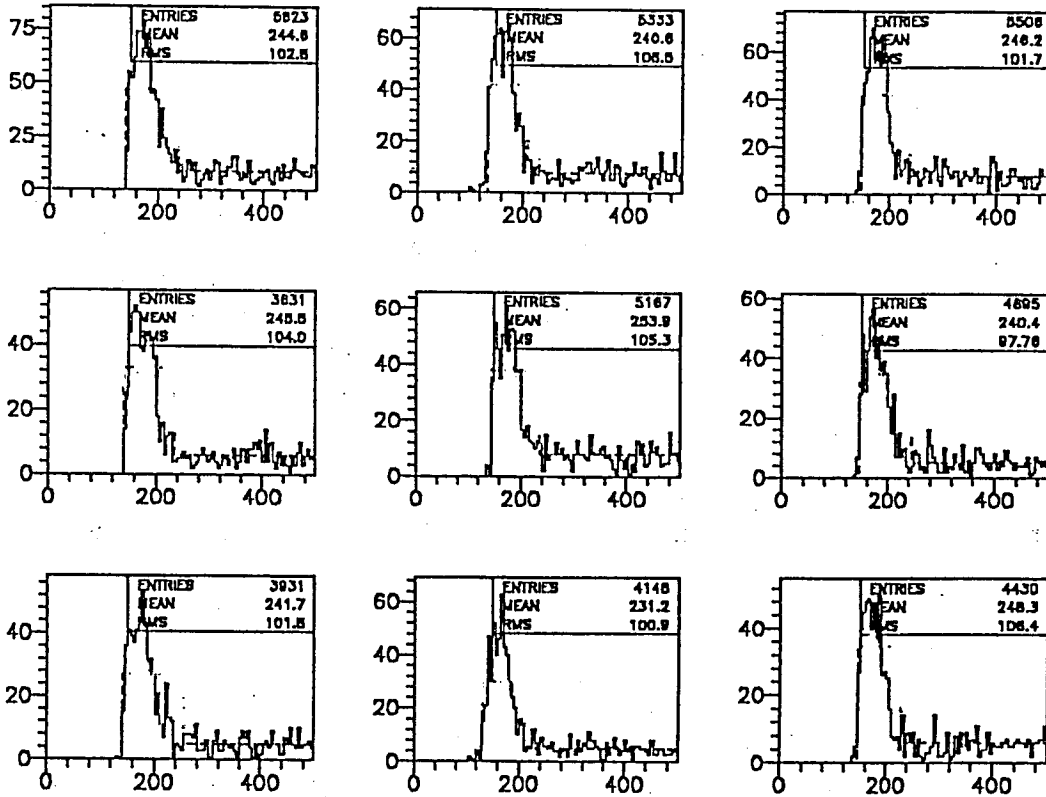
wobei t_0^j eine anodenspezifische Korrekturkonstante ist. Sie korrigiert Zeitunterschiede zwischen Start-Signal, Start der FADC und dem wahren Zeitpunkt der Reaktion, sowie unterschiedliche Kabellängen für die TM-Einspeisung, anodenabhängige Verzögerungen in der Elektronik und andere Effekte.

Da fast alle aus der TEC kommenden Signale mit e^+e^- -Reaktionen korreliert sind, ist es das t_0 für jede Anode einfach zu finden: man histogrammiert die unkorrigierten Driftzeiten

$$t_{raw}^{ijk} = t_{FADC}^{ijk} - t_{TM}^{jk} + t_{delay} \quad (5.2)$$

²Die Verwendung von reichlich vorhandenen μ aus der kosmischen Strahlung ist wegen der nicht genau genug bekannten Ankunftszeit dieser Teilchen nicht möglich.

für jede Anode einzeln für ≈ 15000 ($e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$)-Ereignisse (Fig. 5.1). Die scharfe Kante am linken Ende der Histogramme entspricht der Driftzeit für Elektronen, die genau bei der Anode entstanden sind. Definitionsgemäss sollen diese Signalen eine Driftzeit $t_{drift} = 0$ erhalten; also markiert diese Kante das gesuchte t_0 für jede Anode mit einer Präzision von ≈ 2 ns. Die Kante ist nicht ganz scharf, da wegen dem 2.4mm breiten Einzugsbereich jeder Anode die Ankunftszeitverteilung für die von nahe bei der Anode vorbeifliegenden Teilchen produzierten Dritelektronen ziemlich breit ist.



Figur 5.1: Histogramme zur Bestimmung von t_0 für die Anoden 8...17 aus Sektor 19

t_0 muss neu bestimmt werden, falls irgend etwas in der Ausleseelektronik oder Verkabelung der Anoden geändert wird; es ist aber unabhängig von den Kammerparametern HV, Temperatur, Gas, etc. Für die gesamte 1990-er Periode waren diese Zeiten dann auch erwartungsgemäss stabil.

Das Fehlen von Einträgen mit $t_{raw} < t_0$ beweist, dass kaum Untergrundsignale aus der Kammer kommen.

Man erkennt in diesen Histogrammen auch die Feldstruktur der TEC: für kleine Driftzeiten $t_{drift} < 80$ ns hat es bedeutend mehr Einträge pro Zeiteinheit als später. Dies zeigt die höhere Driftgeschwindigkeit im Gap: falls die Pulse in der ganzen TEC gleichverteilt sind, ist ihre Anzahl pro Zeitintervall proportional zur Driftgeschwindigkeit. Im Prinzip könnte man diese Tatsache ausnutzen und aus den Histogrammen die Driftgeschwindigkeit für jede

Driftzeit aus der Pulsdichte bestimmen; allerdings bräuchte es dazu eine um mehrere Grössenordnungen höhere Statistik um die gewünschte Präzision zu erreichen. Deshalb muss für die weiteren Kalibrationsschritte ein weniger direktes Verfahren verwendet werden.

5.3 Die Driftdistanz–Zeit Relation

Das Ziel der Kalibration ist nicht, die Driftgeschwindigkeit in der TEC zu messen, sondern eine genaue *DriftDistanz–Zeit Relation (DDT)* zu erhalten, d.h. zu wissen, welche Driftdistanz einer gemessenen Driftzeit entspricht.

Die TEC wurde so entworfen und optimiert, dass sie sowohl im inneren als auch im äusseren Ring für alle Anoden im gesamten Driftbereich ein möglichst identisches, homogenes elektrisches Feld aufweist. Aus Berechnungen mit dem Simulationsprogramm WIRCHA[30] weiss man, dass die DDT im Driftbereich mit hoher Präzision linear ist

$$y_{drift} = y_{grid} + v_{drift}(t_{drift} - t_{grid}) \quad (5.3)$$

mit y_{grid} der (konstanten) Distanz von der Anode zu dem Punkt, von dem an der Felddurchgriff durch das Gitter vernachlässigbar ist ($\approx 3.2\text{mm}$), und t_{grid} der entsprechenden Driftzeit.

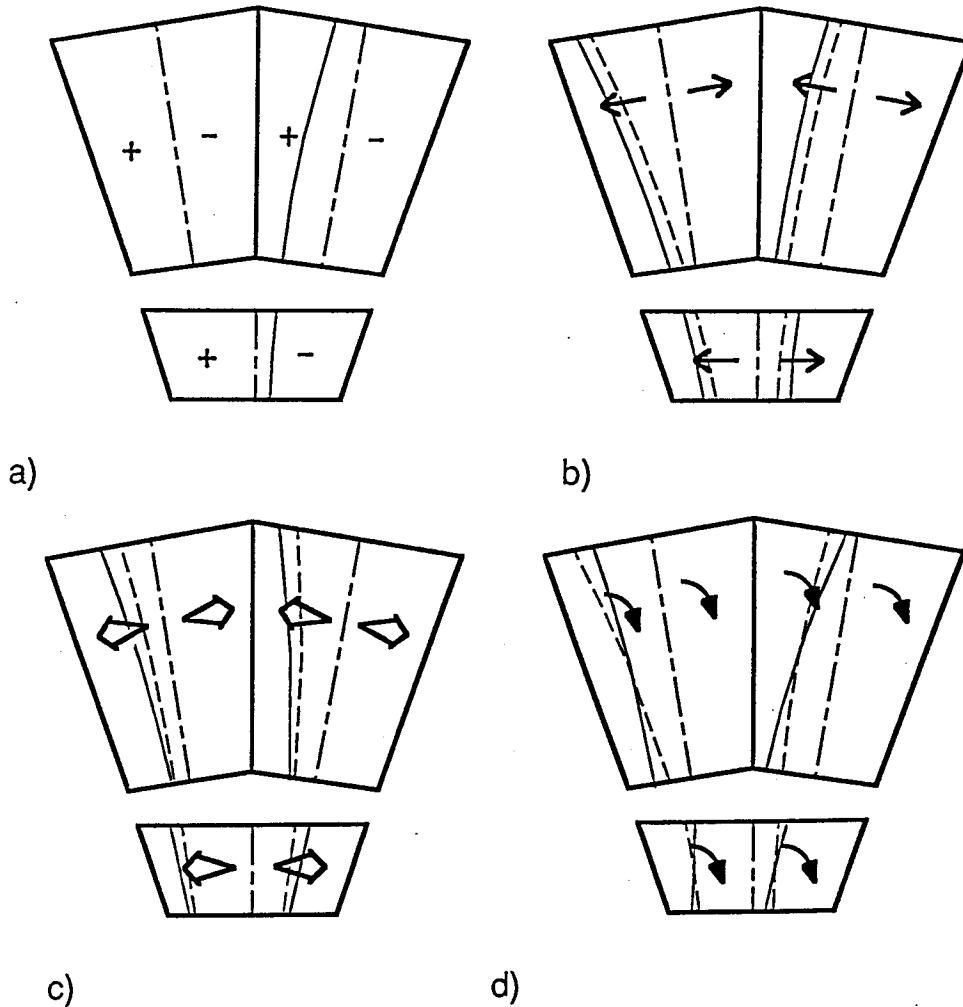
In der Nähe der Kathodenebene und innerhalb y_{grid} ist die DDT komplizierter und wird später diskutiert.

5.3.1 Bestimmung der globalen Kalibrationskonstanten

Falls die TEC perfekt gebaut wurde, sollten v_{drift} und t_{grid} globale Konstanten für die ganze Kammer sein. Auch wenn es für einzelne Anoden Abweichungen gibt, kann man mindestens die mittleren Werte dieser Parameter finden. Dazu verwendet man die Tatsache, dass es in TECO doppelt so viele Sektoren hat wie in TECI, und teilt die Menge der Spuren in 4 Klassen auf (Figur 5.2a):

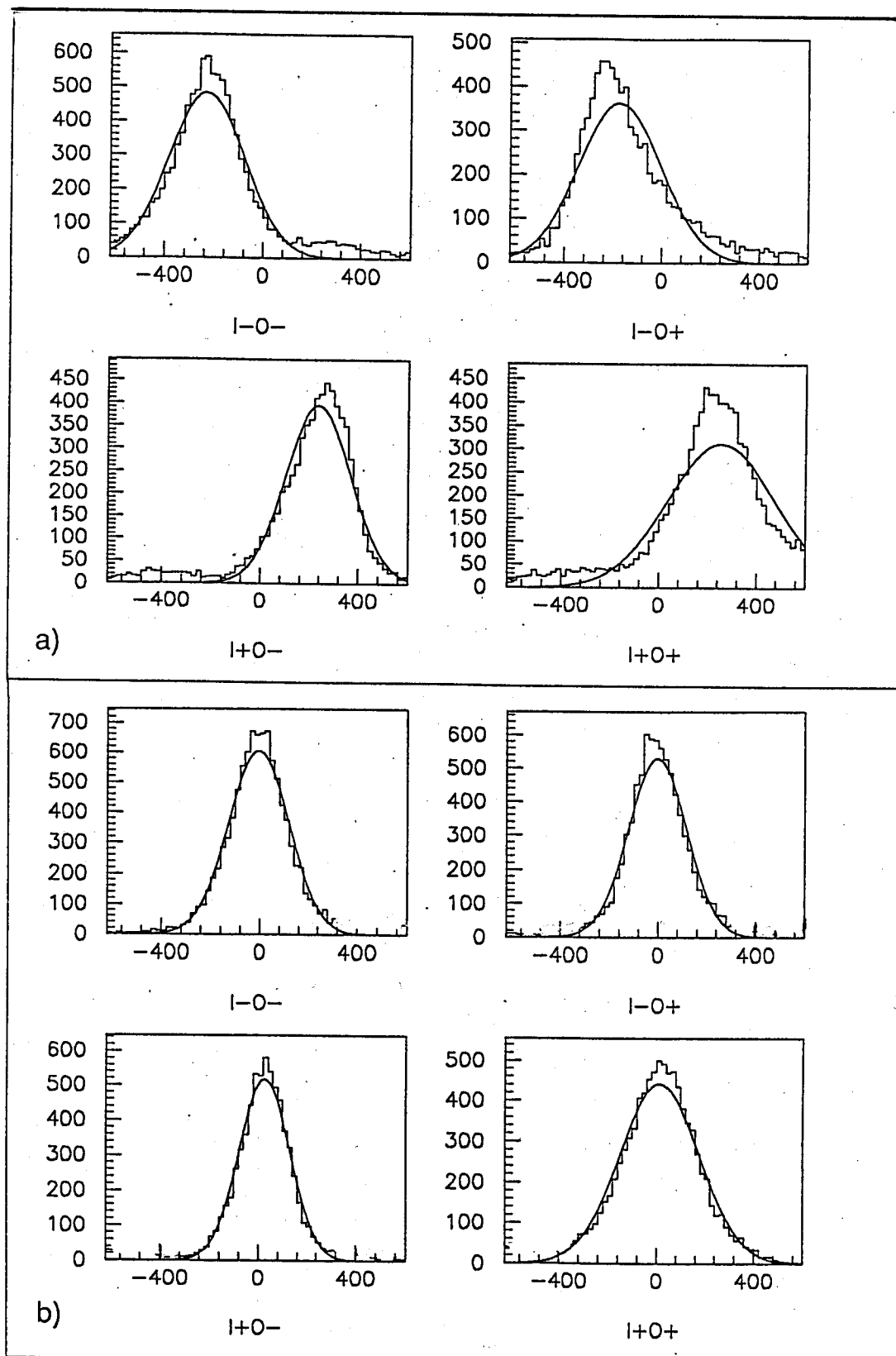
1. gerade Spuren vom Wechselwirkungspunkt aus gehen in TECI durch einen Halbsektor, der vom Zentrum der Kammer aus gesehen unterhalb der Anodenebene liegt (*'negativer Halbsektor'*), sowie auch einen negativen Halbsektor in TECO (– –)
2. Spuren durch einen negativen Halbsektor in TECI und einen positiven (d.h. oberhalb der Anodenebene liegenden) Halbsektor in TECO (– +)
3. Spuren durch einen positiven Halbsektor in TECI und einen negativen in TECO (+ –)
4. Spuren durch zwei positive Halbsektoren (+ +)

Da in diesen Klassen die Driftrichtung teilweise entgegengesetzt ist und auch die magnetfeldbedingte Abweichung der Driftrichtung von der Senkrechten zur Anodenebene (*Lorentzwinkel* α_L) unterschiedlich eingeht (Fig. 5.2b,c,d), erhält man für falsche Werte von t_{grid} , v_{drift} bzw. α_L unterschiedliche systematische Abweichungen zwischen den Spurteilen in TECI und TECO.



Figur 5.2: a) Definition der Klassen $(--)$, $(-+)$, $(+-)$ und $(++)$
 b,c,d) Schema der systematischen Verschiebung der Spuren bei geänderten globalen Kalibrationskonstanten t_{grid} , v_{drift} bzw. α_L .

Das kann ausgenützt werden, indem man die hochenergetischen μ -Spuren (mit bekanntem Impuls) nur in TECO fittet, nach TECI extrapoliert und die Residuen für die inneren 8 Anoden histogrammiert. Falls alle globalen Parameter richtig sind, sollten die Mittelwerte der Residuenverteilung für alle 4 Klassen gleich Null sein; wenn die Parameter aber falsch sind, ergeben sich charakteristische Verschiebungen der Mittelwerte (siehe Tab. 5.1, Fig. 5.3).



Figur 5.3: Residuenverteilung in TECI für (a) falsche und (b) richtige globale Kalibrationsparameter

Para— meter	falsch um	<Residuum> in μm			
		- -	- +	+ -	+ +
v_{drift}	0.3%	-50	-25	+25	+50
t_{grid}	5 ns	0	+50	-50	0
α_L	0.5°	+25	0	0	-25

Tabelle 5.1: *Ungefähre systematische Änderung des Mittelwerts der Residuenverteilung in TECI für falsche globale Kalibrationsparameter für alle 4 Klassen*

Nach dem Bau der TEC stellte sich heraus, dass einige Gitterdrähte durch eine dünne Leimschicht isoliert und deshalb schlecht oder gar nicht geerdet sind. Es konnten nicht alle Drähte repariert werden, weshalb für einige Anoden das E-Feld gestört ist und man für diese auch eine andere DDT erwartet. Um zu verhindern, dass diese Anoden die Kalibration stören, müssen sie identifiziert und vorerst weggelassen werden. Dies ist relativ einfach möglich, da wegen der falschen DDT das mittlere Residuum für solche Anoden um bis zu $\approx 400\mu m$ von 0 abweicht.

Es wurden schliesslich alle Anoden mit einem mittleren Residuum $\geq 50\mu m$ sowie deren Nachbarn für diesen Kalibrationsschritt nicht verwendet. Nach mehreren Iterationen wurden für die Perioden 1990AB bzw. 1990C die Werte von Tabelle 5.2 gefunden.

	1990AB	1990C	
v_{drift}	5.964 ± 0.003	5.961 ± 0.003	$\mu m/ns$
t_{grid}	79.5 ± 0.5	79.5 ± 0.5	ns
α_L	2.4 ± 0.1	2.4 ± 0.1	deg

Tabelle 5.2: *Globale Kalibrationsparameter für die erste und zweite Hälfte von 1990*

In dieser Tabelle sind nicht mathematische Fehler angegeben, sondern die Werte, die eine Änderung der mittleren Residuen in den jeweils empfindlichsten Klassen um $\pm 5\mu m$ ergeben, was etwa der Genauigkeit der Methode für globale Parameter entspricht. Die entsprechenden Zahlen für einzelne Anoden können stark davon abweichen (siehe nächstes Kapitel).

Man sieht, dass die Parameter für beide Hälften des Jahres 1990 gut übereinstimmen. Dies ist ein Zeichen dafür, dass die Kammerparameter sehr stabil gehalten wurden.

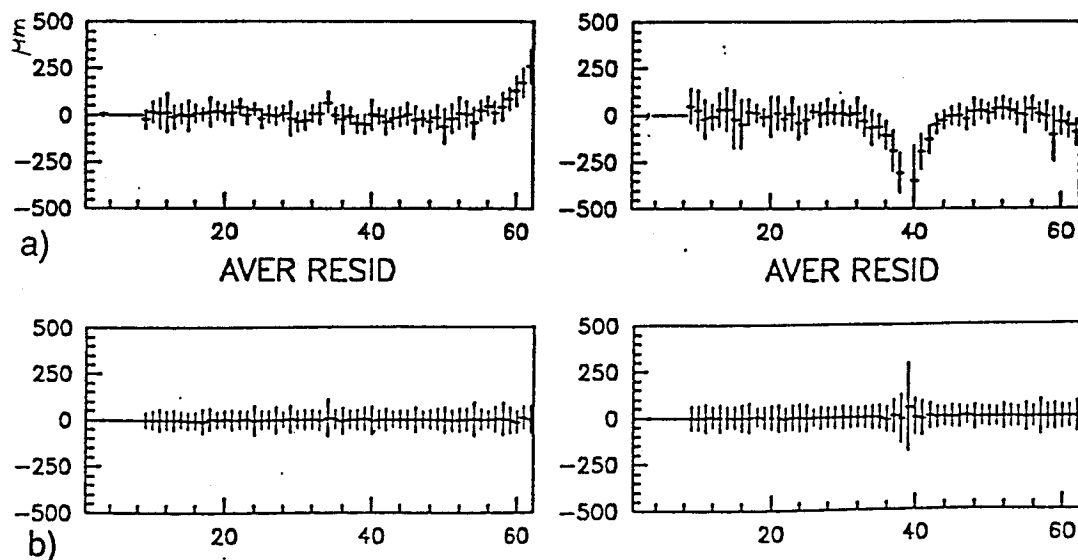
Dieser Kalibrationsschritt muss wiederholt werden, falls sich einer der Kammerparameter (HV, Gas, Temperatur,...) ändert. Ausserdem sollte er so häufig wie möglich wiederholt werden, um irgendwelche systematische Änderungen in der DDT zu erkennen.

