

Messung der Myonpaarproduktion
im Prozeß $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$ bei
Schwerpunktsenergien von 89 GeV bis 183 GeV

Thorsten Siedenburger

CERN-THESIS-2000-060



I. Physikalisches Institut der Technischen Hochschule Aachen

PHYSIKALISCHE INSTITUTE
RWTH AACHEN
52056 AACHEN, GERMANY

**Messung der Myonpaarproduktion
im Prozeß $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$ bei
Schwerpunktsenergien von 89 GeV bis 183 GeV**

Von der Fakultät für Mathematik, Informatik und Naturwissenschaften der
Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen
zur Erlangung des akademischen Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften
genehmigte Dissertation

vorgelegt von

Diplom-Physiker
Thorsten Siedenburger

aus Varel

Berichter: Universitätsprofessor Dr. D. Schmitz
 Universitätsprofessor Dr. K. Lübelmeyer

Tag der mündlichen Prüfung: 6. Juli 2000

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Grundlagen	7
2.1	Das Standardmodell	7
2.2	Myonpaarproduktion	10
2.3	Strahlungskorrekturen	11
2.4	S-Matrix Ansatz	15
2.5	LEP II Kinematik	16
3	Das Experiment	19
3.1	LEP	19
3.1.1	Strahlenergie	20
3.1.2	Luminosität und Strahlstruktur	21
3.1.3	Schwerpunktsenergie	22
3.2	Der L3 Detektor	23
3.2.1	L3-Subdetektoren	25
3.2.2	Das L3-Myonkammersystem	29
3.3	Daten	33
4	Die Ereignissimulation	37
4.1	Ereignisgeneratoren	37
4.2	Ideal-Detektor-MC	38
4.3	Real-Detektor-MC	38
5	Die Selektion	39
5.1	Selektion der Myonkandidaten	40
5.1.1	Myonkammerrekonstruierte Myonkandidaten (M)	40
5.1.2	MIP rekonstruierte Myonkandidaten (X)	41
5.1.3	Rekonstruktion der Myonflugrichtung	41
5.2	Rekonstruktion der Bremsstrahlungsphotonen	42
5.3	Rekonstruktion der Myonpaarereignisse	42
5.4	Ereignisselektion	43
5.4.1	LEP I und LEP II Selektionsschnitte	43
5.4.2	Zusatzschnitte für LEP II Myonpaare	52
5.5	Selektionsergebnis	55

6	Der Wirkungsquerschnitt	59
6.1	Bestimmung des totalen Wirkungsquerschnitts	59
6.2	Systematische Unsicherheiten der Wirkungsquerschnittsbestimmung .	64
6.3	Totale Wirkungsquerschnitte für $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$	69
7	Die Vorwärts-Rückwärts Asymmetrie	73
7.1	Bestimmung der Asymmetrie	73
7.1.1	Ladungsbestimmung	75
7.1.2	Die Bestimmung der Ereignis-Ladungsverwirrung ϵ_{cc}	76
7.1.3	Log-Likelihood Anpassung	79
7.1.4	Korrekturfaktoren bei Anwendung der Zählmethode	79
7.1.5	Untergrundkorrektur	80
7.2	Systematische Fehler der Asymmetriebestimmung	80
7.3	Myonpaar-Asymmetrien	83
8	SM-Parameterbestimmungen	91
8.1	Anpassungen an L3-Messungen bei LEP I	91
8.1.1	Leptonuniversalität	91
8.1.2	Z-Masse und Breite aus Myonpaarmessungen	93
8.2	Einfluß der LEP II Myonpaarmessungen	94
9	Zusammenfassung	97
A	Anhänge	99
A.1	Verwendete Abkürzungen	99
A.2	Selektionskriterien für Myonspur-Komponenten	99
A.3	Polarwinkel-Rekonstruktionsstrategie	100
A.4	Rekonstruktion der Bremsstrahlungsphotonen	101
A.5		101
A.6	Die verwendeten ZFITTER Parameter	101
A.7	EWAPIC Ein- und Ausgabedaten	103
A.7.1	Meßergebnisse im EWAPIC-Eingabeformat	103
A.7.2	Ergebnisse der EWAPIC-Anpassungsrechnungen	106
	Literaturverzeichnis	108
	Abbildungsverzeichnis	114
	Tabellenverzeichnis	116
	Danksagung	119
	Lebenslauf	121

Kapitel 1

Einleitung

Die Frage nach dem Aufbau der Materie ist seit der Antike Gegenstand von Spekulation und Forschung. Für den Aufbau der Materie aus diskreten Bausteinen lieferten die stöchiometrischen Verhältnisse chemischer Reaktionen die ersten experimentellen Hinweise (Daltonsche Atomhypothese 1808 [1]). Nach der Entdeckung des Elektrons 1897 durch Thomson [2] zeigten die Untersuchungen der Streuung von α -Teilchen an dünnen Goldfolien durch Rutherford 1911 [3] und der Streuung von Röntgenstrahlen an Kristallgittern durch von Laue 1912 [4], daß Kristalle – also die makroskopische Materie – aus Atomen aufgebaut sind und daß die im Vergleich zu der räumlichen Ausdehnung der Atome sehr kleinen Atomkerne die Masse des Atoms bestimmen. Seitdem gilt die Atomhypothese als gesichert, und damit wurde der Grundstein für die moderne Elementarteilchenphysik gelegt.