5.3.2 Einzeldrahtkorrektur

Wie im vorhergehenden Kapitel erwähnt, haben einzelne Anoden wegen Gitterproblemen eine von den globalen Mittelwerten deutlich abweichende DDT. Aber auch von den anderen Anoden kann man nicht erwarten, dass sie alle eine völlig identische DDT aufweisen. Es ist deshalb nötig eine anodenabhängige Einzeldrahtkorrektur vorzunehmen. Dazu werden für alle Anoden die mittleren Residuen gegen die Driftdistanz histogrammiert und daraus eine Korrekturfunktion ermittelt. Diese Korrekturfunktion kann im Prinzip auch Terme höherer Ordnung umfassen, d.h. die DDT muss danach nicht mehr linear sein; es zeigt sich aber, dass das für die meisten Anoden nicht nötig ist.

Um sicherzustellen, dass die Anoden mit schlechtem Feld nicht die Kalibration des ganzen Sektors stören, sind auch in diesem Schritt die früher als schlecht identifizierten Anoden vom Spurensfit ausgeschlossen; ihre Residuen können trotzdem berechnet werden.

Da die Residuenverteilung benachbarter Anoden nicht unabhängig ist, muss dieser Kalibrationsschritt mehrfach iteriert werden. Konvergenz wird jeweils nach etwa 4 Iterationen erreicht (Figur 5.4).



Figur 5.4: Mittleres Residuum pro Anode zweier äusseren TEC-Sektoren: (a) vor und (b) nach der Einzeldrahtkorrektur. In einem ist das Feld bei Anode 39, im anderen für die äussersten Anoden gestört.

Es muss betont werden, dass dieser Kalibrationsschritt die Lage der Spuren im Raum nicht mehr verändern kann. Es wird nur die DDT einzelner Anoden so geändert, dass ihre Residuenverteilung um Null zentriert ist. Falls aus irgend einem Grund die DDT eines ganzen Sektors systematisch von den glo-

balen Mittelwerten abweicht, kann das nicht erkannt und korrigiert werden. Es zeigt sich aber, dass solche systematischen Effekte tatsächlich vorhanden sind und u.a. zu einer grossen systematischen Unsicherheit in den Lebensdauermessungen führt (siehe Kapitel 8.3.3). Es werden momentan mehrere Ideen untersucht, auch solche Effekte zu kalibrieren; es scheint aber, dass das ohne zusätzliche Information (z.B. von den PSF oder einer im Jahr 1993 zu installierenden zusätzlichen Microvertexkammer) über die genaue Lage der Spuren nicht möglich ist.

5.3.3 Kalibration im Gap und in Kathodennähe

Im Gap (oder genauer gesagt für $y_{drift} \leq y_{grid}$) und in einem Bereich $\leq 0.5\text{mm}$ von der Kathodenebene ist das E-Feld und damit auch die DDT komplizierter. Allerdings ist dort auch die intrinsische Ortsauflösung der Kammer mit $\approx 300\mu\text{m}$ deutlich schlechter, so dass die Kalibration weniger wichtig ist. Es zeigt sich, dass es genügt, in diesen Bereichen die von WIRCHA vorausgesagten DDT-Korrekturen zu verwenden.

Eine endgültige Kalibration kann im Prinzip unter Verwendung von Spuren, die das Gap bzw. die Kathodenebene schneiden, durchgeführt werden.

Ein Problem dabei ist, dass nur wenige solche Spuren zur Verfügung stehen: die schwach gekrümmten hochenergetischen Spuren laufen parallel zu Gap bzw. Kathodenebene, während die stark gekrümmten niederenergetischen Spuren wegen z.B. Mehrfachstreuung und Energieverlust im Kammergas nicht genau genug gemessen werden können. Deshalb wurde dies Kalibration bis jetzt noch nicht gemacht.

Kapitel 6

Performanz der TEC

In diesem Kapitel wird die mit der in Kapitel 5 erklärten Kalibrationsmethode erreichte Performanz der TEC zusammengefasst, soweit sie für diese Arbeit von Bedeutung ist.

6.1 Einzeldrahtauflösung

Die innere Auflösung jeder Driftkammer wird durch die *Einzeldrahtauflösung* definiert; dazu wird (pro Anode) für jeden zu einer Spur gehörenden Punkt der Abstand zwischen dem rekonstruierten Punkt und der gefitteten Spur berechnet. Das Vorzeichen wird als positiv definiert, wenn der Punkt weiter von der Anode entfernt liegt als die Spur. Die Breite dieser Verteilung besagt dann, mit welcher Präzision die Punkte gemessen werden können.

Ein nicht bei Null liegender Schwerpunkt der Verteilung bedeutet einen systematischen Fehler in der Rekonstruktion der Punkte. Durch die Einzeldrahtkorrektur (Kapitel 5.3.2) wurden solche Effekte weitgehend korrigiert. Deshalb können die Residuen aller Anoden für TECI bzw. TECO in je einem Histogramm zusammengefasst werden.

6.1.1 Driftdistanzabhängige Auflösung

Die Auflösung ist allerdings eine Funktion der Driftdistanz y . Ein Grund dafür liegt in der *Diffusion*: die Driftelektronen werden immer wieder am Kammergas gestreut und haben deshalb eine unterschiedliche tatsächliche Weglänge bis zur Anode zurückzulegen. Die Diffusion ist proportional zur Wurzel aus der gesamten Weglänge [34].

Ausserdem ist die Auflösung abhängig vom lokalen Winkel der Spuren: wenn die Spuren den 2.4 mm breiten Einzugsbereich der Anode unter dem Winkel ϕ_l schneiden, haben die von einem Teilchen erzeugten Driftelektronen unterschiedliche Distanzen bis zum Gitter zurückzulegen (siehe Fig. 6.1). (Die unterschiedlichen Weglängen innerhalb des Gitters sind für alle Winkel gleich und sind im konstanten Anteil der Auflösung enthalten.) Wenn die

Pulse in der TEC von jeweils n Ionisationselektronen erzeugt werden, beträgt die winkelabhängige Auflösung

$$\sigma_\phi = \frac{2.4mm}{\sqrt{12}\sqrt{n}} \tan(\phi_l) \quad (6.1)$$

Der Faktor $1/\sqrt{12}$ kommt daher, dass die Elektronen senkrecht zur Driftrichtung flach über den Einzugsbereich verteilt sind. Für vom Kammerzentrum kommende hochenergetische Spuren beträgt der maximale Winkel $0.26rad$ in TECI bzw. $0.13rad$ in TECO. Es gilt dann für jede Anode

$$\tan(\phi_l) \approx \phi_l \approx \mathcal{R}y \quad (6.2)$$

mit $\mathcal{R}$ einer vom Abstand der Anode zum Kammerzentrum abhängenden Proportionalitätskonstanten.

Die totale Auflösung für eine Anode ist damit

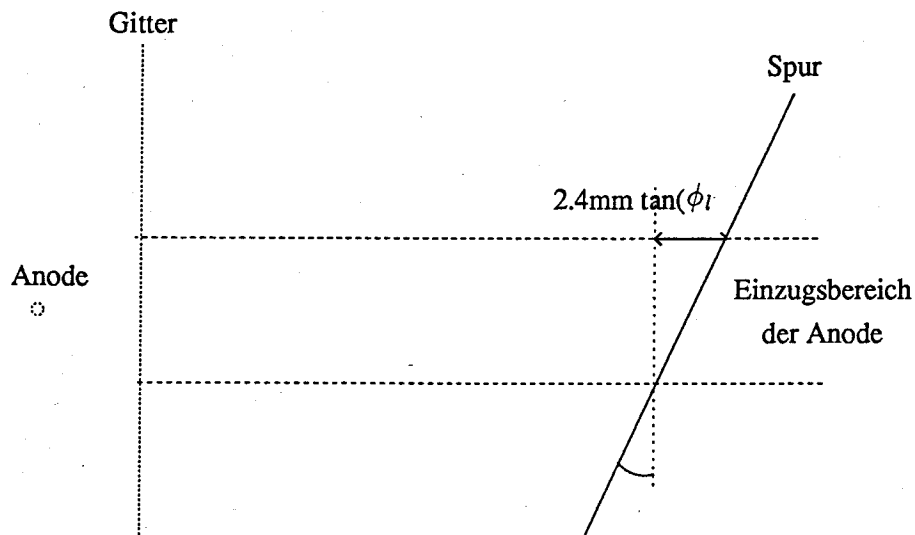
$$\sigma(y) = \sqrt{\mathcal{A}^2 + \mathcal{B}^2 y + (\mathcal{C}\mathcal{R}y)^2} \quad (6.3)$$

mit $\mathcal{A}$ der konstanten intrinsischen Auflösung der TEC, $\mathcal{B}$ dem Anteil der Diffusion und $\mathcal{C}$ der ϕ_l -Abhängigkeit.

Wenn man die driftdistanzabhängige Auflösung für jede Anode mit Formel 6.3 fittet, erhält man Werte von:

$$\begin{aligned} \mathcal{A} &= (42 \pm 7) \quad \mu m \\ \mathcal{B} &= (7.5 \pm 3) \quad \mu m / \sqrt{mm} \\ \mathcal{C} &= (316 \pm 118) \quad \mu m / rad \end{aligned} \quad (6.4)$$

wobei die Werte stark korreliert sind. Daraus kann man vorsichtig die Anzahl Ionisationselektronen abschätzen: aus Formel 6.1 erhält man einen Wert von (3.5 ± 1.2) , d.h. weniger als zwei Elektronen pro mm.



Figur 6.1: Skizze zur lokalen ϕ_l -Abhängigkeit

6.1.2 Spurabhängige Auflösung

Um nur je eine Zahl für die mittlere Auflösung im Driftbereich von TECI und TECO zu erhalten, werden die Residuen aller Anoden zusammengefasst und gemeinsam gefittet. Da nun die verschiedenen Anoden eine unterschiedliche mittlere Driftdistanz aufweisen und auch nicht alle Anoden die identische Auflösung haben müssen, kann diese Zusammenfassung nicht mit einer einzigen Gauss-Funktion gefittet werden. Es zeigt sich aber, dass die Summe zweier Gauss-Funktionen

$$f(x) = C_1 g_1(x) + C_2 g_2(x) \quad (6.5)$$

$$g_i(x) = e^{-0.5 \frac{x-M_i^2}{\sigma_i^2}} \quad (6.6)$$

mit C_i einem Skalenfaktor, M_i dem Schwerpunkt und σ_i der Breite der einzelnen Funktion, die Verteilung gut wiedergibt (Figur 6.2). Da die Schwerpunkte der beiden Funktionen ungefähr übereinstimmen, kann die gesamte Breite der Verteilung mit

$$\sigma = \frac{\sigma_1 C_1 \int g_1(x) dx + \sigma_2 C_2 \int g_2(x) dx}{C_1 \int g_1(x) dx + C_2 \int g_2(x) dx} \quad (6.7)$$

angegeben werden. Der relative Anteil des ersten Gaussfits ist dabei

$$\%_1 = \frac{C_1 \int g_1(x) dx}{C_1 \int g_1(x) dx + C_2 \int g_2(x) dx} \times 100. \quad (6.8)$$

Für hochenergetische Spuren aus den Ereignissen ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-$)⁽¹⁾ erhält man (Figur 6.2, Tabellen 6.1, 6.2):

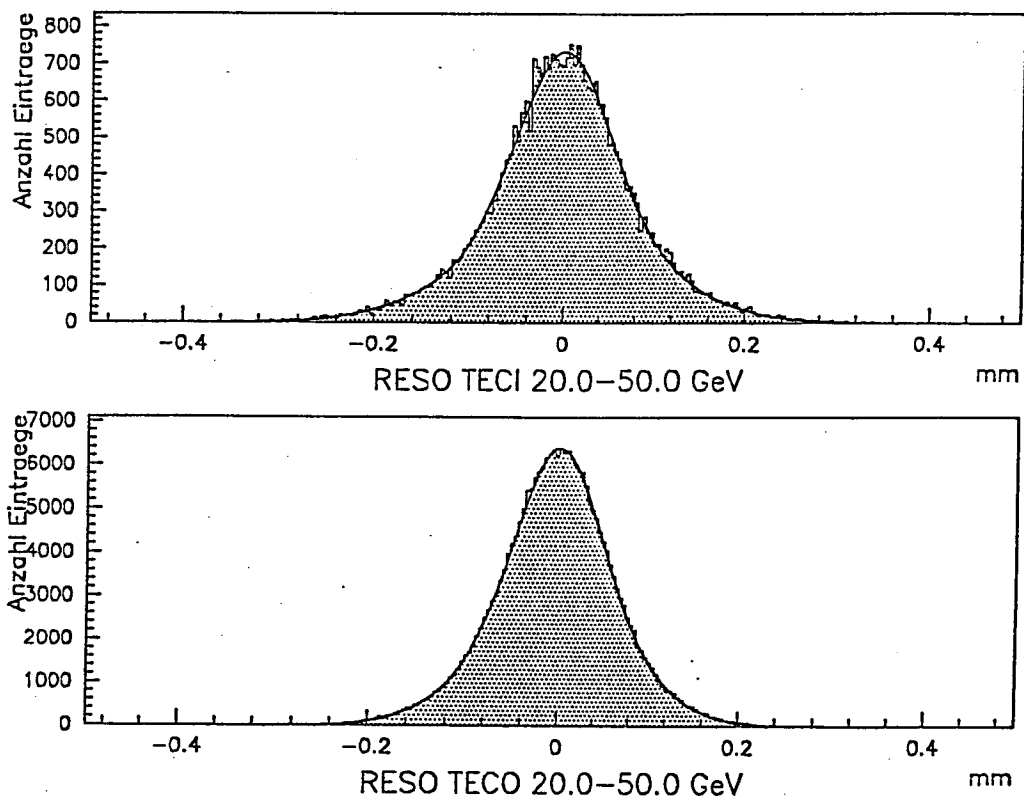
$$\sigma_{TECI} = 76 \mu m, \quad \sigma_{TECO} = 63 \mu m \quad (6.9)$$

Die Auflösung in TECI ist schlechter, da jeder Sektor einen grösseren Winkelbereich abdeckt und deshalb grössere Winkel ϕ_l vorkommen.

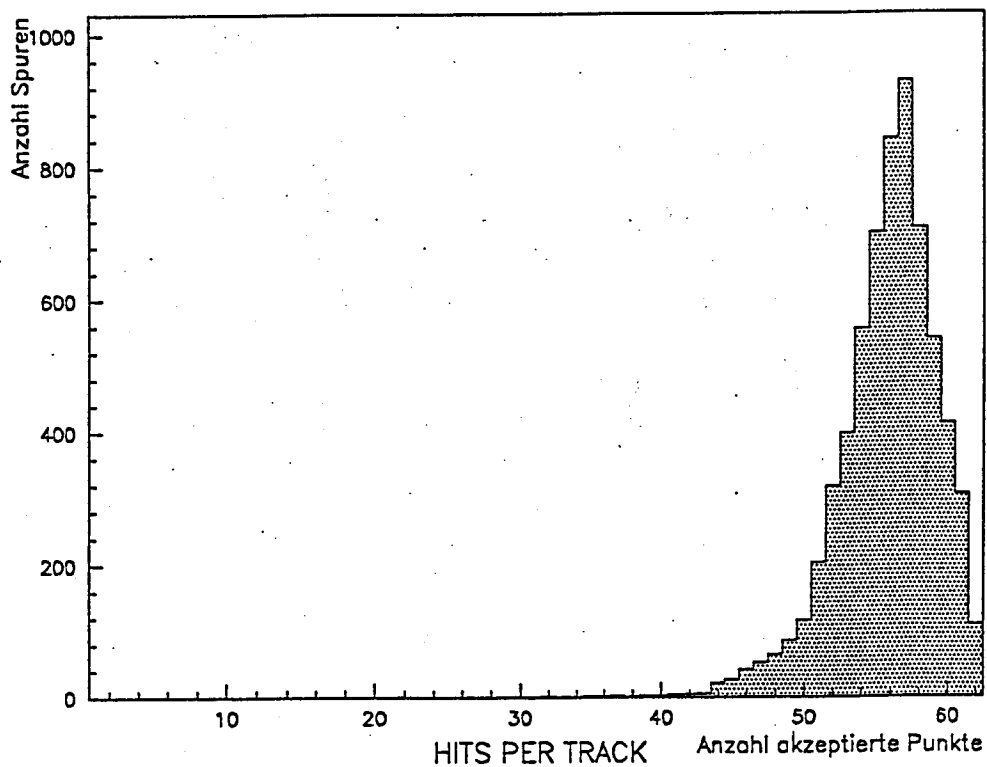
Es stellt sich nun die Frage, ob diese mittlere Auflösung für alle Spuren gilt. Deshalb wurde sie für verschiedene Spurklassen bestimmt:

- a: hochenergetische, isolierte Spuren aus ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-$)
- b: isolierte Spuren aus ($e^+e^- \rightarrow \tau^-\tau^+$), wobei die τ in je 1 geladenes Teilchen zerfallen
- c: eng beeinanderliegende Spuren aus ($e^+e^- \rightarrow \tau^-\tau^+$), wobei ein τ in drei geladene Teilchen zerfällt
- d: alle Spuren aus den Ereignissen ($e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$)

¹Da die TEC mit den ($e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$) Ereignissen kalibriert wurde, dürfen diese jetzt nicht zur Qualitätskontrolle verwendet werden.



Figur 6.2: *Mittlere Auflösung in TECI und TECO für hochenergetische Spuren*



Figur 6.3: *Einzeldrahteffizienz für hochenergetische Spuren*

Die Klassen b, c und d werden in Abhängigkeit ihres Transversalimpulses p_t nochmals in 7 Unterklassen unterteilt. Die Resultate des doppelten Gaussfittes für die verschiedenen Klassen findet man in Tabellen 6.1, 6.2. Dabei enthalten die Spuren im Mittel (56 ± 3) von 62 möglichen Punkten (Figur 6.3), d.h. die Einzeldrahteffizienz beträgt $\approx 90\%$ einschliesslich aller Rekonstruktionsverluste (siehe Kapitel 4).

	$ p_t $ [GeV]	C_1	M_1 [μm]	σ_1 [μm]	C_2	M_2 [μm]	σ_2 [μm]	% ₁	σ [μm]
a	≈ 45	474.	0.8	49.5	258.	0.5	100.3	48	76.2
b	—	399.	0.5	52.2	191.	1.8	105.1	51	78.2
c	—	157.	2.1	52.6	107.	0.5	110.7	41	86.9
d	—	70694.	0.5	50.9	61793.	1.1	107.8	35	87.8
b.1	< 0.5	3.	-9.8	130.0	—	—	—	100	130.0
b.2	$0.5 - 1.0$	5.	2.3	90.2	—	—	—	100	90.2
b.3	$1.0 - 2.0$	21.	2.4	75.7	—	—	—	100	75.7
b.4	$2.0 - 5.0$	65.	1.5	57.0	24.	5.1	113.3	57	81.0
b.5	$5.0 - 10.$	102.	1.2	56.1	31.	-1.2	116.5	62	79.3
b.6	$10. - 20.$	124.	-0.5	54.2	41.	4.9	108.3	60	75.7
b.7	$> 20.$	119.	0.6	54.3	41.	-1.8	106.7	60	75.3
c.1	< 0.5	11.	-0.8	100.8	—	—	—	100	100.8
c.2	$0.5 - 1.0$	14.	-1.1	87.6	—	—	—	100	87.6
c.3	$1.0 - 2.0$	18.	3.3	87.1	—	—	—	100	87.1
c.4	$2.0 - 5.0$	44.	2.8	61.7	12.	-5.7	130.4	63	87.2
c.5	$5.0 - 10.$	49.	2.7	55.4	20.	5.7	118.5	54	84.6
c.6	$10. - 20.$	40.	-1.3	61.5	7.	15.0	149.4	70	87.9
c.7	$> 20.$	28.	1.9	89.3	—	—	—	100	89.3
d.1	< 0.5	14131.	0.7	52.9	14224.	1.3	109.3	32	91.0
d.2	$0.5 - 1.0$	15196.	0.6	50.7	13194.	1.3	107.5	35	87.5
d.3	$1.0 - 2.0$	14722.	0.2	50.0	13131.	1.9	106.9	34	87.3
d.4	$2.0 - 5.0$	15918.	0.6	51.5	12243.	1.2	108.7	38	86.9
d.5	$5.0 - 10.$	6955.	0.4	51.7	4856.	0.1	109.2	40	85.9
d.6	$10. - 20.$	2935.	0.6	52.3	1910.	-1.8	109.9	42	85.6
d.7	$> 20.$	1743.	-1.1	50.9	1239.	-3.3	110.6	39	87.1

Tabelle 6.1: Mittlere Auflösung in TECI für verschiedene Spurenklassen; in den Klassen b.1, b.2, b.3, c.1, c.2, c.3 und c.7 hatte es nicht genügend Einträge, um die Parameter von 2 Gaussfunktionen zu fitten

Man sieht, dass für Spuren mit $|p_t| > 1$ GeV die Auflösung für isolierte Spuren (Klasse b) sowohl in TECI als auch in TECO ziemlich konstant bleibt. Nur sehr niederenergetische Spuren weisen eine deutlich schlechtere

Auflösung auf. Dies hat wahrscheinlich zwei Gründe: einerseits ist für sehr niederenergetische Teilchen die Mehrfachstreuung und der Energieverlust im Kammergas nicht mehr ganz vernachlässigbar, und andererseits können die stark gekrümmten Spuren auch grössere Winkel ϕ_l aufweisen.

	$ p_t $ [GeV]	C_1	M_1 [μm]	σ_1 [μm]	C_2	M_2 [μm]	σ_2 [μm]	% ₁	σ [μm]
a	≈ 45	3429.	-1.2	73.2	2946.	2.1	41.7	67	62.8
b		2851.	-1.2	75.8	2364.	2.5	43.1	68	65.3
c		1513.	-1.2	80.4	1152.	2.8	43.5	71	69.6
d		879670.	-0.4	74.9	247570.	2.6	33.5	89	70.3
b.1	< 0.5	37.	-8.1	84.5	—	—	—	100	84.5
b.2	$0.5 - 1.0$	14.	-3.3	108.6	51.	1.7	55.0	35	73.8
b.3	$1.0 - 2.0$	130.	-0.5	75.9	87.	1.3	42.7	73	66.8
b.4	$2.0 - 5.0$	418.	-1.9	78.9	413.	2.1	45.8	64	66.8
b.5	$5.0 - 10.$	652.	-1.2	76.1	545.	2.2	43.2	68	65.5
b.6	$10. - 20.$	732.	-1.7	75.6	729.	2.6	44.4	63	64.1
b.7	$> 20.$	648.	-2.3	77.0	743.	3.2	45.5	60	64.3
c.1	< 0.5	99.	-0.1	87.0	30.	3.5	37.4	89	81.4
c.2	$0.5 - 1.0$	79.	-0.7	84.2	73.	2.5	49.4	65	72.0
c.3	$1.0 - 2.0$	148.	-1.2	79.9	89.	3.0	43.6	75	70.9
c.4	$2.0 - 5.0$	278.	-0.5	83.5	329.	0.9	46.2	60	68.7
c.5	$5.0 - 10.$	382.	-2.1	79.8	314.	3.7	44.3	69	68.7
c.6	$10. - 20.$	268.	-2.3	76.7	226.	4.3	44.3	67	66.0
c.7	$> 20.$	193.	-2.2	80.0	148.	4.9	43.4	71	69.2
d.1	< 0.5	183760.	-0.4	78.9	28489.	2.2	29.9	94	76.1
d.2	$0.5 - 1.0$	185140.	-0.5	75.5	55066.	2.9	34.9	88	70.6
d.3	$1.0 - 2.0$	197610.	0.0	72.4	46775.	2.2	31.6	91	68.6
d.4	$2.0 - 5.0$	201980.	0.0	71.4	50593.	2.2	31.3	90	67.5
d.5	$5.0 - 10.$	80608.	-0.2	71.9	25625.	2.2	33.2	87	66.9
d.6	$10. - 20.$	30451.	-1.3	73.3	13350.	3.7	36.7	82	66.7
d.7	$> 20.$	18948.	0.0	74.8	8484.	2.0	36.4	82	67.9

Tabelle 6.2: *Mittlere Auflösung in TECO für verschiedene Spurenklassen; in der Klasse b.1 hatte es nicht genügend Einträge, um die Parameter von 2 Gaussfunktionen zu fitten*

Für nicht isolierte Spuren (Klassen c und d) sieht man in TECO und viel ausgeprägter in TECI, dass die Auflösung für alle p_t -Bereiche schlechter ist. Der Grund liegt darin, dass in diesen Klassen die Spuren sich teilweise sehr nahe kommen und deshalb nicht mehr überall aufgelöst werden können. Dies hat zur Folge, dass dann nur ein Punkt gemessen wird, der ungefähr in der

Mitte zwischen den beiden Spuren liegt und eine massiv schlechtere Auflösung hat. Der Effekt ist in TECO weniger sichtbar, da die vom Zentrum kommenden Spuren weiter aussen leichter voneinander getrennt werden können. Verwendet man hingegen nur Punkte von Spuren, die in der ganzen TEC mindestens $900\mu\text{m}$ voneinander getrennt sind, ist kein abstandsabhängiger Effekt mehr sichtbar. Das heisst also, dass Spuren, die weiter als $\approx 900\mu\text{m}$ voneinander getrennt sind, sich nicht mehr gegenseitig beeinflussen (siehe auch nächsten Abschnitt).

6.2 Doppelspurauflösung

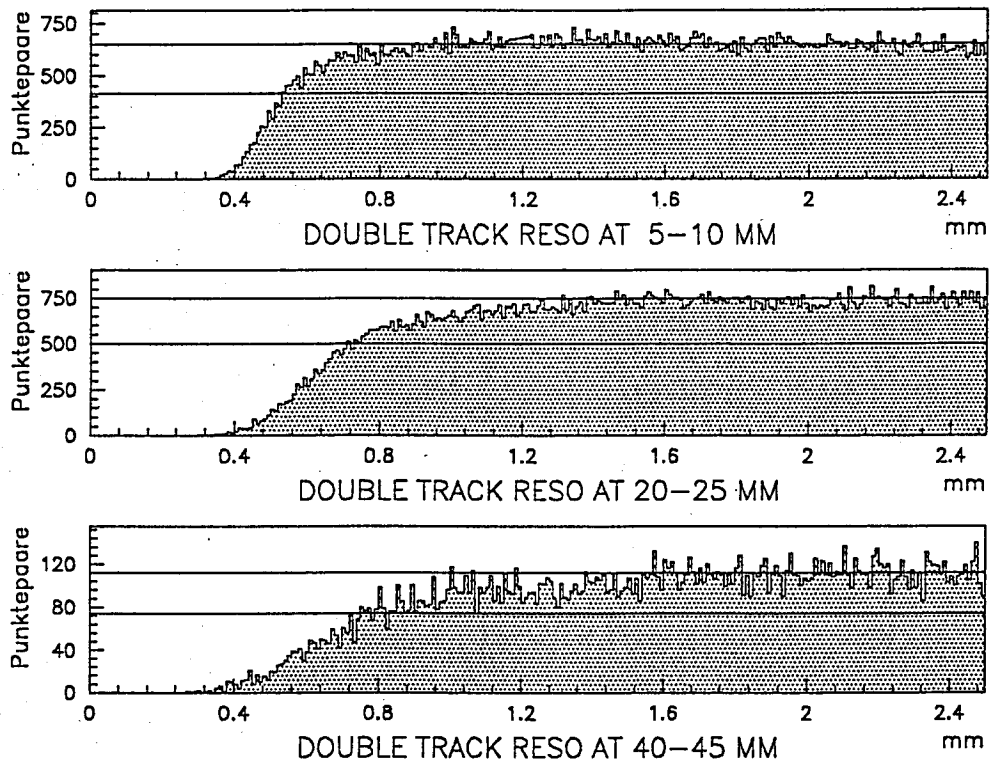
Ein weiterer wichtiger Parameter ist die *Doppelspurauflösung*, d.h. der minimale Abstand, bei dem zwei Spuren noch getrennt werden können.

Dieser Parameter ist in erster Linie davon abhängig, wann das DRP-Programm zwei Pulse noch als getrennt erkennt. Mit der aktuellen Version des Programms wird verlangt, dass die Pulse bis beinahe zur Basislinie getrennt sind. Wenn die Pulse da eine typische Breite von ≈ 10 FADC-Kanälen haben, können Punkte, die weniger als $\approx 600\mu\text{m}$ voneinander entfernt sind, nicht mehr getrennt werden.

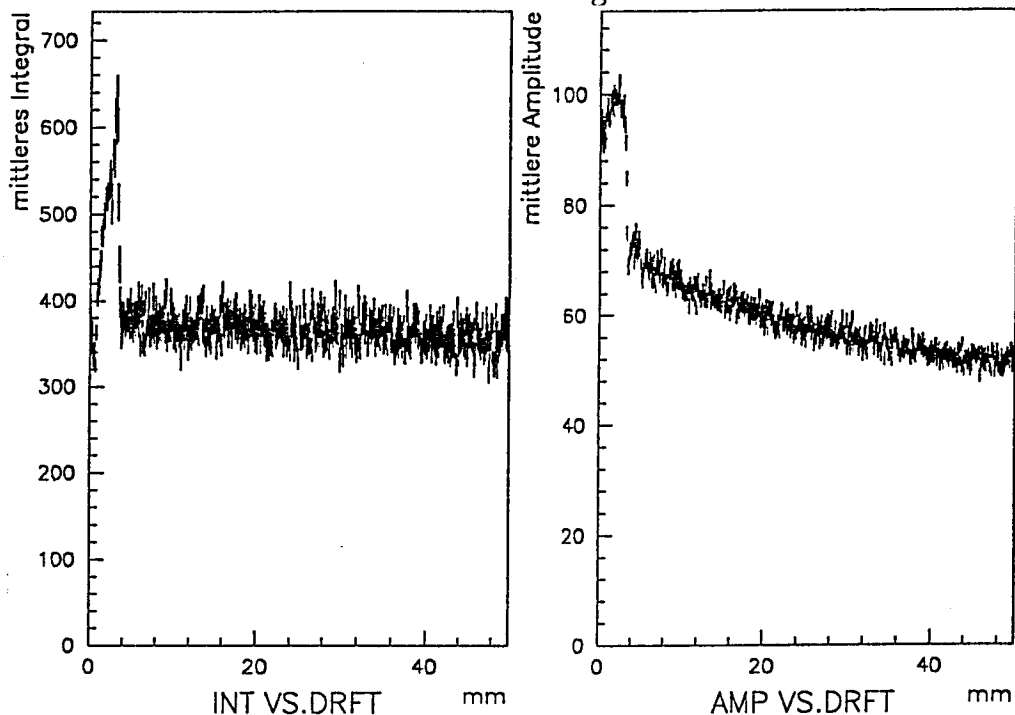
Histogrammiert man nun für viele Ereignisse von jedem auf einer Spur liegenden Punkt den Abstand zum nächsten, zur gleichen Anode gehörenden akzeptierten Punkt, sieht man folgendes (Figur 6.4):

- Es gibt fast keine Punktpaare, die weniger als $\approx 400\mu\text{m}$ getrennt sind.
- Bei Abständen $> 400\mu\text{m}$ nimmt die Anzahl Paare schnell zu.
- Die Anzahl Paare ist bei grossen Abständen ($\geq 1.5\text{mm}$) konstant.
- Der Abstand, bei dem die Anzahl der Punktpaare $\approx 2/3$ des Maximalwertes erreicht, ist abhängig von der Driftdistanz. Bei kurzen Distanzen ($\approx 10\text{mm}$) ist er $\approx 600\mu\text{m}$, bei Driftdistanzen von $\approx 25\text{mm}$ ist er $\approx 750\mu\text{m}$ und bei $\approx 40\text{mm}$ ist es erst bei Abständen von $\approx 900\mu\text{m}$ soweit.
- Nachdem $\approx 2/3$ der maximalen Anzahl erreicht ist, verlangsamt sich die Zunahme der Anzahl Punktpaare.

Dies lässt sich folgendermassen erklären: die Doppelspurauflösung wird mit zunehmender Driftdistanz schlechter, da wegen Diffusion und unterschiedlicher Entfernung der Elektronen eines Clusters von der Anode (ϕ_l -Abhängigkeit) die Pulse breiter werden und deshalb stärker überlappen (Figur 6.5). Der langsame Anstieg der Anzahl Punktpaare für das letzte Drittel kommt von Pulsen, die breiter sind als normal.



Figur 6.4: Doppelspurauflösung für verschiedene Driftdistanzen. Im letzten Histogramm hat es weniger Einträge, da nur ein Teil der Anoden so lange Driftdistanzen haben.



Figur 6.5: Mittlere Pulsparameter gegen Driftdistanz. Das Integral bleibt konstant (d.h. es gehen unterwegs keine Driftelektronen durch Attachment verloren). Die Amplitude wird kleiner, da die Pulse wegen Diffusion und ϕ_l -Abhängigkeit breiter werden.

6.3 Auflösung der Spurparameter

Was aber schlussendlich zählt (und richtig simuliert werden muss) ist nicht die Einzeldrahtauflösung, sondern die Auflösung der Spurparameter ρ, ϕ, DCA .

Unter Verwendung der Einzeldrahtauflösung und –Effizienz erwartet man für eine perfekt kalibrierte Kammer Auflösungen wie in der mittleren Spalte von Tabelle 6.3.

Diese Werte werden allerdings im Moment nicht erreicht; stattdessen findet man die Werte der linken Spalte von Tabelle 6.3: Die tatsächliche ϕ -Auflösung kann nicht gemessen werden, da sie besser ist als die Ortsauflösung des BGO als nächstbesserem Detektor. Die p_t -Auflösung erhält man aus Vergleich der Messung von μ -Spuren in TEC und Myonenkammern unter Berücksichtigung des Energieverlustes in den Kalorimetern. Die *Vertexauflösung*, d.h. der Fehler des für diese Arbeit wichtigen Abstandes der Spur von der Strahlposition, kann mit der TEC selbst bestimmt werden: dazu verwendet man wieder Ereignisse der Typen ($e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$) und ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-$). Bei denen weiss man, dass beide Spuren vom gleichen Punkt ausgehen müssen, und misst den Abstand zwischen den beiden rekonstruierten Spuren bei der Strahlposition. Den vorzeichenbehafteten Abstand erhält man aus der Formel

$$d = (D\vec{C}A_1 - D\vec{C}A_2) \frac{\vec{p}_1 - \vec{p}_2}{|\vec{p}_1 - \vec{p}_2|} \quad (6.10)$$

mit $\vec{p}_i$ dem Impuls der Teilchen. Da die Myonen und Elektronen i.a. mit 45 GeV entgegengesetzt auseinanderfliegen, ist der Betrag des zweiten Terms normalerweise gleich 1.

Man erhält daraus eine Verteilung mit Breite $\approx 206\mu\text{m}$ und damit eine Auflösung pro Spur von $206\mu\text{m}/\sqrt{2} \approx 146\mu\text{m}$.

Der Unterschied zwischen erwarteter und tatsächlicher Auflösung kann nur von einer nicht perfekten Kalibration kommen. So lassen sich die Unterschiede in etwa reproduzieren, indem man jeden Halbsektor in TECI um einen Wert $\mathcal{Y}_i$ gegenüber TECO verschiebt, wobei die $\mathcal{Y}$ einer gaussischen Verteilung um Null mit einer Breite von $45\mu\text{m}$ entnommen werden (siehe Tabelle 6.3, rechte Spalte).

Messgrösse	Gemessen (1990)	aus Einzeldrahtauflösung erwartet	
		ohne Systematik	$(0 \pm 45)\mu\text{m}$ Systematik
σ_ρ	95%	67%	91%
σ_ϕ	$< 2.5\text{mrad}$	0.076mrad	0.107mrad
σ_{DCA}	146 μm	95 μm	147 μm

Tabelle 6.3: gemessene mittlere Auflösung der Spurparameter ρ, ϕ und DCA bei 45GeV, verglichen mit den aus der Einzeldrahtauflösung erwarteten Werten ohne und mit $(0 \pm 45)\mu\text{m}$ zusätzlichem systematischen Fehler zwischen TECI und TECO.

Da diese Verteilung zentriert ist, hat sie keinen Einfluss auf die Kalibrationsplots (Figur 5.3). Wegen der Einzeldrahtkalibration hat sie auch keinen messbaren Einfluss auf die Einzeldrahtauflösung. Deshalb lassen sich mit der momentan verwendeten Kalibrationsmethode solche Effekte nicht eliminieren. Andere Kalibrationsmethoden werden momentan untersucht: so kann man z.B. aus der systematischen Verschiebung des mittleren *DCA*-Wertes pro Halbsektor schlecht kalibrierte Regionen identifizieren. Es ist aber noch unklar, wie man diese Systematik korrigieren kann, ohne neue Fehler einzuführen.

Um die TEC optimal kalibrieren zu können, braucht man zusätzliche Information über die genaue Position der Spuren. Diese kann wahrscheinlich die im Frühjahr 1993 zu installierende *Micro-Vertexkammer* liefern. Wenn mit ihrer Hilfe die TEC dann besser kalibriert werden kann, können die dabei gewonnenen Erkenntnisse dank der ausgezeichneten Stabilität der TEC-Betriebsparameter auch rückwirkend auf alte Daten angewendet werden.

Kapitel 7

Methoden zur Messung der Lebensdauer

In diesem Kapitel sollen die wichtigsten Methoden zur Messung von Lebensdauern im $10^{-13}s$ -Bereich mit ihren prinzipiellen Vor- und Nachteilen vorgestellt werden. Ausserdem soll ihre Verwendbarkeit im L3-Experiment begründet werden.

Instabile Teilchen mit mittlerer Lebensdauer $\mathcal{T}$ zerfallen in ihrem Ruhesystem nach einem exponentiellen Zerfallsgesetz. Zu einem Zeitpunkt t existieren noch $N(t)$ Teilchen, mit

$$N(t) = N(0)e^{-t/\mathcal{T}} \quad (7.1)$$

Im Laborsystem misst man wegen der Zeitdilatation

$$t \rightarrow t' = t\gamma, \quad \gamma = E/(mc^2) \quad (7.2)$$

Für $E = 45\text{GeV}$ erhält man für τ -Leptonen $\gamma \approx 25$; also ist auch im Laborsystem die Lebensdauer mit $\mathcal{T}' \approx 7.5 \times 10^{-12}s$ zu klein, um durch direkte Zeitmessung bestimmt zu werden. Stattdessen versucht man, die zurückgelegte Zerfallsstrecke

$$l = tp/m \quad (7.3)$$

der Teilchen zu messen. Bei LEP-Energien betragen die Zerfallsstrecken für τ typisch ein paar wenige Millimeter und sind damit zu kurz, um die τ bzw. ihren Zerfallsvertex direkt zu beobachten.⁽¹⁾ Deshalb muss man versuchen, die Zerfallslänge indirekt zu bestimmen oder den Zerfallsvertex zu extrapolieren.

7.1 Lebensdauerermessung mit einzelnen τ

Bei diesen Methoden versucht man, die Distanz zwischen Entstehungs- und Zerfallsort der τ zu messen. In $(e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-)$ -Ereignissen entstehen keine

¹Wegen des Strahl-Halos müssen die Detektoren mindestens $\approx 7\text{cm}$ vom Strahl entfernt sein.

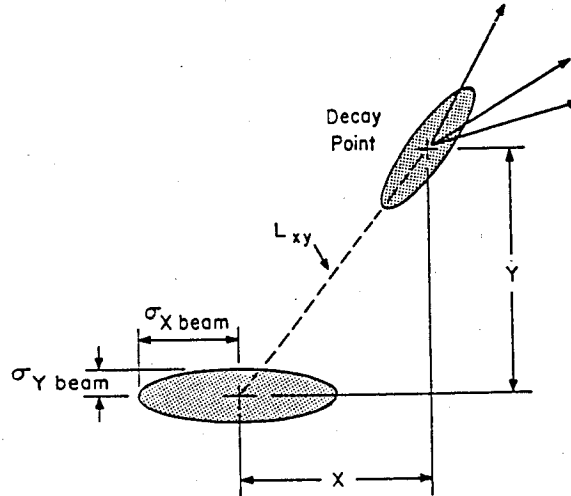
zusätzlichen primären Teilchen, so dass es unmöglich ist, den Entstehungsort der τ für jedes Ereignis zu bestimmen. Stattdessen approximiert man ihn durch die mittlere Strahlposition und nimmt dabei in Kauf, dass die räumliche Ausdehnung der Wechselwirkungsregion zum experimentellen Fehler beiträgt.

7.1.1 Zerfallslängen-Methode

Die Zerfallslängen-Methode kann für diejenigen Zerfälle angewendet werden, in denen mindestens 3 geladene Teilchen entstehen: also

$$\begin{aligned} \tau^- &\rightarrow \nu_\tau \pi^- \pi^- \pi^+ \geq 0 \text{ neutrals} & (\approx 14.\% \text{ aller Zerfälle}) \\ \tau^- &\rightarrow \nu_\tau \pi^- \pi^0 \geq 0 \text{ neutrals}, \pi^0 \rightarrow e^- e^+ \gamma & (\approx 0.7\%; T_{\pi^0} \ll T_\tau) \\ \tau^- &\rightarrow \nu_\tau \pi^- \pi^- \pi^- \pi^+ \pi^+ \geq 0 \text{ neutrals} & (\approx 0.1\%) \end{aligned}$$

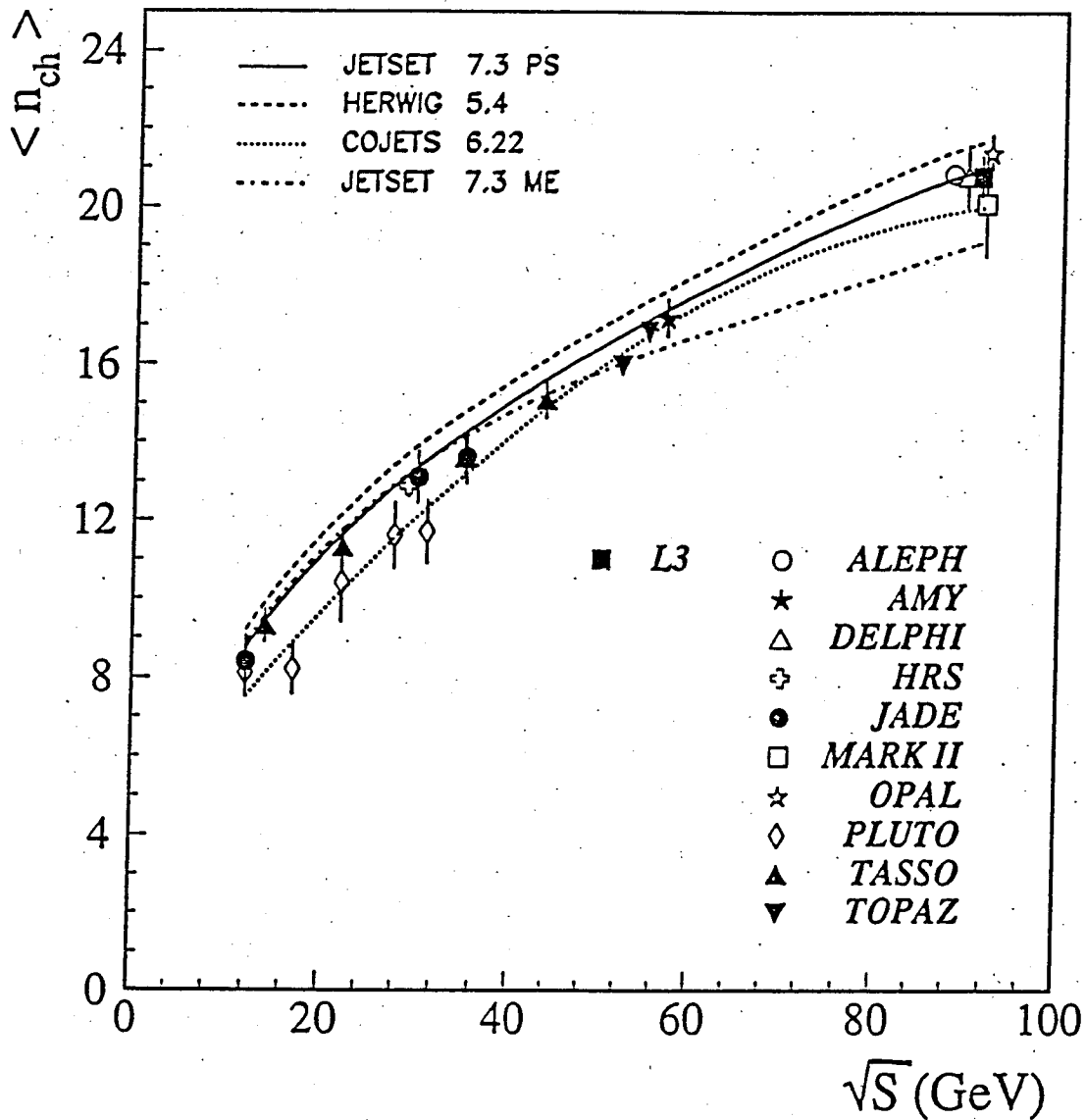
In diesem Fall ist es möglich, aus der Extrapolation der Spuren den Zerfallspunkt zu rekonstruieren und damit die Zerfallslänge zu messen (Figur 7.1).



Figur 7.1: Schematische Darstellung der Zerfallslängenmethode

Eigentlich könnte man erwarten, dass diese Messung umso besser wird, je höher die Energie der τ und damit der γ -Faktor ist: die Zerfallsstrecke wird länger und bei gleichbleibender absoluter Messgenauigkeit deren Bestimmung umso genauer. Also wäre LEP für solche Messungen ideal geeignet. Genaueres Überlegen zeigt aber, dass diese Annahme falsch ist: bei hohen kinetischen Energien wird der Öffnungswinkel der Zerfallsteilchen durch Lorentz-Transformation kleiner und damit die Bestimmung des Zerfallspunktes in Flugrichtung ungenauer. Da dieser Winkel ebenfalls proportional zu γ ist und der Fehler der Vertexbestimmung in erster Näherung linear mit dem Öffnungswinkel geht, wächst der Fehler gleich wie die Messgröße. Das heisst also, dass der relative Fehler konstant bleibt, bzw. dass (bei gleicher Statistik) die Bestimmung der Lebensdauer mit dieser Methode bei LEP Energien nicht grundsätzlich genauer ist, als bei den Experimenten mit niedrigerer Energie.

Bei Experimenten mit niedrigeren Energien liegt das Hauptproblem dieser Methode darin, dass es immer eine nicht vernachlässigbare Anzahl Untergrundereignisse hat, die nicht von ($e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$) unterschieden werden können (speziell aus den Reaktionen ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-\tau^+\tau^-$), ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-q\bar{q}$), und ($e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$)). Dieses Problem ist bei LEP deutlich geringer: der totale Wirkungsquerschnitt von ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-f\bar{f}$) ist in erster Näherung proportional zu $(\log s)$ und deshalb im Vergleich zu demjenigen von ($e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$) bei der Z^0 -Resonanz sehr viel kleiner als bei anderen Energien. Bei hohen Energien entstehen bei ($e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$) mehr geladene Teilchen, so dass sich die Ereignisse leichter von ($e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$) unterscheiden lassen (Figur 7.2).



Figur 7.2: Gemessene Anzahl geladene Spuren in ($e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$)-Ereignissen in Abhängigkeit der Schwerpunktsenergie [37].

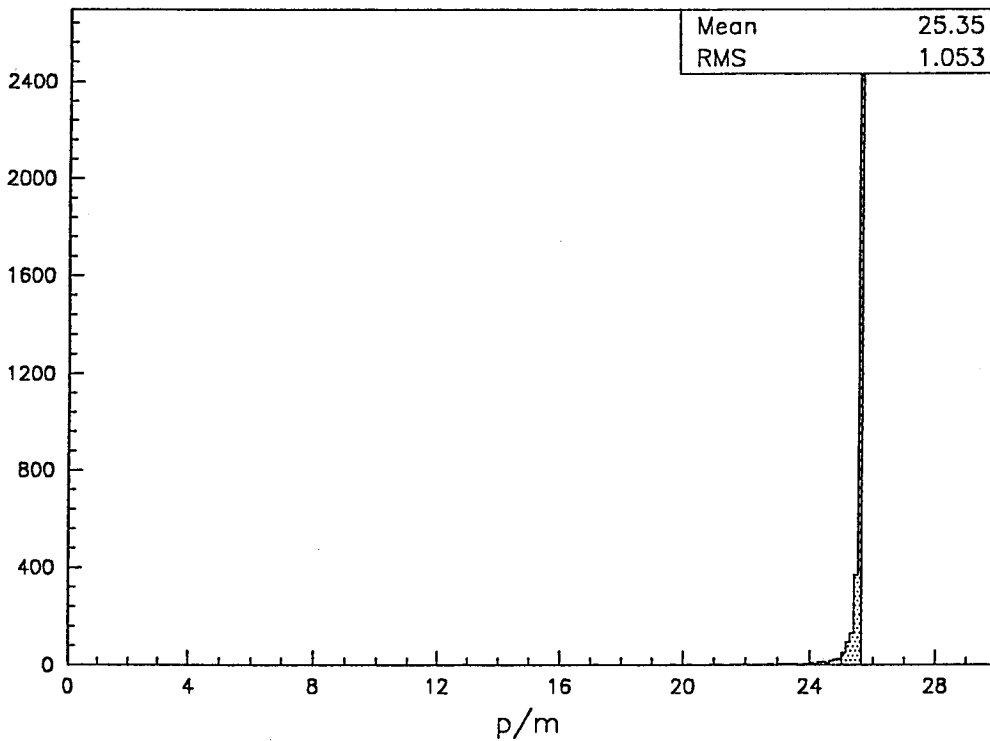
Bei LEP dagegen liegt das Hauptproblem darin, dass die Spuren sehr nahe beieinander liegen und deshalb nicht mehr leicht getrennt werden können. Dank der exzellenten Doppelspurauflösung der L3-Zentralkammer (siehe Kapitel 6.2), kann diese Methode in L3 trotzdem angewendet werden.

Die erwartete Verteilungsfunktion $\mathcal{P}$ der gemessenen Zerfallsdistanz l mit zugehörigem Fehler σ ist eine Faltung aus einer Exponential- und einer Normal-Verteilung:

$$\mathcal{P}(\mathcal{L}, l, \sigma) = \frac{1}{\mathcal{L}\sqrt{2\pi}\sigma} \int_0^\infty e^{-\frac{x}{\mathcal{L}} - \frac{(x-l)^2}{2\sigma^2}} dx \quad (7.4)$$

mit der mittleren Zerfallslänge $\mathcal{L} = \mathcal{T}p/m$. σ umfasst dabei den Fehler des Zerfallsvertex und die Unbestimmtheit des Entstehungsortes des τ .

Die mittlere Zerfallsänge $\mathcal{L}$ kann also direkt bestimmt werden. Da aber wegen *Bremsstrahlung* die Impulse p der τ nicht genau bekannt sind, braucht man Monte-Carlo-Information um aus $\mathcal{L}$ die mittlere Lebensdauer $\mathcal{T}$ zu erhalten. Allerdings ist die Bremsstrahlungskorrektur i.a. ziemlich klein (Figur 7.3).

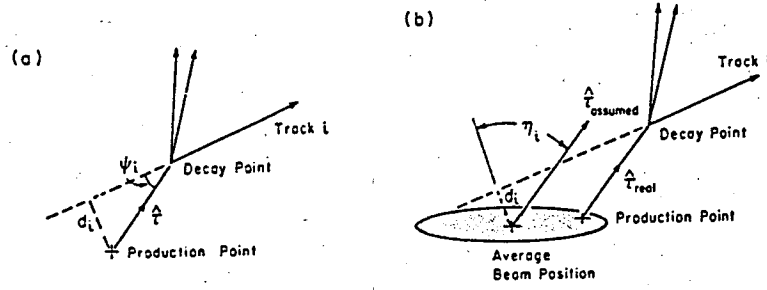


Figur 7.3: p/m -Verteilung für simulierte τ -Zerfälle der 1-3 Topologie

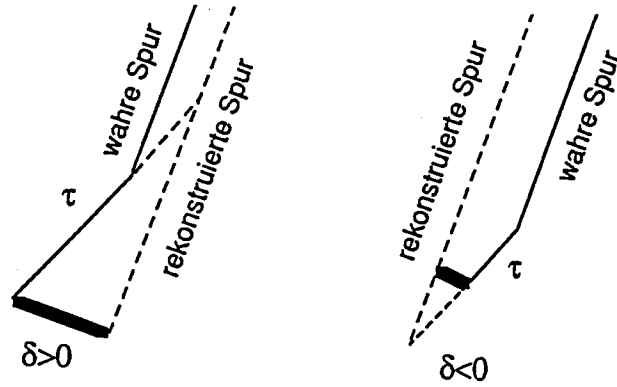
7.1.2 Impaktparameter-Methode

Die meisten τ zerfallen in nur 1 geladenes (plus ein oder mehrere ungeladene) Teilchen. Für solche Ereignisse ist es unmöglich, den Zerfallspunkt zu rekonstruieren. Trotzdem kann eine Lebensdauerermessung gemacht werden: man

verwendet dazu den *Impaktparameter* δ , d.h. den Abstand der extrapolierten Spur vom Entstehungsort der τ (Figur 7.4).



Figur 7.4: Schematische Darstellung der Impaktparametermethode



Figur 7.5: Schematische Darstellung der Definition des Vorzeichens des Impaktparameters.

Wenn die extrapolierte Spur nicht beliebig genau gemessen werden kann, erhält der Impaktparameter ein Vorzeichen: er ist positiv falls in der $r\phi$ -Projektion die extrapolierte Spur die Flugrichtung des τ auf der positiven Seite schneidet (siehe Figur 7.5). Allerdings sind weder genauer Entstehungsort noch Flugrichtung der τ bekannt. Als mittleren Entstehungsort verwendet man wieder die Strahlposition, während die Flugrichtung der beiden i.a. entgegengesetzt auseinanderfliegenden τ durch die *Thrust-Achse* des Ereignisses approximiert wird.

Die Thrust-Achse $\vec{n}_T$ ist definiert als die Richtung, die die Summe der longitudinalen Impulsanteile aller gemessenen Teilchen des Endzustandes relativ zu dieser Achse maximiert:

$$\vec{n}_T = \max_{|\vec{n}|=1} \left(\frac{\sum_a |\vec{p}_a \vec{n}|}{\sum_a |\vec{p}_a|} \right) \vec{n} \quad (7.5)$$

Die Information der TEC wurde 1990 für die Berechnung der Thrust-Achse nicht verwendet.

Gleich wie in der Zerfallslängenmethode wird die Verteilung wieder durch die Faltung aus Gauss- und Normalverteilung beschreiben:

$$\mathcal{P}(\mathcal{D}, \delta, \sigma) = \frac{1}{\mathcal{D}\sqrt{2\pi}\sigma} \int_0^\infty e^{-\frac{x}{\mathcal{D}} - \frac{(x-\delta)^2}{2\sigma^2}} dx \quad (7.6)$$

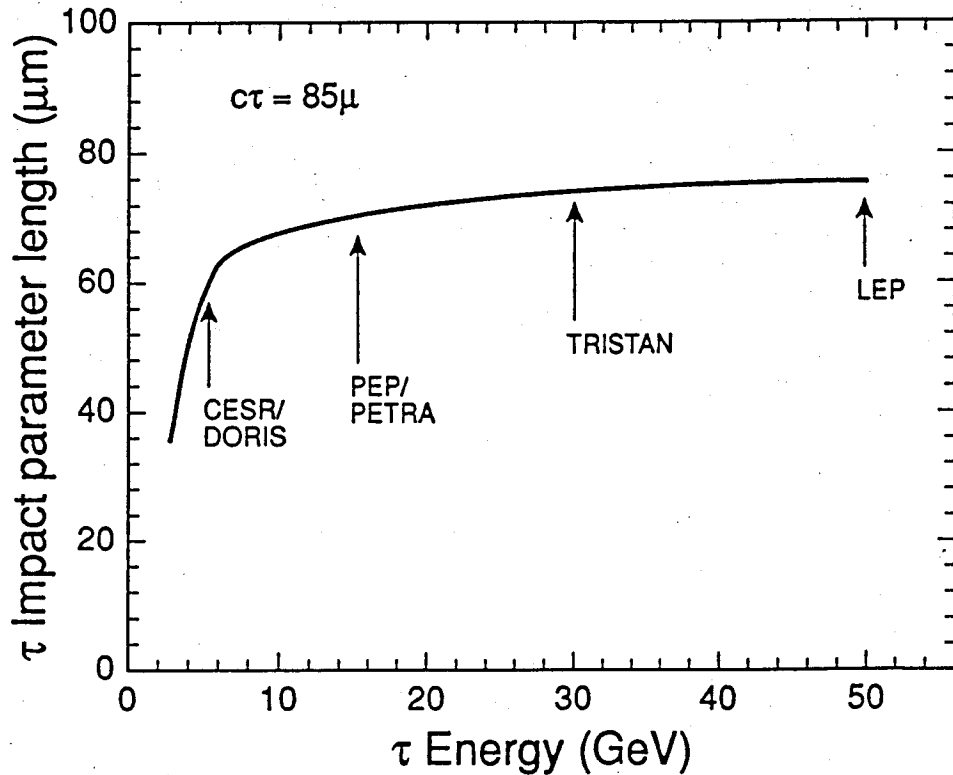
mit $\mathcal{D}$ dem mittleren Impaktparameter und δ, σ der Messung mit zugehörigem Fehler.

Während für die Zerfallslängenmethode ein linearer Zusammenhang zwischen $\mathcal{L}$ und $\mathcal{T}$ besteht, ist die Umrechnung für $\mathcal{D}$ komplizierter:

$$\mathcal{D} = \mathcal{T} |\sin(\psi)| |\sin(\theta)| \frac{p}{m} \quad (7.7)$$

mit ψ dem Winkel zwischen dem τ und der Teilchenspur in der $r\phi$ -Ebene und θ derjenige zwischen τ und Strahlachse. Diese Verteilung kann nur aus Monte-Carlo-Simulationen erhalten werden.

Wie schon bei der Zerfallsmethode zeigt sich auch in der Impaktparametermethode kein prinzipieller Vorteil von LEP gegenüber den Experimenten bei niedrigerer Energie: wegen der Lorentz-Transformation ist der Winkel zwischen Zerfallsteilchen und dem τ kleiner, wodurch die längere Zerfallsstrecke wieder kompensiert wird.



Figur 7.6: Erwarteter mittlerer Impaktparameter $\mathcal{D}$ in Abhängigkeit der Energie des τ

7.1.3 Vergleich der Methoden

Der Vorteil der Zerfallslängenmethode liegt darin, dass sie eine direkte Messung der Zerfallsdistanz und damit der Lebensdauer erlaubt und viel weniger stark von Monte-Carlo Simulationen abhängt. Allerdings können maximal $\approx 15\%$ aller τ -Zerfälle dafür verwendet werden und man benötigt bei LEP-Energien Detektoren mit sehr guter Doppelspurauflösung. Die Impaktparameter-Methode hingegen kann auf mehr τ -Zerfälle angewendet werden und stellt weniger hohe Ansprüche an die Zentralkammer. Dafür hängt sie aber viel stärker von Monte-Carlo-Simulationen und damit vom genauen Verständnis des Detektors ab.

Da die beiden Methoden unterschiedliche τ -Zerfälle verwenden, sind sie statistisch unabhängig und ihre Resultate können kombiniert werden.

7.2 Lebensdauerermessung mit $\tau^+\tau^-$ Ereignissen

In symmetrischen e^+e^- -Collidern (wie LEP) werden $\tau^+\tau^-$ -Paare erzeugt, die (bis auf Effekte höherer Ordnung (*Bremsstrahlung*)) exakt entgegengesetzt auseinanderfliegen. Da gemäss Standardmodell *CPT-Erhaltung* gilt, müssen sie exakt die gleiche (mittlere) Lebensdauer haben. Man kann deshalb versuchen, anstatt den Abstand jedes Zerfallsvertex zum nicht genau bekannten Entstehungsort der τ , die Distanz zwischen den beiden Zerfallspunkten zu messen.

Da mit der momentanen Kalibration der L3-Zentralkammer (Kapitel 5) nicht ausgeschlossen werden kann, dass die systematischen Fehler der Messung von in entgegengesetzter Richtung fliegender Spuren stark korreliert sind, können diese Methoden in L3 (noch) nicht angewendet werden. Sie werden deshalb hier nur der Vollständigkeit halber kurz aufgezählt.

Diese Art Messung ist im Prinzip für alle Event-Topologien möglich:

- 3–3: Beide τ zerfallen in 3 (oder mehr) geladene Teilchen. Vorteil: beide Vertices und deren Abstand voneinander können direkt bestimmt werden. Nachteil: sehr kleine Statistik ($\approx 2\%$ der $\tau^+\tau^-$ Ereignisse) und Fehler der Einzelmessung sehr gross.
- 1–3: Ein τ zerfällt in 1, das andere in 3 (oder mehr) geladene Teilchen. Vorteil: Der Impaktparameter kann anstatt gegen die Strahlposition gegen den rekonstruierten Zerfallsvertex gemessen werden; dessen Fehler senkrecht zur Flugrichtung der τ ist häufig kleiner als die Ausdehnung des Strahls. Nachteil: geringe Statistik ($\approx 14\%$ der $\tau^+\tau^-$ Ereignisse).
- 1–1: Beide τ zerfallen in je 1 geladenes Teilchen. Man misst direkt den Abstand zwischen den beiden Spuren. Vorteil: Die meisten $\tau^+\tau^-$ Ereignisse fallen in diese Klasse, so dass eine hohe Statistik möglich ist;

ausserdem haben moderne Detektoren eine Spur-Auflösung am Vertex die häufig besser ist als die Strahlgrösse in LEP. Nachteil: man berechnet entweder die Differenz $\delta_1 - \delta_2$ der beiden Impaktparameter, wobei dann die Ausdehnung des Strahls doppelt eingeht, oder man verwendet die Summe $\delta_1 + \delta_2$ und braucht dann auch Information über die genaue Flugrichtung der beiden τ [36].

Kapitel 8

Resultate

Dieses Kapitel beschreibt die Auswertung der Daten. Zuerst wird für jede LEP-Füllung die Position und Grösse des Strahls gemessen. Anschliessend werden die Zerfallslängenmethode und die Impaktparametermethode aus Kapitel 7 auf die Daten der 1990-er Periode angewendet, die systematischen Fehler diskutiert und ein kombiniertes Schlussresultat berechnet.

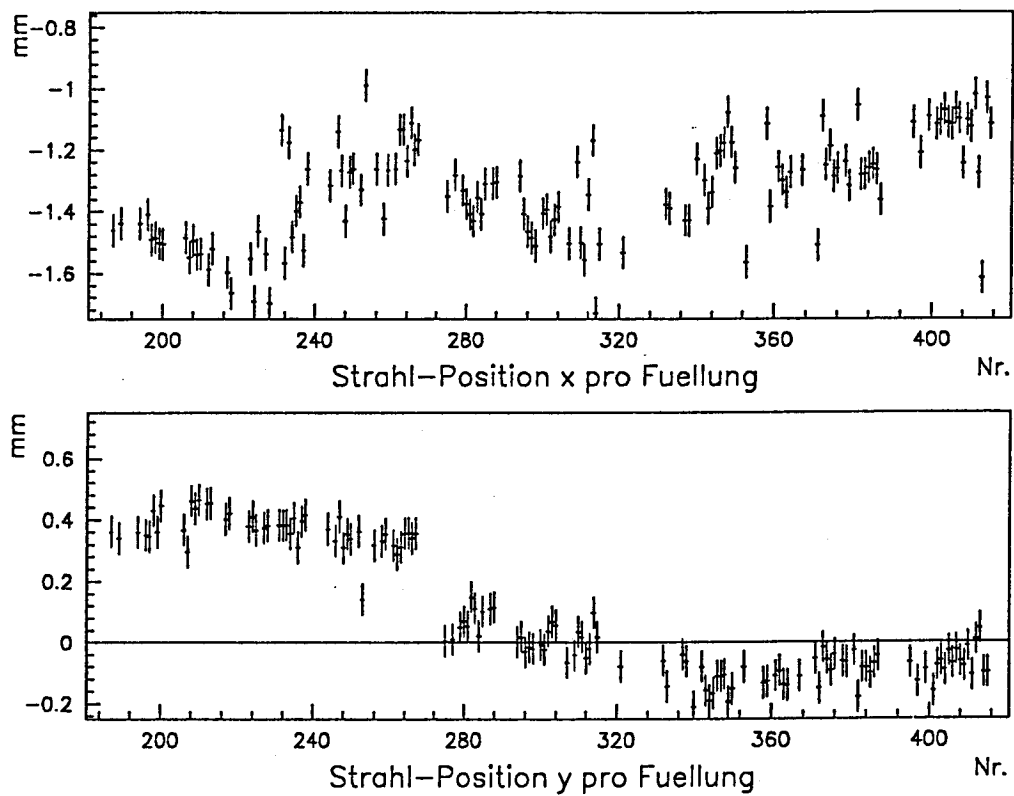
8.1 Bestimmung von Position und Ausdehnung des Strahls

Wie im Kapitel 7 erklärt, wird für die Zerfallslängen- und die Impaktparametermethode der als Referenzpunkt benötigte Entstehungsort der τ durch die Strahlposition approximiert. Da 1990 die *Beam Orbit Monitoren (BOM)* noch nicht in Betrieb waren, muss die Strahlposition mit der TEC aus den Daten bestimmt werden. Dazu verwendet man alle Spuren sämtlicher $q\bar{q}$ -Ereignisse einer LEP-Füllung, die in der TEC mindestens 44 akzeptierte Punkte und ein $|p_t| > 1\text{GeV}$ haben. Anschliessend bestimmt man den gemeinsamen Vertex aller dieser Spuren (siehe Kapitel 4.3). Um diejenigen Spuren zu eliminieren, die nicht direkt vom Strahl her kommen (z.B. Zerfälle langlebiger Teilchen, Rückwärtsstreuungen aus TEC-Aussenzyylinder oder BGO, etc.) wird das maximal erlaubte $|DCA|$ der Spuren iterativ von 5mm auf 0.8mm reduziert.

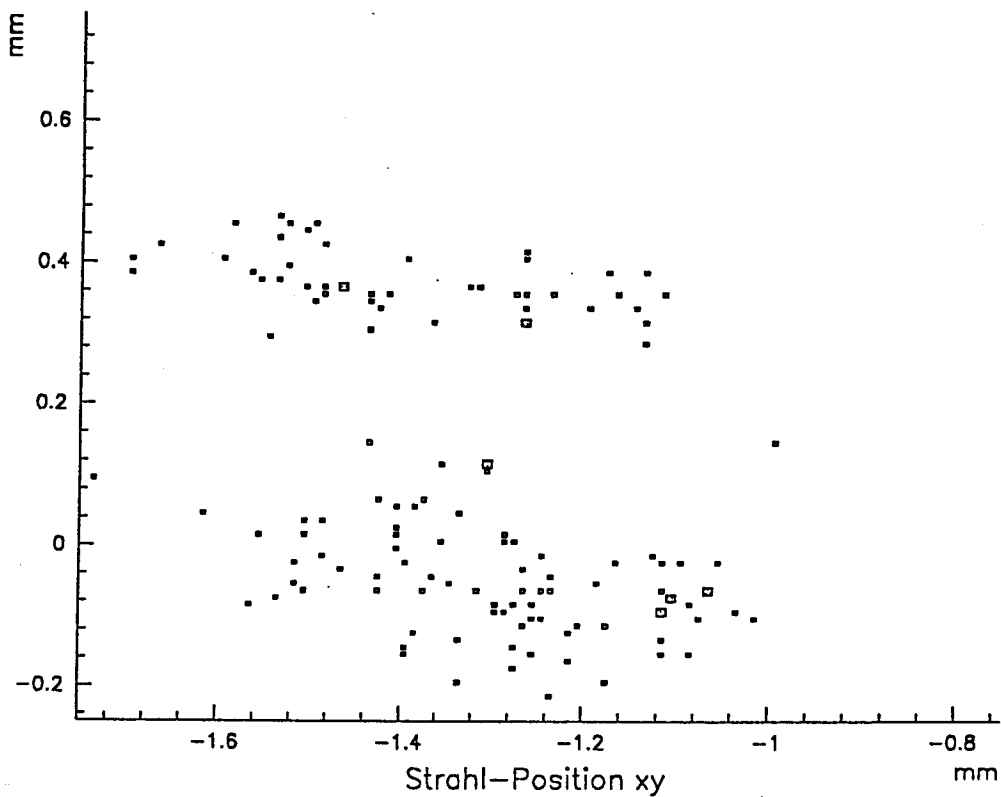
Figur 8.1 zeigt die gemessene Vertexposition pro LEP-Füllung des Jahres 1990 in der LEP-Ebene (a) und senkrecht dazu (b). Wenn man die Positionen gegeneinander aufträgt (Figur 8.2) sieht man, dass LEP im Jahr 1990 zwei bevorzugte mittlere Strahlpositionen im L3-Detektor aufwies.

Da für jede Füllung sehr viele Spuren verwendet werden, ist der statistische Fehler der Bestimmung der Strahlposition $< 1\mu\text{m}$.

Der systematische Fehler besteht aus zwei Komponenten: dem systematischen Fehler der Positionsbestimmung der mittleren Strahlposition und der Variation des Strahlposition während einer Füllung. Um die Stabilität des



Figur 8.1: Gemessene Strahlposition pro LEP-Füllung des Jahres 1990: (a) in der LEP-Ebene und (b) senkrecht dazu.



Figur 8.2: Verteilung der gemessenen Strahlpositionen des Jahres 1990

Strahls abzuschätzen, wurden mehrere Füllungen mit hoher totaler Luminosität in zusammenhängende Zeitabschnitte unterteilt und für diese die Strahlposition einzeln bestimmt. Die Variationen der Position für verschiedene Abschnitte betragen $(44 \pm 15)\mu\text{m}$ gegenüber der Position der ganzen Füllung (Tabelle 8.1)

Füllung Nummer	σ_x [μm]	σ_y [μm]	δ_{fill} [μm]
261	60	20	50
287	32	20	33
311	35	24	40
338	29	21	30
367	33	23	36
373	52	46	62
378	34	38	43
383	33	30	41
386	78	61	90
402	42	28	44
405	27	35	38
408	49	32	52
409	31	24	34
410	28	21	31
Mittel	40 ± 14	30 ± 11	44 ± 15

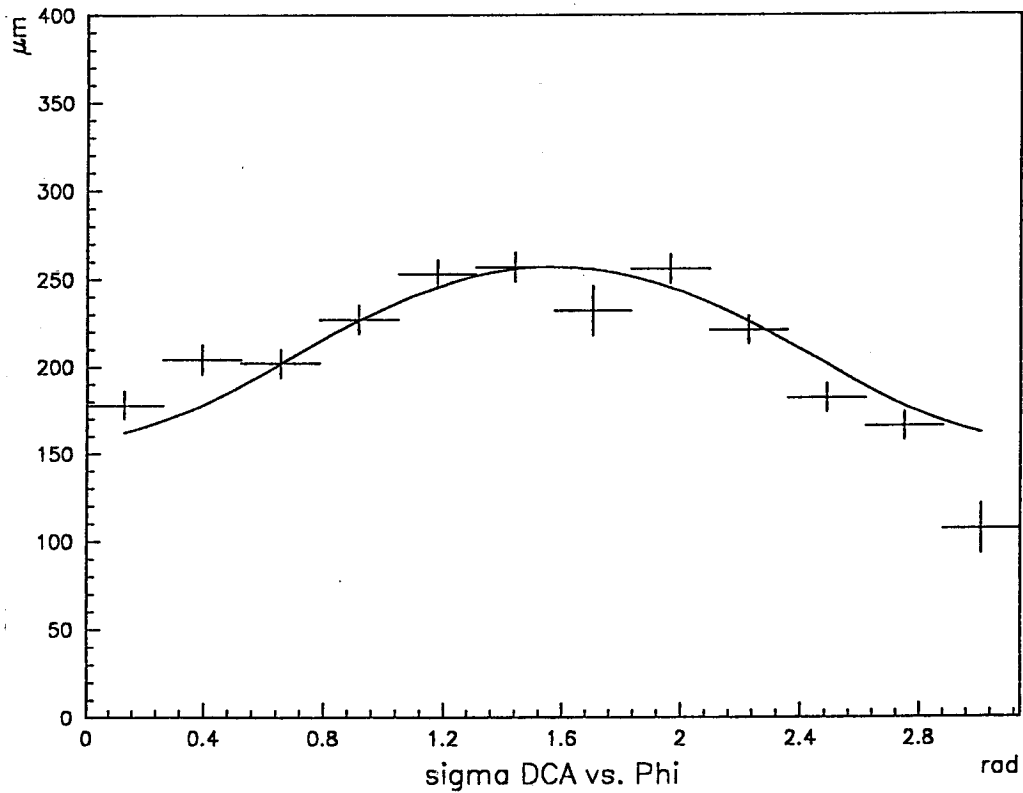
Tabelle 8.1: *Stabilität der Strahlposition pro Füllung mit hoher integrierter Luminosität; in der Mitte von Füllung 386 hat die Strahlposition sichtbar geändert.*

Bei Verwendung so vieler aus allen Richtungen kommenden Spuren kann der systematischer Fehler in der Bestimmung der Strahlposition nur von falscher Kalibration der TEC herrühren. Deshalb wurde die Bestimmung mit systematisch verschobenen Punkten in der TEC mehrfach wiederholt (Tabelle 8.2). Daraus wird der kalibrationsbedingte systematische Fehler der Bestimmung der Strahlposition als $< 20\mu\text{m}$ abgeschätzt.

Für die Bestimmung der Ausdehnung des Strahls nimmt man wieder die hochenergetischen Spuren aus den Ereignissen ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-$) und ($e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$), wobei die Information über die Strahlposition pro Füllung verwendet wurde. Aus der ϕ -abhängigen Variation der Breite der Verteilung des *DCA*-Parameters (Figur 8.3) und der *DCA*-Auflösung der TEC von $147\mu\text{m}$, erhält man eine Strahlgrösse von $(195 \pm 5)\mu\text{m}$ in der LEP-Ebene, bzw $(24 \pm 25)\mu\text{m}$ senkrecht dazu. Darin ist die Variation der Strahlposition während einer Füllung bereits enthalten; der (viel kleinere) systematische Fehler der Strahlposition muss später noch explizit berücksichtigt werden.

Systematische Verschiebung der Punkte in der TEC.	δ_x [μm]	δ_y [μm]	δ_{fill} [μm]
v_{drift} um 0.3% höher	-3 ± 6	6 ± 5	9 ± 7
v_{drift} um 0.3% kleiner	3 ± 6	-7 ± 5	9 ± 7
alle Punkte $-50\mu m$ gegen Anode	0 ± 7	7 ± 5	10 ± 8
alle Punkte $+50\mu m$ gegen Anode	0 ± 7	-6 ± 4	11 ± 9
Punkte in Sekt. 1-12 um $+50\mu m$	-2 ± 3	-3 ± 3	4 ± 3
Punkte in Sekt. 1- 6 um $+50\mu m$	-2 ± 2	0 ± 2	2 ± 2
alle Punkte $25\mu m$ im Uhrzeigersinn	2 ± 2	2 ± 2	4 ± 3
Punkte in Sekt. 1-12 $+25\mu m$	15 ± 4	-5 ± 3	16 ± 5
Punkte in Sekt. 1- 6 $+25\mu m$	5 ± 3	-5 ± 3	7 ± 5
Versch. der Halbsektoren um $(0 \pm 45)\mu m$	< 10	< 10	< 15

Tabelle 8.2: Systematischer Fehler in der Bestimmung der Strahlposition



Figur 8.3: Verteilung des DCA-Parameters gegen ϕ

8.2 Selektion der $\tau^+\tau^-$ -Ereignisse

Die meisten Experimente verwenden für die Selektion von $\tau^+\tau^-$ -Ereignissen die Anzahl der in den Zentralkammern gefundenen Spuren als wichtigstes Kriterium. Die Standard- τ -Selektion in L3 hingegen basierte während der 1990-er Datennahme vorwiegend auf Information aus den Kalorimetern und Myonkammern[38]. Es werden nur Ereignisse akzeptiert, die alle folgenden Bedingungen erfüllen:

1. Die totale Energie im BGO-Barrel liegt zwischen 2GeV und 60GeV.
2. Die Anzahl örtlich separierter Cluster im BGO ist kleiner als 13 und die Anzahl geladener Spuren in der TEC ist kleiner als 9.
3. Es hat mindestens ein Signal aus dem Scintillations-Zähler innerhalb eines Zeitfensters von 6ns gegenüber dem Zeitpunkt der Wechselwirkung.
4. Im Ereignis hat es genau 2 oder 3 Jets (d.h. deutlich separierte Regionen mit Energieablagerung in den Kalorimetern bzw. Spur in der Myonkammer) mit einer totalen Energie von mehr als 3GeV in jedem Jet.
5. Der Winkel zwischen den Achsen der beiden Jets mit den höchsten Energien (*Acolinearität*) beträgt weniger als 14° .
6. Das Ereignis hat maximal eine isolierte Spur in der Myonkammer und das rekonstruierte Myon darf höchstens 88% der Strahlenergie besitzen.
7. Wenn die Energieverteilung eines Jets in den Kalorimetern mit derjenigen eines elektromagnetischen Teilchens übereinstimmt, darf die zu diesem Jet gehörende Energieablagerung im BGO nicht mehr als 88% der Strahlenergie betragen.
8. Da während der 1990-er Datennahme noch kein BGO in Vorwärts- bzw. Rückwärtsrichtung existierte, muss die Thrust-Achse der Ereignisse einen Winkel von $|\cos(\theta_t)| < 0.7$ haben.

Die Einschränkung der totalen Energie im BGO (1) verwirft die Ereignisse ($e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$) und ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$). Hadronische Ereignisse werden wegen der Multiplizitätsgrenze (2), kosmische Myonen wegen des Zeitkriteriums (3) nicht selektiert. Die anderen Schnitte (4, 5, 6 und 7) dienen der weiteren Reduzierung des Untergrundes.

Anhand von Monte-Carlo Simulationen kann der resultierende Untergrund abgeschätzt werden. Aus ($e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$) beträgt er $(2.2 \pm 0.2)\%$ aller selektierter Ereignisse und stammt vorwiegend aus dem Kanal ($e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$). Der Untergrund aus den Zwei-Photon Prozessen ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-\tau^+\tau^-$),

$(e^+e^- \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-)$ und $(e^+e^- \rightarrow e^+e^-q\bar{q})$, die bei Experimenten mit niedrigeren Energien eine grosse Rolle spielen, beträgt $\approx 0.1\%$. Weitere $\approx 0.2\%$ kommen von übriggebliebenen kosmischen Myonen. Gleichzeitig werden $(75.4 \pm 0.3)\%$ aller $(e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-)$ -Ereignisse innerhalb der Winkelgrenzen (8) akzeptiert.

8.3 Resultat mit Zerfallslängenmethode

Die Zerfallslängenmethode kann nur auf diejenigen $\tau^+\tau^-$ -Ereignisse angewendet werden, die die gute Messung eines Zerfallsvertex erlauben. Deshalb sind zusätzliche Selektionskriterien nötig. Anschliessend wird die mittlere Lebensdauer mittels *Maximum-Likelihood* Anpassung ermittelt und der systematischen Fehler diskutiert.

8.3.1 Zusätzliche Selektionskriterien

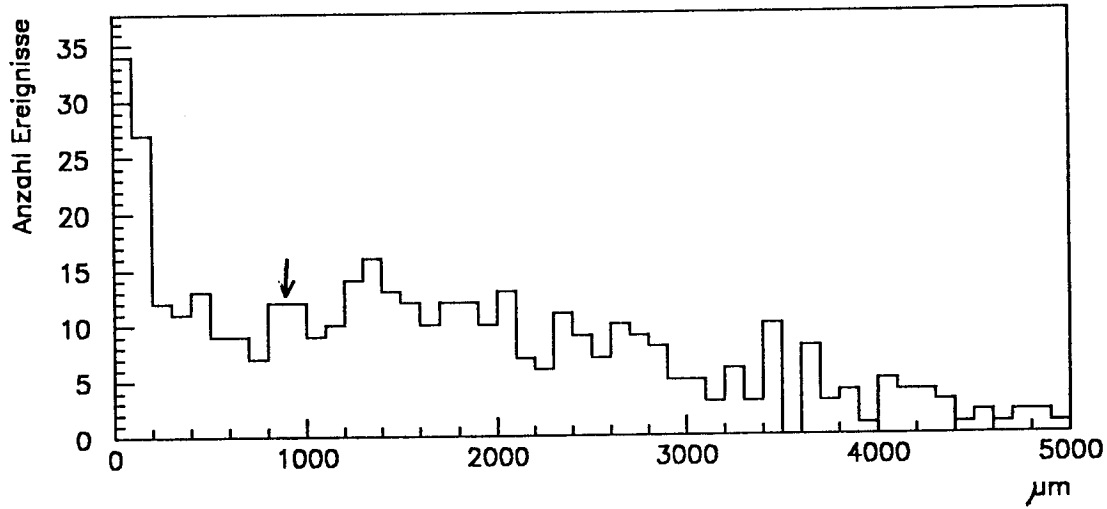
Die im vorherigen Abschnitt erklärte L3-Standardselektion wird noch durch die folgenden Kriterien ergänzt; dabei werden nur Spuren betrachtet, die in der TEC mindestens 44 Punkte und ein $|DCA| < 3\text{mm}$ haben.

- *1-3 Topologie:* Für die Zerfallslängenmethode können im Prinzip alle Ereignisse verwendet werden, in denen mindestens ein τ in mehr als ein geladenes Teilchen zerfällt. Es sind dies (siehe Kapitel 7) Ereignisse mit den Topologien 1-3, 3-3 und 1-5. Wenn ein τ in mehr Teilchen zerfällt, erhält man im Mittel genauere Information über seine ursprüngliche Flugrichtung. Die für die Bestimmung des θ -Winkels benötigte Thrust-Achse ist deshalb für die verschiedenen Topologien unterschiedlich genau, so dass die Ereignisse nicht in einen gemeinsamen Fit zusammengefasst werden dürfen. Da nun aber die Topologien 3-3 und 1-5 mit $\approx 2\%$ bzw. $< 0.2\%$ aller $\tau^+\tau^-$ -Ereignisse zu selten sind um separat behandelt zu werden, wurde nur die 1-3 Topologie ($\approx 24\%$ aller Ereignisse) verwendet. Ausserdem ist der Untergrund aus $(e^+e^- \rightarrow q\bar{q})$ in den 3-3 bzw. 1-5 Topologien deutlich höher.
- *richtige Ladungsverteilung:* Vor allem für Spuren im Gap bzw. nahe bei der Kathodenebene kommt es vor, dass die Krümmung der Spur das falsche Vorzeichen hat. Da diese Spuren nun um $\approx 10\text{cm}$ bis zum Zerfallsvertex extrapoliert werden müssen, wird in einem solchen Fall der Fehler der extrapolierten Spur massiv unterschätzt. Solche Ereignisse können verworfen werden, indem man verlangt, dass der Betrag der totalen Ladung in beiden Hemisphären gleich 1 und die Gesamtladung des Ereignisses gleich 0 ist. Die Hemisphären sind dabei durch eine Ebene durch die Strahlposition und senkrecht auf die Thrust-Achse getrennt.
- *Punkte in TECI:* Spuren die nur Punkte aus TECO enthalten, müssen über einen grösseren Abstand extrapoliert werden und ihr Fehler am

Zerfallspunkt ist deshalb viel grösser. Aus diesem Grund werden nur Ereignisse verwendet, bei denen alle 3 vom gleichen τ -Zerfall stammenden Spuren mindestens 2 Punkte aus TECI akzeptiert haben. Gleichzeitig wird dadurch sichergestellt, dass alle Spuren mit der richtigen Ambiguität rekonstruiert wurden.

- *Minimalabstand der Spuren:* Im Kapitel 6 wurde gezeigt, dass Spuren die weniger als $900\mu\text{m}$ voneinander getrennt sind, sich gegenseitig beeinflussen. Um solche Effekte zu vermeiden wird gefordert, dass die 3 Spuren in der ganzen TEC mindestens $900\mu\text{m}$ voneinander getrennt sind. Dies verwirft ausserdem alle τ -Zerfälle in ein geladenes Teilchen plus ein im Strahl- oder TEC-Rohr konvertiertes Photon, da diese Spuren in TECI nicht soweit getrennt sind.
- *Maximaler Öffnungswinkel:* Um zu verhindern, dass sich ev. Kalibrationsfehler zu stark aufaddieren, darf der maximale Öffnungswinkel der 3 Spuren nicht mehr als 15° betragen; d.h. alle Spuren müssen innerhalb dreier benachbarter TEC-Halbsektoren liegen.
- *Minimaler Impuls:* 1990 befanden sich zwischen dem Strahl und der innersten TEC-Anode nur 2 Beryllium-Rohre von je 1.5mm Dicke bei einem Radius von 78 bzw. 90mm . Deshalb ist die Mehrfachstreuung sehr gering: bei der Extrapolation einer Spur mit $p_t = 1\text{GeV}$ zum Mittelpunkt macht sie nur gerade $83\mu\text{m}$ aus. Da sie aber $\propto 1/p$ ist, wird sie für niederenergetische Teilchen trotzdem gross. Es wurde deshalb verlangt, dass alle 3 Spuren ein $|p_t| > 1\text{GeV}$ haben.
- *Energieverlust in Strahl- und TEC-Rohr:* Teilchen mit einer Energie $> 1\text{GeV}$ haben nicht nur wenig Mehrfachstreuung, sondern auch der Energieverlust in den Berylliumrohren ist i.a. vernachlässigbar. Es kann jedoch vorkommen, dass die Pionen ein oder mehrere Teilchen aus den Rohren herausschlagen und dabei viel von ihrer ursprünglichen Energie verlieren. Wenn aber Spuren mit zu wenig Energie zum Zentrum extrapoliert werden, ergibt sich daraus eine systematisch zu grosse Lebensdauer. Deshalb wird als zusätzliches Kriterium verlangt, dass es keine Spuren (ohne die Eingangs erwähnten Qualitätskriterien) gibt, die vom Durchstosspunkt der Zerfallsteilchen durch Strahl- bzw. TEC-Rohr her stammen.
- *Qualität des Vertex:* Der aus den 3 Spuren rekonstruierte Vertex muss gut gefittet sein, d.h. der berechnete Fehler der Vertexposition muss kleiner sein als 15mm und $P(\chi^2) > 0.02$.

Diese Selektionskriterien dienen in erster Linie dazu, nur gut vermessene Ereignisse der 1–3-Topologie zu erhalten und systematische Verschiebungen der gemessenen τ -Lebensdauer zu verhindern. Es zeigt sich aber, dass sie



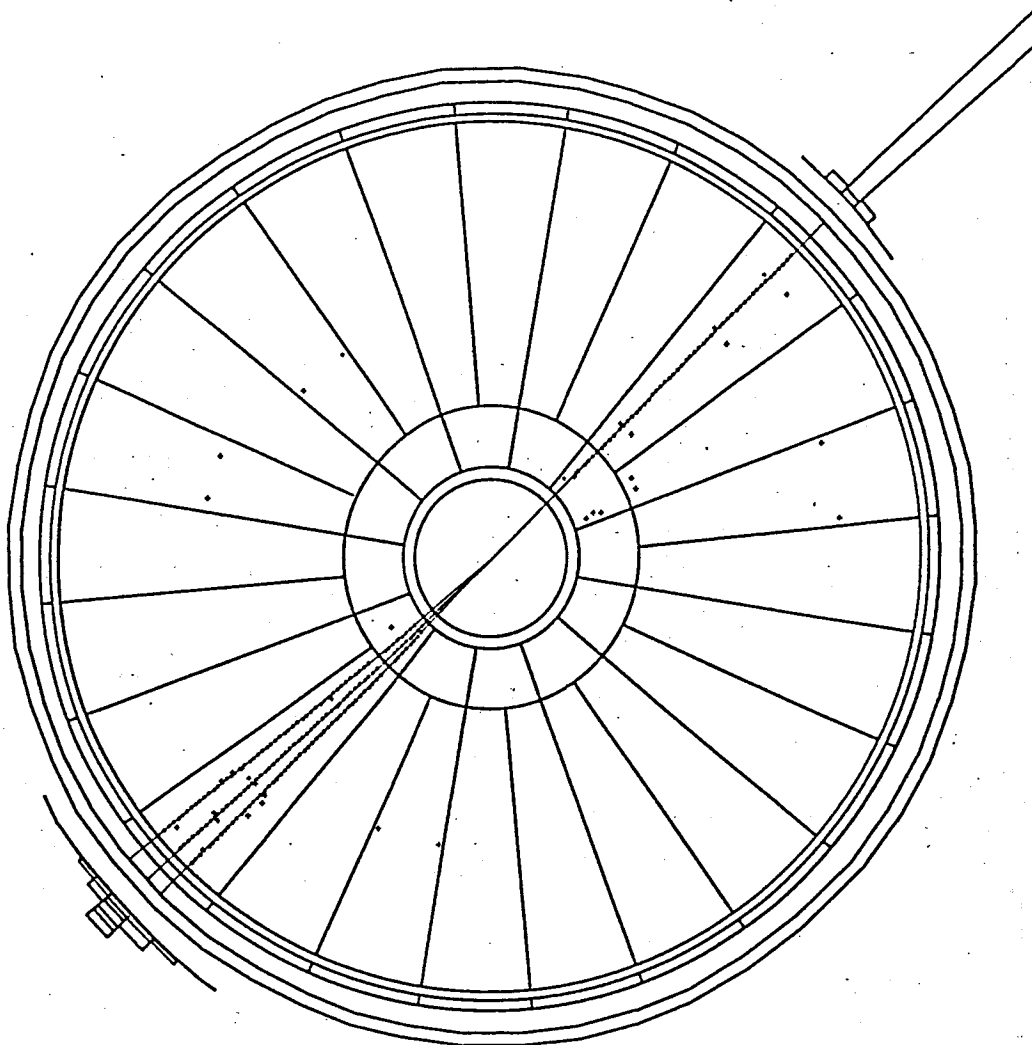
Figur 8.4: Verteilung des minimalen Abstandes zweier rekonstruierter Spuren in simulierten τ -Zerfällen mit $\sqrt{s} = 45.6\text{GeV}$

Selektion	τ_{MC}	$q\bar{q}_{MC}$	τ_{1990}
total	46500	216000	—
L3-Standard- τ	20776	(93)	2540
θ_{Thrust}	—	133822	—
rekonstruierte 1-3 Topologie	4976	55	545
Ladung	4641	44	435
Punkte in TECI	4574	44	419
minimaler Abstand zweier Spuren	2895	42	297
max. Öffnungswinkel	2876	11	288
min. $ p_t $	2587	0	262
kein Spur von Innenrohr	2573	0	259
Vertexqualität	2254	0	223

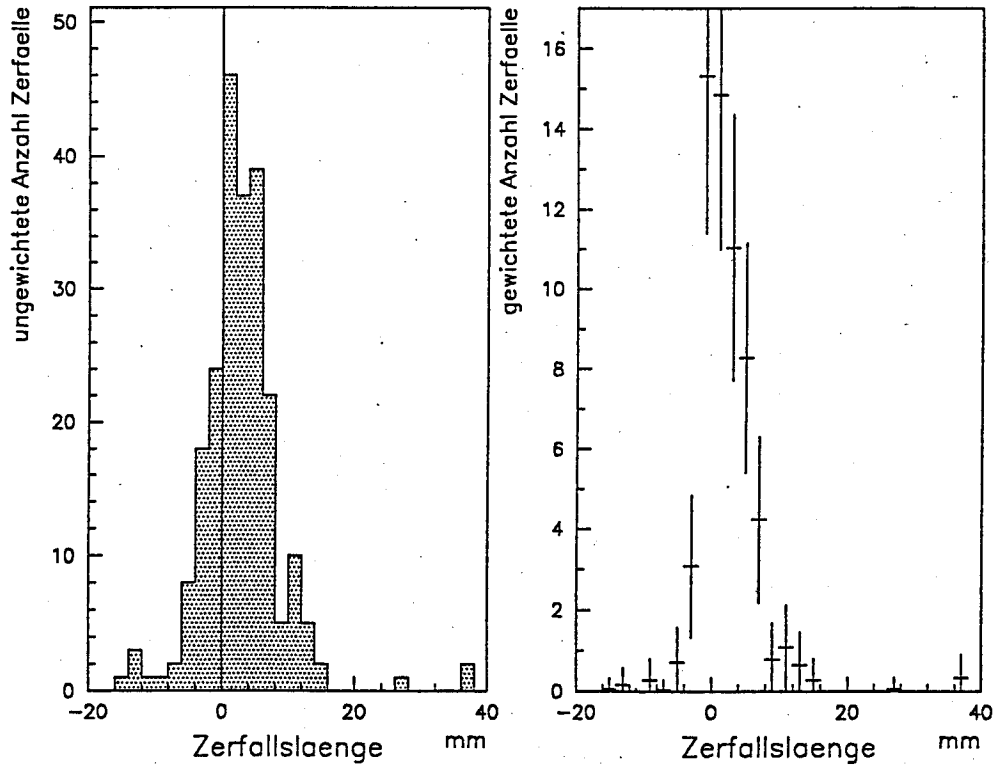
Tabelle 8.3: Anzahl selektierte $\tau^+\tau^-$ -Ereignisse der 1-3 Topologie für Monte-Carlo und die Daten von 1990. Auf die $q\bar{q}_{MC}$ wurde nur der θ_{Thrust} -cut und nicht die ganze L3- τ -Selektion angewendet.

gleichzeitig auch die Untergrundereignisse weitgehendst verwerfen (siehe Tabelle 8.3). Dabei handelt es sich nicht nur um den in Kapitel 8.2 erwähnten Untergrund, sondern auch um τ -Ereignisse mit 1-1-Topologie, bei denen ein zusätzliches Photon im Strahl- bzw. TEC-Rohr in ein e^+e^- -Paar konvertiert.

Für die 1990-er Daten überleben insgesamt 223 Ereignisse sämtliche Kriterien. Gleichzeitig erwartet man, dass statistisch weniger als 1 Untergrundergebnis akzeptiert wurde.



Figur 8.5: In L3 gemessenes ($e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$)-Ereignis. Ein τ zerfällt in ein e^+ , das andere in 3 geladene Pionen. Der Öffnungswinkel der drei Pionen ist überdurchschnittlich gross. Das Hadronkalorimeter und die Myonenkammern sind nicht gezeichnet.



Figur 8.6: Gemessene Verteilung der Zerfallslänge der selektieren τ -Zerfälle mit 1-3-Topologie.

8.3.2 Fitten der Lebensdauer

Die gemessene Zerfallslängenverteilung der selektierten Ereignisse zeigt Figur 8.6.

Wie in Kapitel 7 beschrieben, entspricht die erwartete Verteilungsfunktion $\mathcal{P}$ der gemessenen Zerfallslänge l mit Fehler σ der Faltung einer Exponential- mit einer Normalverteilung:

$$\mathcal{P}(\mathcal{L}, l, \sigma) = \frac{1}{\mathcal{L}\sqrt{2\pi}\sigma} \int_0^\infty e^{-\frac{x}{\mathcal{L}} - \frac{(x-l)^2}{2\sigma^2}} dx \quad (8.1)$$

Dieses Integral lässt sich nicht geschlossen lösen; aber man kann es in die sogenannte *Fehlerfunktion* (*erfc*) überführen:

$$\begin{aligned} \mathcal{P}(\mathcal{L}, l, \sigma) &= \frac{1}{2\mathcal{L}} e^{-\frac{l^2}{2\sigma^2} + \Theta^2} \operatorname{erfc}(\Theta) \\ \Theta &= \frac{1}{\sqrt{2}} (\sigma/\mathcal{L} - l/\sigma) \\ \operatorname{erfc}(z) &= \frac{2}{\pi} \int_z^\infty e^{-z^2} dz \end{aligned} \quad (8.2)$$

Aus der gefitteten mittleren Zerfallslänge $\mathcal{L}$ erhält man dann die Lebensdauer

$$T = \mathcal{L}/c\gamma = \mathcal{L}m/p \quad (8.3)$$

Bevor die Verteilung aber gefittet werden kann, müssen die Messwerte erst modifiziert werden:

- In der vorliegenden Arbeit wurde nur die $r\phi$ -Information der Spuren verwendet; deshalb misst man auch nur die Projektion der Zerfallslänge in die $r\phi$ -Ebene. Um die totale Zerfallslänge zu erhalten müssen die einzelnen Messwerte jeweils durch $\sin(\theta_\tau)$ dividiert werden. Da θ_τ nicht bekannt ist, wird es durch den Winkel θ_T der Thrust-Achse approximiert. Der dadurch eingeführte Fehler muss später berücksichtigt werden.
- Für diejenigen Ereignisse, die nicht mit einer Strahlenergie von 45.6 GeV gemessen wurden, muss die Zerfallslänge entsprechend korrigiert werden.
- Der gesamte Fehler σ der Einzelmessung setzt sich zusammen aus dem Fehler der Bestimmung der Zerfallsposition (σ_l) und der Ausdehnung des Strahls in Flugrichtung des τ sowie aus dem systematischen Fehler der Bestimmung der Strahlposition:

$$\sigma = \sqrt{\sigma_l^2 + (\sigma_{Strahl(x)} \sin \phi_\tau)^2 + (\sigma_{Strahl(y)} \cos \phi_\tau)^2 + \sigma_{syst(Strahl)}^2} \quad (8.4)$$

Ausserdem ist wegen Bremsstrahlungseffekten p/m keine Konstante, sondern besitzt eine Verteilung, die man aus Monte-Carlo Ereignissen bestimmen kann.

Für einen bestimmten Zerfall j erhält man dann die Verteilungsfunktion

$$\mathcal{P}_j(\mathcal{T}, l_j, \sigma_j) = \int_0^\infty \mathcal{F}(\gamma) \mathcal{P}(\mathcal{T}\gamma, l_j, \sigma_j) d\gamma \quad (8.5)$$

wobei $\mathcal{F}$ der Verteilung von p/m entspricht.

Um die Fehler jeder Einzelmessung berücksichtigen zu können wird die gemessene Verteilung mittels ungebinnter Maximum-Likelihood-Anpassung gefittet. Die Wahrscheinlichkeit einer Lebensdauer $\mathcal{T}$ bei den Messwerten l_j mit Fehler σ_j ist dann

$$P(\mathcal{T}, l_1, \sigma_1, \dots, l_N, \sigma_N) = \prod_{j=1}^N \mathcal{P}(\mathcal{T}, l_j, \sigma_j) \quad (8.6)$$

Die gesuchte Lebensdauer entspricht dann einem maximalen Wert für P .

Allerdings ist die ungebinnte Maximum-Likelihood-Anpassung sehr empfindlich gegenüber Ausreisser-Ereignissen mit sehr kleiner Wahrscheinlichkeit $\mathcal{P}_j$. Deshalb wird die Zerfallslänge auf den Bereich $-15\text{mm} < l_j < 20\text{mm}$ eingeschränkt. Diese Limite muss im Fit berücksichtigt werden [40]:

$$\mathcal{P}(\mathcal{T}, l_j, \sigma_j) \rightarrow \mathcal{P}_r(\mathcal{T}, l_j, \sigma_j, l_{min}, l_{max}) = \frac{\mathcal{P}(\mathcal{T}, l_j, \sigma_j)}{\int_{l_{min}}^{l_{max}} \mathcal{P}(\mathcal{T}, l, \sigma_j) dl} \quad (8.7)$$

Mit diesem Fit erhält man eine Lebensdauer für die τ -Leptonen von

$$\mathcal{T} = (301 \pm 31) \text{ fs} \quad (8.8)$$

8.3.3 Systematische Fehler

Es gibt mehrere Quellen für einen systematischen Fehler:

- *ungenau Kalibration der TEC:* 13 fs
 Ein Hauptbeitrag zum systematischen Fehler der Lebensdauerermessung kommt von der zuwenig genau bekannten Kalibration der TEC. Um ihren Einfluss abzuschätzen wurden die Punkte in der TEC systematisch verschoben und die Spuren und daraus der Zerfallsvertex neu gefittet. Wenn alle Punkte systematisch um $+25\mu\text{m}$ oder $-25\mu\text{m}$ in Driftrichtung verschoben werden (d.h. Änderung von t_{grid} um 4ns), ändert sich die Lebensdauer um jeweils 1.0%. Ändert man die globale Driftgeschwindigkeit v_{drift} um 0.1% ergibt sich daraus eine Lebensdaueränderung von 1.1%. Der Einfluss des Lorentzwinkels α_L ist vernachlässigbar.
 Sehr viel grösser ist der Einfluss von systematischen Verschiebungen zwischen TECI und TECO: werden die Halbsektoren wie in Kapitel 6.3 beschrieben um $(0 \pm 45)\mu\text{m}$ gegeneinander verschoben, ändert die Lebensdauer um bis zu 4%.
- *Falsche Auflösung der Zerfallslänge:* 15 fs
 Die mittlere Zerfallslänge $\mathcal{L}$ ist stark mit dem mittleren Fehler der gemessenen Zerfallslängen korreliert: ersetzt man in Funktion 8.7 die Messfehler σ_j durch $k\sigma_j$ und fittet $\mathcal{L}$ und k gemeinsam, erhält man $k = 1.05 \pm 0.19$. Innerhalb von diesem Bereich variiert $\mathcal{L}$ um 5%. In diesem Fehler inbegriffen sind der systematische Fehler der Strahlposition und der Fehler der Strahlausdehnung. Es ist informativ zu untersuchen, was diese Parameter allein für einen Einfluss haben: systematische Verschiebung der Strahlposition um $50\mu\text{m}$ bzw. Änderung der Strahlausdehnung um $50\mu\text{m}$ haben keinen messbaren Einfluss auf das Resultat. Der Fehler wird also durch die zuwenig genau bekannte TEC-Auflösung dominiert.
- *Approximation der τ -Flugrichtung durch die Thrust-Achse:* 1 fs
 Der Winkel θ_τ zwischen τ und Strahl wird gemäss Monte-Carlo durch θ_T auf $0 \pm 18\text{mrad}$ genau wiedergegeben. Variiert man die verwendeten Winkel um diesen Wert, ändert sich die Lebensdauer um weniger als 0.5%. Der Einfluss eines des nicht exakten ϕ -Winkels ist völlig vernachlässigbar.
- *Schnitt in der Zerfallslänge:* 5 fs
 Eine Änderung der maximal zugelassenen Zerfallslänge um $\pm 2\text{mm}$ ändert das Resultat um 1.7%.

Werden diese Zahlen quadratisch addiert, erhält man einen systematischen Fehler von 21 fs. Das Resultat der Zerfallslängenmethode ist also

$$\mathcal{T}_3 = (301 \pm 31 \pm 21) \text{ fs} \quad (8.9)$$

8.4 Resultat mit Impaktparametermethode

Auch für die Anwendung der Impaktparametermethode muss die L3-Standard Selektion durch zusätzliche Kriterien ergänzt werden. Anschliessend wird aus den selektierten Ereignissen die Lebensdauer des τ ermittelt und schlussendlich der systematische Fehler abgeschätzt.

8.4.1 Zusätzliche Selektionskriterien

Die zusätzlichen Selektionskriterien für die Impaktparametermethode sind i.a. äquivalent zu denjenigen für die Zerfallslängenmethode und werden aus dem gleichen Grund angewendet. Auch die Qualitätsbedingungen an die in Betracht gezogenen Spuren sind gleich wie in Kapitel 8.3.1.

- Verwende nur Ereignisse mit 1–1 Topologie. Andere Topologien besitzen unterschiedlich gut definierte Thrust-Achse.
- Die Gesamtladung der beiden Spuren muss Null sein.
- Um Muonen aus der kosmischen Strahlung zu eliminieren, muss für beide Spuren $|DCA| < 1.3\text{mm}$ und der Abstand der Spuren voneinander am Ursprung $< 1\text{mm}$ sein.
- Von den in jedem Ereignis vorhandenen zwei τ -Zerfällen werden nur diejenigen verwendet, für die die zugehörige Spur mindestens 2 Punkte in TECI enthält und ein $|p_t| \geq 1\text{GeV}$ hat.
- Es darf keine zusätzliche Teilchenspur vom Durchstosspunkt durch Strahl- bzw. TEC-Rohr ausgehen.

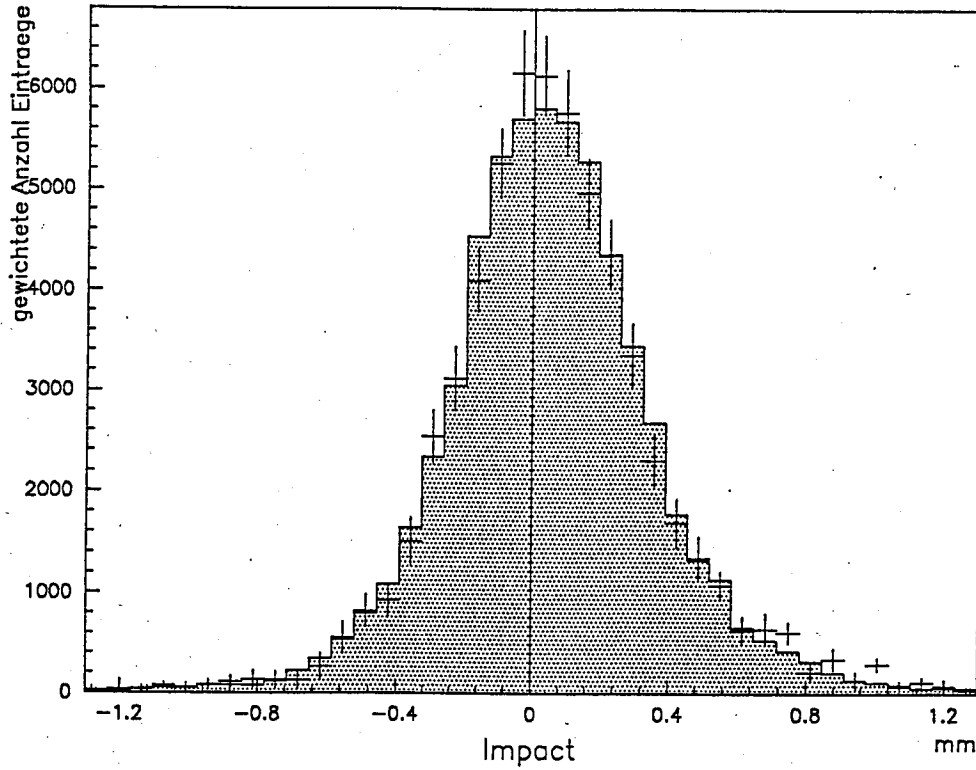
Insgesamt erfüllen 2557 τ -Zerfälle des Jahres 1990 sämtliche Kriterien. Der Untergrund beträgt $\approx (1.3 \pm 0.7)\%$ und ist vernachlässigbar.

8.4.2 Bestimmung der Lebensdauer

Figur 8.7 zeigt die Verteilung der gemessenen Impaktparameter der selektierten Ereignisse zusammen mit denjenigen einer Monte-Carlo-Simulation mit $T_{MC} = 304\text{ fs}$.

Die wiederum aus der Faltung einer Exponential- und Normal-Verteilung erhaltene Verteilungsfunktion des mittleren Impaktparameters $\mathcal{D}$ für eine Messung δ_j mit Messfehler σ_j lautet:

$$\mathcal{P}_j(\mathcal{D}, \delta_j, \sigma_j) = \frac{1}{\mathcal{D}\sqrt{2\pi}\sigma_j} \int_0^\infty e^{-\frac{x}{\mathcal{D}} - \frac{(x-\delta_j)^2}{\sigma_j^2}} dx \quad (8.10)$$



Figur 8.7: Gemessene Verteilung des Impaktparameters der selektieren τ -Zerfälle mit 1-1-Topologie (Punkte) und von Monte-Carlo-Simulation mit $T = 304$ fs.

Dabei enthält σ_j die Unsicherheit der Position der extrapolierten Spur, den Effekt der Mehrfachstreuung in Strahlrohr und TEC-Innenzylinder sowie die Ausdehnung des Strahls und den Fehler der Strahlposition:

$$\sigma_j = \sqrt{\sigma_{TEC}^2 + \sigma_{MS}^2 + (\sigma_{Strahl(x)} \sin \phi_{\tau_j})^2 + (\sigma_{Strahl(y)} \cos \phi_{\tau_j})^2 + \sigma_{syst(Strahl)}^2} \quad (8.11)$$

Der Zusammenhang zwischen T und $\mathcal{D}$ ist komplizierter als derjenige zwischen T und $\mathcal{L}$: es gilt

$$\mathcal{D} = T |\sin(\psi)| |\sin(\theta)| \frac{p}{m} \quad (8.12)$$

mit ψ dem Winkel zwischen dem τ und der Teilchenspur in der $R\phi$ -Ebene und θ derjenige zwischen τ und Strahlachse. Die nicht direkt messbare Flugrichtung des τ wird wieder durch die Thrust-Achse approximiert. Diese Funktion muss man einer Monte-Carlo Simulation entnehmen und mit dem gemessenen $\mathcal{D}$ falten.

Eine andere Möglichkeit, $\mathcal{D}$ in eine Lebensdauer umzurechnen, besteht darin, die gemessene Verteilung mit den für verschiedene Lebensdauern simulierten Verteilungen zu vergleichen.

Für beide Methoden ist es äusserst wichtig, dass die Simulation der Detektorantwort so perfekt wie möglich gemacht wird; nicht nur die direkt ver-

wendete Verteilung des Impaktparameters muss richtig sein, sondern auch alle indirekt (z.B. für die Selektion der Ereignisse) verwendeten Parameter müssen mit den gemessenen übereinstimmen.

In dieser Arbeit wurde die zweite Möglichkeit verwendet. Es wurden mit dem Program KORALZ[41] ($e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$)-Ereignisse mit Lebensdauern von 4...604 fs generiert und anschliessend die vollständige L3-Detektorantwort mit dem Program SIL3[42] simuliert. Diese Ereignisse wurden dann wie echte Daten rekonstruiert, selektiert und $\mathcal{D}$ mittels Maximum-Likelihood-Anpassung an die Resultate bestimmt.

Es zeigt sich dann, dass die Formel 8.11 für Werte von $\mathcal{D} \ll \sigma$ ungeeignet ist. Die die Lebensdauer (bzw. $\mathcal{D}$) beschreibende Exponentialfunktion ist nur für positive Werte gültig. Wenn jetzt $\mathcal{D}$ mit einer Genauigkeit von $\sigma_{\mathcal{D}}$ bestimmt werden kann, bevorzugt der Fit diejenigen Werte für $\mathcal{D}$, für die auch $(\mathcal{D} - \sigma_{\mathcal{D}})$ positiv ist. Deshalb würde man z.B. für Verteilungen mit Lebensdauer Null an Stelle von $\mathcal{D} = 0 \pm \sigma_{\mathcal{D}}$ den Wert $\mathcal{D}' \approx \sigma_{\mathcal{D}}/2 \pm \sigma_{\mathcal{D}}$ erhalten.

Aus diesem Grund wurde für die Ereignisse mit $T = 4\text{fs}$ an Stelle von Formel 8.11 die Approximation

$$\mathcal{P}'_j(\mathcal{D}, \delta_j, \sigma_j) = \frac{e^{-\frac{(\mathcal{D}-\delta_j)^2}{2(\sigma_j^2 + \mathcal{D}^2)}}}{\sqrt{2\pi(\sigma_j^2 + \mathcal{D}^2)}} \quad (8.13)$$

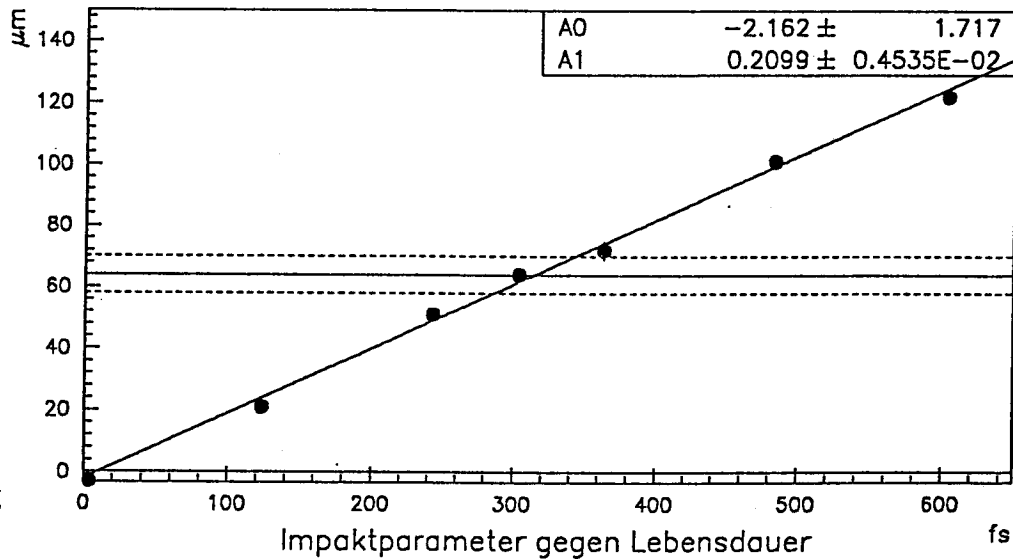
verwendet.

Die Resultate findet man in Tabelle 8.4 und Figur 8.8. Man erhält daraus eine Lebensdauer

$$T = (315 \pm 28) \text{ fs} \quad (8.14)$$

T [fs]	Anzahl τ -Zerfälle		$\mathcal{D}$ [μm]
	generiert	selektiert	
4	56000	13541	-4 ± 2
124	56000	13782	21 ± 2
244	56000	13495	51 ± 2
304	93000	22496	64 ± 2
364	56000	13839	73 ± 3
484	56000	13626	101 ± 2
604	56000	13217	122 ± 2
—	Daten	2557	64 ± 6

Tabelle 8.4: Gefittete mittlere Impaktparameter $\mathcal{D}$ für verschiedene simulierte Lebensdauern T und die Daten von 1990



Figur 8.8: Rekonstruierte Impaktaparameter für simulierte Lebensdauern

8.4.3 Systematische Fehler

Es wurden wieder die gleichen Untersuchungen über den statistischen Fehler wie für die Zerfallslängenmethode durchgeführt:

- *TEC-Kalibration:* 22 fs
 Eine Änderung von t_{grid} um ± 4 ns bzw. von v_{drift} um $\pm 0.1\%$ bewirkt eine Änderung der Lebensdauer von $\pm 2.2\%$ bzw. $\pm 1.3\%$. Die systematische Verschiebung der Halbsektoren von TECI gegenüber TECO um $(0 \pm 45 \mu m)$ ändert die Lebensdauer um 6.5%.
- *Fehler des Impaktparameters:* 26 fs
 Eine Veränderung der Fehlers des Impaktparameters um $\pm 7\%$ verschiebt die ermittelte Lebensdauer um 8.2%. Betrachtet man nur die Variation von Strahlposition und -Ausdehnung, ändert das Resultat um weniger als 1%.
- *Fehler aus Vergleich mit Monte-Carlo:* 10 fs
 Aus den Werten aus Tabelle 8.4 erhält man

$$\mathcal{D}[\mu m] = (-2.16 \pm 1.72) + (0.210 \pm 0.05)\mathcal{T}[fs] \quad (8.15)$$

Daraus resultiert ein Fehler von $\mathcal{T}$ von 3.3%.

Werden diese Fehler wieder quadratisch addiert, ergibt sich ein Resultat für die Impaktparametermethode der 1990-er Daten von

$$\mathcal{T}_1 = (315 \pm 28 \pm 35) fs \quad (8.16)$$

8.5 Kombiniertes Resultat

Da die für die Zerfallslängen- bzw. Impaktparameter-Methode verwendeten Ereignisse statistisch unabhängig sind, kann man die Resultate zu einem kombinierten Resultat zusammenfassen. Die von Kalibration und Auflösung kommenden systematischen Fehler sind für die beiden Messungen korreliert und wurden für das kombinierte Resultat getrennt berechnet und anschließend quadratisch zu einem endgültigen systematischen Fehler zusammengefasst. Die anderen Anteile der systematischen Fehler sind unkorreliert und wurden quadratisch zu den statistischen Fehlern addiert.

Man erhält daraus ein kombiniertes Schlussresultat von

$$\mathcal{T}_{1990} = (308 \pm 22 \pm 27) \text{ fs} \quad (8.17)$$

8.6 Vergleich mit anderen Experimenten und Theorie

Das erhaltene Resultat stimmt gut mit dem aktuellen Welt-Mittelwert aller Experimenten von $(306 \pm 6) \text{ fs}$ [14] überein und ist in seiner Genauigkeit mit den Ergebnissen anderer LEP-Experimente für 1990-er Daten vergleichbar (Figur 8.9).

Unter Verwendung von $Br(\tau \rightarrow e\bar{\nu}_e\nu_\tau) = 0.1793 \pm 0.0026$ [14] und $m_\tau = 1776.9 \pm 0.5 \text{ MeV}$ [15] erhält man einen theoretischen Wert von

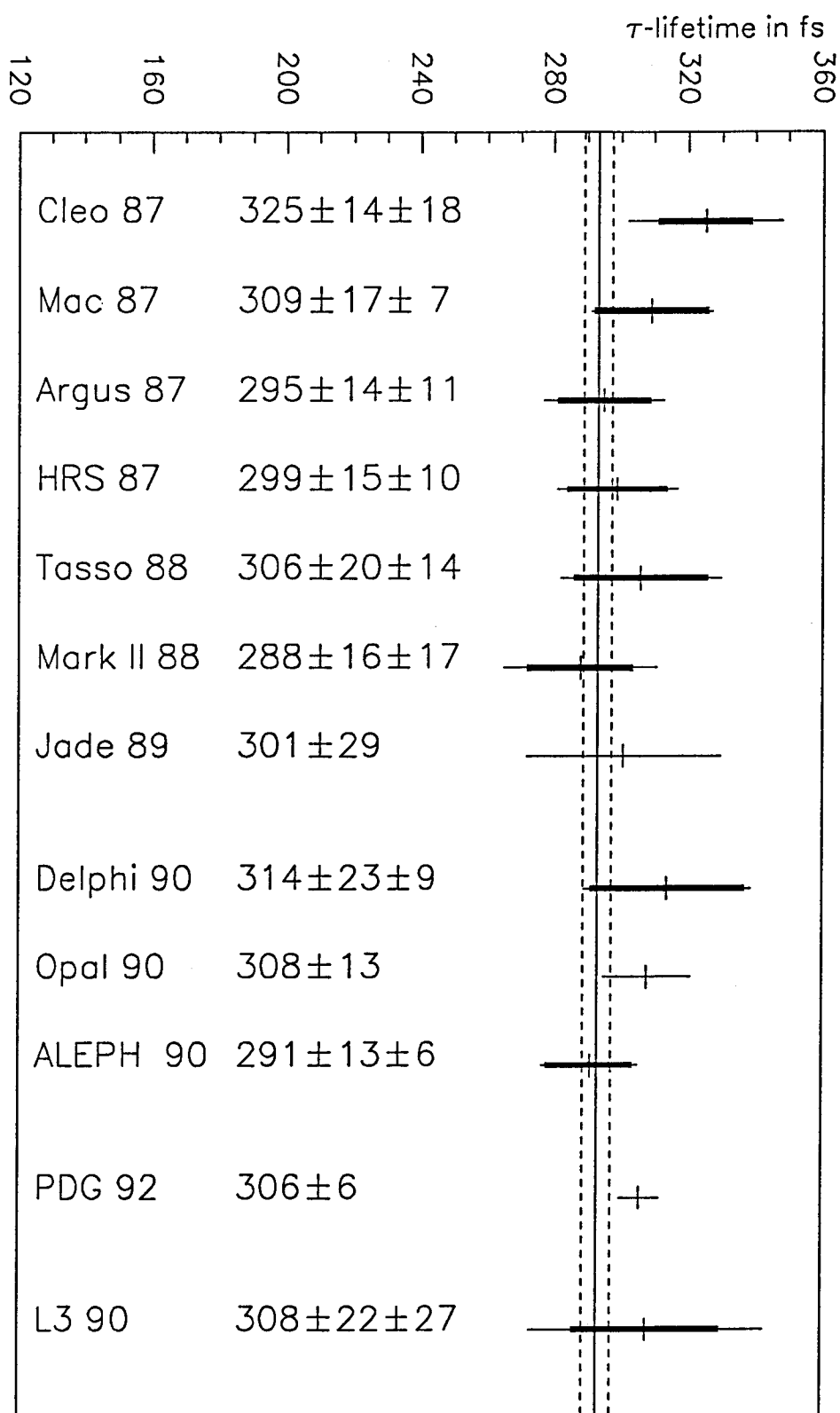
$$\mathcal{T} = (293.2 \pm 4.2)(g_\mu/g_\tau)^2 \text{ fs} \quad (8.18)$$

Setzt man für $\mathcal{T}$ den in dieser Arbeit bestimmten Wert (8.17) ein, erhält man

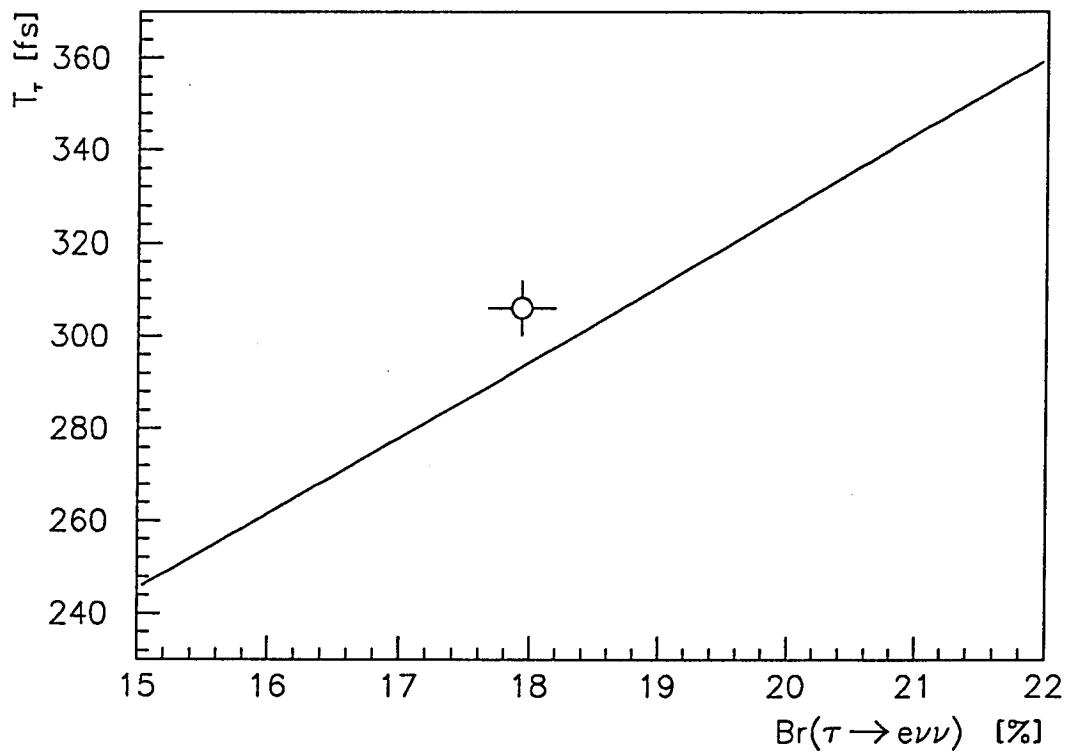
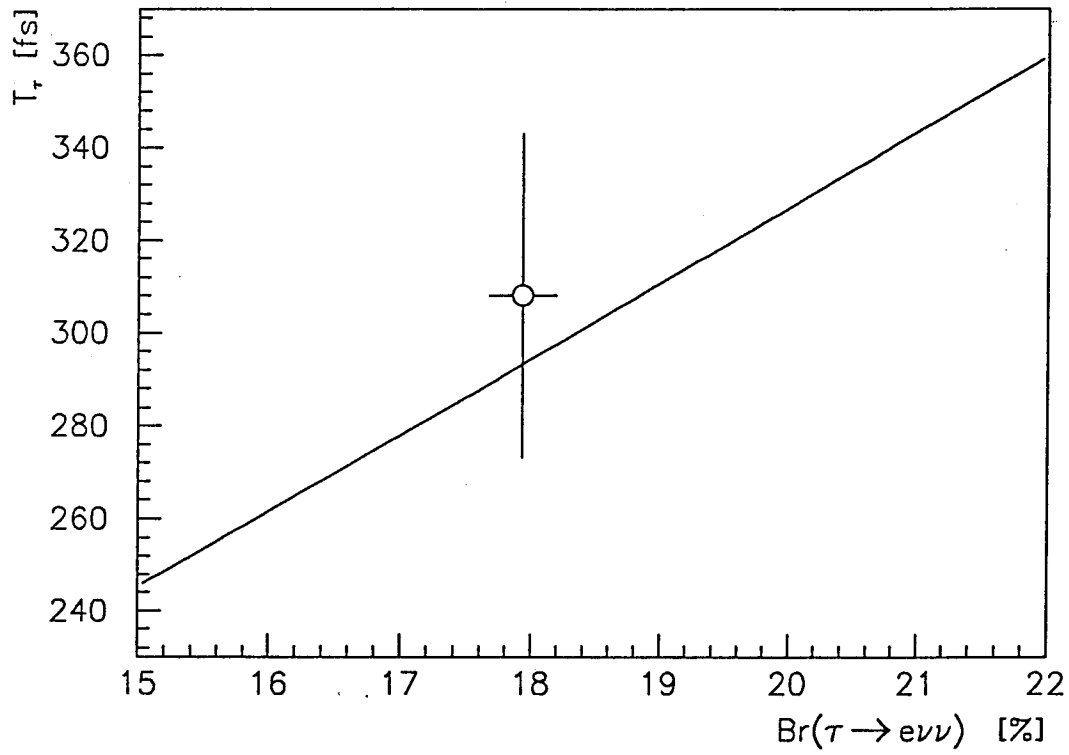
$$\frac{g_\tau}{g_\mu} = 0.976 \pm 0.055 \pm 0.007 \quad (8.19)$$

wobei der erste Fehler von der Messung der Lebensdauer und der zweite Fehler von der Messung von τ -Masse und $Br(\tau \rightarrow e\bar{\nu}_e\nu_\tau)$ kommt. Dies stimmt gut mit der für Leptonuniversalität nötigen Bedingung $g_\mu = g_\tau = g_e = g$ überein. Allerdings ist der Fehler zu gross, um als Präzisionstest zu dienen.

Verwendet man statt dieser Messung den Weltmittelwert, erhält man $g_\tau/g_\mu = 0.979 \pm 0.009 \pm 0.007$. Addiert man die beiden Fehler quadratisch, ist man etwas weniger als 2σ von der Leptonuniversalität entfernt. Es ist dringend nötig, sowohl $Br(\tau \rightarrow e\bar{\nu}_e\nu_\tau)$ als auch $\mathcal{T}_\tau$ genauer zu messen um eine Verletzung der Leptonuniversalität nachweisen oder ausschliessen zu können.



Figur 8.9: *Resultate der Lebensdauermessungen in verschiedenen Experimenten; der senkrechte Strich ist der theoretisch erwartete Wert.*



Figur 8.10: Lebensdauer T gegen Verzweungsverhältnis $\text{Br}(\tau \rightarrow e\bar{\nu}_e\nu_\tau)$ für Masse $m_\tau = 1776.9 \text{ MeV}$:
(a) diese Messung, (b) Weltmittelwert

Kapitel 9

Zusammenfassung

Der L3-Detektor wurde zur bestmöglichen Vermessung von Elektronen, Myonen und Photonen optimiert. Deshalb stand für die Zentralkammer deutlich weniger Platz zur Verfügung als in vergleichbaren Experimenten. Es war deshalb nötig, einen neuen Detektortyp mit deutlich verbesserter Ortsauflösung zu entwickeln.

Die nach dem Zeitlupenkammer-Prinzip (*Time Expansion Chamber, TEC*) gebaute Zentralkammer besitzt eine ausgezeichnete Einzeldrahtauflösung von $\approx 63\mu\text{m}$ über eine Distanz von bis zu 5 cm. Die Doppelspurauflösung von $\approx 750\mu\text{m}$ ist ebenfalls hervorragend. Mit diesen Parametern müsste es möglich sein, die Lebensdauer des τ -Leptons sehr genau zu messen.

Da das ursprünglich geplante Kalibrationssystem allerdings (noch) nicht verwendet werden kann, ist die Kammer zu wenig genau kalibriert. Es scheinen vor allem noch systematische Verschiebungen von Sektoren des inneren TEC-Rings gegenüber denjenigen des äusseren Rings von $(0 \pm 45)\mu\text{m}$ vorhanden zu sein, die mit der angewendeten Kalibrationsmethode nicht korrigiert werden können.

Dadurch ist die gemessene Lebensdauer $\mathcal{T}$ schon bei Verwendung der kleinen Statistik der 1990 genommenen Daten durch den systematischen Fehler dominiert:

$$\mathcal{T}_{1990} = (308 \pm 22 \pm 27) \text{ fs}$$

Dieser Wert ist nicht genau genug, um als Präzisionstest des Standardmodells der schwachen Wechselwirkung zu dienen.

Eine deutliche Verbesserung dieses Resultats kann nur durch eine starke Verminderung des systematischen Fehlers, d.h. einer besser verstandenen TEC-Kalibration erreicht werden. Dazu ist es aber nötig, zusätzliche Information über die zur Kalibration verwendeten Spuren zu erhalten. Dies kann entweder durch ein besseres Verständnis der zu diesem Zweck eingebauten *Plastic-Scintillating-Fibres (PSF)* oder durch die im nächsten Jahr zu installierenden *Micro-Vertex-Kammer* erreicht werden. Dank der ausgezeichneten Stabilität der TEC-Betriebsparameter kann man dann mit den neu gewonnenen Erkenntnissen die Kalibration auch rückwirkend für die Jahre 1990 bis 1992 verbessern. Dadurch könnten die in dieser Periode genommenen Daten für eine verbesserte Lebensdaueremessung nochmals verwendet werden.

**Seite Leer /
Blank leaf**

Figurenverzeichnis

2.1	Feynman-Diagramm für den Zerfall des τ^- -Leptons	6
2.2	Feynmann-Diagramm für den Prozess $(e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-)$	6
2.3	Gemessene Wirkungsquerschnitte für $(e^+e^- \rightarrow f\bar{f})$	7
3.1	Der LEP-Beschleuniger	11
3.2	Darstellung der Detektorantwort auf verschiedene Teilchen- klassen	13
3.3	$r\phi$ -Schnittbild des ALEPH-Detektors	14
3.4	$r\phi$ -Schnittbild des DELPHI-Detektors	14
3.5	$r\phi$ -Schnittbild des OPAL-Detektors	15
3.6	$r\phi$ -Schnittbild des L3-Detektors	15
3.7	Gesamtansicht des L3-Detektors	16
3.8	In L3 gemessene Auflösung für Elektronen bzw. Myonen. . .	18
3.9	Das TEC-Prinzip	20
3.10	Ausschnitt der TEC mit 1 TECI- und 2 TECO-Sektoren . .	22
3.11	Pickup Mechanismus	24
3.12	Die in L3 installierte TEC mit den Zusatzdetektoren	24
4.1	Definition der Spurparameter	28
5.1	Histogramme zur Bestimmung von t_0	35
5.2	Einfluss der globalen Kalibrationskonstanten auf die Spuren .	37
5.3	Residuenverteilung in TECI für falsche und richtige globale Kalibrationsparameter	38
5.4	Mittlere Residuen pro Anode vor und nach der Einzeldraht- korrektur	40
6.1	Skizze zur lokalen ϕ_l -Abhängigkeit	43
6.2	Mittlere Auflösung für hochenergetische Spuren	45
6.3	Einzeldrahteffizienz für hochenergetische Spuren	45
6.4	Doppelspurauflösung für verschiedene Driftdistanzen	49
6.5	Mittlere Pulsparameter gegen Driftdistanz	49
7.1	Schematische Darstellung der Zerfallslängenmethode	53
7.2	Anzahl geladene Spuren in $(e^+e^- \rightarrow q\bar{q})$ gegen Schwerpunkts- energie	54
7.3	p/m-Verteilung für simulierte τ -Zerfälle der 1-3 Topologie .	55

7.4	Schematische Darstellung der Impaktparametermethode . . .	56
7.5	Schematische Darstellung der Definition des Vorzeichens des Impaktparameters.	56
7.6	mittlerer Impaktparameter $\mathcal{D}$ gegen Energie des τ	57
8.1	Strahlposition pro LEP-Füllung	61
8.2	Verteilung der gemessenen Strahlpositionen des Jahres 1990 .	61
8.3	Verteilung des DCA -Parameters gegen ϕ	63
8.4	Verteilung des minimalen Abstandes zweier Spuren	67
8.5	In L3 gemessenes $(e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-)$ -Ereignis mit 1-3-Topologie	68
8.6	Gemessene Verteilung der Zerfallslänge	69
8.7	Gemessene Verteilung des Impaktparameters	73
8.8	Rekonstruierte Impaktaparameter für simulierte Lebensdauern	75
8.9	Resultate der Lebensdauermessungen in verschiedenen Expe- rimenten	77
8.10	Lebensdauer $\mathcal{T}$ gegen Verzweungsverhältnis $Br(\tau \rightarrow e\bar{\nu}_e\nu_\tau)$	78

Tabellenverzeichnis

2.1	Liste aller Fermionen mit zugehörigen Ladungen	4
3.1	Größenvergleich der Zentralkammern der LEP-Experimente	19
5.1	Abhängigkeit der Residuenverteilung von den globalen Kalibrationsparametern	39
5.2	Globale Kalibrationsparameter für 1990	39
6.1	Mittlere Auflösung in TECI für verschiedene Spurenklassen .	46
6.2	Mittlere Auflösung in TECO für verschiedene Spurenklassen .	47
6.3	mittlere Auflösung der Spurparameter bei 45GeV	50
8.1	Stabilität der Strahlposition pro Füllung	62
8.2	Systematischer Fehler in der Bestimmung der Strahlposition .	63
8.3	Anzahl selektierte $\tau^+\tau^-$ -Ereignisse der 1–3 Topologie	67
8.4	Mittlere Impaktparameter $\mathcal{D}$ für simulierte Lebensdauern . .	74

Bibliographie

- [1] S.L. Glashow, Nucl. Phys., **22**(1961), 579
- [2] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett., **19**(1967), 1264
- [3] A. Salam, *Elementary Particle Theory*,
Ed. N.Svartholm, Almqvist and Wiksell, Stockholm (1968), 367
- [4] J.D. Bjorken, S.D. Drell, *Relativistische Quantenmechanik*,
B.I. Hochschultaschenbücher **98**, Mannheim (1966)
- [5] F. Halzen, A.D. Martin, *Quarks & Leptons*, John Wiley & Sons (1984)
- [6] P.W. Higgs, Phys. Lett., **12B**(1964), 132
Phys. Rev. Lett., **13**(1964), 508
- [7] The LEP Coll., ALEPH, DELPHI, L3, OPAL, Phys. Lett **B276**(1992)
- [8] M.L. Perl et al., Phys. Rev. Lett. **35**(1975), 1489
M.L. Perl, *Proc. Workshop on Tau Lepton Physics*, Orsay 1990,
Ed. M.Davier, B. Jean-Marie, Editions Frontiers, Gif-sur-Yvette (1991)
- [9] T. Hansl-Kozanecka, LPNHE 92 03
- [10] B.C. Barish, R. Stroynowski, Phys. Reports **157**(1988), 1
- [11] C. Kiesling, *High Energy Electron-Positron Physics*,
Ed. A.Ali, P. Söding, World Scientific, Singapur (1988), 177
- [12] L3 Coll., O. Adriani et al., CERN-PPE/92-132
- [13] F.J. Gilman, D.H. Miller, Phys. Rev. **D17**(1978), 1846
- [14] Particle Data Group, Phys. Rev. **D45**(1992)
- [15] BES Coll., J.Z. Bai et al., SLAC-PUB 5870(1992)
- [16] ARGUS Coll., H. Albrecht et al., DESY 92-086
- [17] A. Pich, CERN Preprint CERN-TH-5940(1990)
- [18] J.J. Simpson, PRL 54, 1891(1985)

- [19] UA1 Coll., G. Arnison et al., Phys. Lett. **122B**(1983), 103
- [20] UA2 Coll., P. Bagnaia et al., Phys. Lett. **129B**(1983), 130
- [21] J.D. Jackson, *Klassische Elektrodynamik*, 2.Auflage, Walter de Gruyter, Berlin, New York (1983)
- [22] ALEPH Coll., D. Decamp et al., NIM **A294**(1990), 121
- [23] DELPHI Coll., P. Arnio et al., NIM **A304**(1991), 233
- [24] L3 Coll., B.Adeva et al., NIM **A289**(1990), 35
- [25] OPAL Coll., K. Ahmet et al., NIM **A305**(1991), 175
- [26] J. Fehlmann, H. Hofer, J. Paradiso, G. Viertel, A. Walenta, *Proc. of Intern. Conf. on Instr. for Colliding Beam Phys.*, SLAC-25, UC-34d (1982)
- [27] L3 TEC group, H. Akbari et. al, NIM **A315**(1992), 161
- [28] U. Becker et al., NIM **214**(1983), 525
- [29] D. Ren, *THE L3 VERTEX CHAMBER, Development And Infrastructure*, Doktorarbeit, Diss. ETH Nr. 9421(1990)
- [30] J.Fehlmann, *THE TIME EXPANSION CHAMBER, Entwicklung und Bau einer Drifkammer mit hoher Ortsauflösung für MARK-J*, Doktorarbeit, Diss. ETH Nr. 8711(1988)
- [31] H. Anderhub, A. Biland, *Results of the Monte-Carlo Simulation of the in situ TEC Calibration*, interner Report (1989)
- [32] L.E. Zehnder, *THE TIME EXPANSION CHAMBER, Konstruktion der Vertexkammer für das L3 Experiment am LEP*, Doktorarbeit, Diss. ETH Nr. 9418(1991)
- [33] V. Karimäki, NIM **A305**(1991),187
- [34] A. Peisert, F. Sauli, CERN 84-08
- [35] X. Lü, *THE TIME EXPANSION CHAMBER, Performance in a Test-beam*, Doktorarbeit, Diss. ETH Nr. 9412(1991)
- [36] ALEPH Coll., D. Decamp et al., Phys. Lett. **B284**(1992),151
- [37] L3 Coll., B. Adeva et al., Z. Phys. **C55**(1992),39
- [38] L3 Coll., B. Adeva et al., Z. Phys. **C51**(1991),155
- [39] C. Kleinwort, *Bestimmung der Lebensdauer des τ -Leptons mit dem JADE-Detektor*, Doktorarbeit, Univ. Hamburg (1988)

- [40] A.G. Frodesen, O. Skjeggstad, H. Tofte, *Probability and Statistics in Particle Physics*, Universitetsforlaget, Bergen (1979)
- [41] S. Jadach et al., CERN Report CERN-89-08.3 (1989), 69
- [42] Das Simulationsprogram SIL3 basiert auf:
 - R. Brun et al., *GEANT 3*, CERN DD/EE/84-1 (1987)
 - H. Fesefeldt, *GHEISHA*, RWTH Aachen Preprint PITHA 85/02 (1985)

Verdankung

Mein Dank gilt:

- Prof. Dr. H. Hofer für die Möglichkeit zur Mitarbeit an seinem Institut
- Prof. Dr. U. Becker für die Übernahme des Korreferats
- Dr. M. Pohl und Dr. H. Anderhub für die kompetente Betreuung
- Dr. G. Viertel, Dr. B. Betev, Dr. D. Ren und Dr. J. Fehlmann für die lehrreichen Erklärungen und Anregungen
- J. Weber für seine Mitarbeit und Nachhilfe in Theorie
- J. Behrens für die Herstellung einiger Zeichnungen
- allen Mitarbeitern des Instituts für Hochenergiephysik und den Mitgliedern der L3-TEC Gruppe für ihre Hilfe
- und den unzähligen Steuerzahlern auf der halben Welt, die diese Arbeit erst ermöglicht haben

Lebenslauf

Am 06.06.1962 erblickte ich in Zug als Sohn des Biland Hans und seiner Frau Louise, geborene Heller, das Licht der Welt.

Nach sechs Jahren Primarschule in Baar, besuchte ich während weiteren sechs Jahren die Kantonsschule Zug und schloss sie im Sommer 1981 mit der Maturität Typus C ab.

Ab 1982 studierte ich an der Abteilung für Mathematik und Physik der ETH-Zürich und bestand im Frühjahr 1987 die Fachprüfung des Abschlussdiploms; die am Institut für Hochenergiephysik gemachte schriftliche Diplomarbeit wurde im Herbst 1987 angenommen.

Seither arbeite ich in der TEC-Gruppe des Instituts für Hochenergiephysik der ETH-Zürich.