Streuexperimente sind weiterhin die bedeutendste experimentelle Methode, um den Aufbau der Materie zu erforschen. Lepton-Nukleon-Streuexperimente d.h. der Beschuß von Atomkernen mit Elektronen, Positronen, Neutrinos oder Myonen liefern Aufschlüsse über die innere Struktur der Kerne. In Analogie zur Atomstruktur der Materie gelang so bis heute der Nachweis der Struktur der Kerne, die neben Protonen auch die von Chadwick 1932 entdeckten Neutronen [6] enthalten. Die Substruktur der Nukleonen als gebundener Zustand mehrerer Quarks wurde von Gell-Mann und Zweig 1964 postuliert [9]. Den drei damals bekannten Quarks u, d und s folgte der Nachweis der c und b-Quarks und erst 1994 der des t-Quarks [70].

Parallel zur Identifizierung der Teilchen läuft die Erforschung ihrer Wechselwirkungen, d.h. der Kräfte, die zwischen ihnen wirken. Theoretische Modelle ermöglichen die Berechnung der Dynamik von Prozessen, deren Endzustände im Experiment beobachtbar sind. Sie liefern aber auch prinzipielle Vorhersagen: Aus der quantenmechanischen Beschreibung des Elektrons wurde 1928 von Dirac auf die Existenz von Antiteilchen geschlossen, die unter Energieumwandlung zusammen mit dem korrespondierenden Teilchen als Paar erzeugt bzw. vernichtet werden können [5]. Bereits vier Jahre später konnte das Antiteilchen zum Elektron – das Positron – von Anderson in der kosmischen Höhenstrahlung nachgewiesen werden [7].

Alle heute bekannten Elementarteilchen-Prozesse werden vom Standardmodell der elektroschwachen Wechselwirkung (SM) in Verbindung mit der Quantenchromodynamik (QCD) beschrieben. Als quantisierte Feldtheorien mit zugrundeliegen-

den Symmetrien leisten sie keine Vorhersagen über den Ausgang einzelner Teilchen-Interaktionen, sondern liefern Erwartungswerte für Observable. Besonders geeignet zur Überprüfung dieser Modelle sind Annihilationsexperimente, d.h. die Teilchen-Antiteilchen-Vernichtung, wie z.B. die Elektron-Positron-Streuung. Aus einer großen Anzahl beobachteter Ereignisse werden geeignet gewählte Verteilungen mit den theoretischen Vorhersagen verglichen. Die Präzision, die bei diesen Experimenten heute erreicht wird, ist auch eine Herausforderung der theoretischen Disziplinen. Für ihre wegweisenden Beiträge zur Renormierung der elektroschwachen Wechselwirkung und zur Berechnung elektroschwacher Korrekturen wurden Veltman und t'Hooft 1999 mit dem Nobelpreis in Physik ausgezeichnet [22].

Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen eines solchen Präzisionsexperiments: Untersucht wird die Produktion von Myonpaarereignissen aus der Annihilation von Elektronen mit Positronen ($e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$) bei den höchsten heute zur Verfügung stehenden Schwerpunktsenergien des Large-Electron-Positron Speicherrings LEP am europäischen Kernforschungszentrum CERN. Die analysierten Daten der Jahre 1995-1997 liegen in dem Übergang vom LEP-Betrieb auf der Z-Resonanz (LEP I) zu Schwerpunktsenergien oberhalb der W-Paarproduktionsschwelle (LEP II).

Während eines zweieinhalb jährigen Forschungsaufenthalts am CERN wurden u.a. in Aachen vorbereitete Driftkammern im Winter 94/95 am L3-Detektor installiert, um die Detektion von Myonen aus W-Paarereignissen zu verbessern. Die Analyse der letzten bei hoher Statistik 1995 auf der Z-Resonanz aufgezeichneten LEP I Daten ermöglichte die vollständige Integration des neuen Systems in die Datenrekonstruktion, so daß es bereits zu 1995 veröffentlichten Messungen beitrug [68].

Myonen haben eine hohe Lebensdauer von $2.2\mu s$ und zeigen keine starke Wechselwirkung. Sie sind deswegen schon seit 1937 als langreichweitige Komponente der kosmischen Höhenstrahlung bekannt [8]. Minimalionisierend durchqueren sie auch die Teilchendetektoren und eignen sich besonders zur Bestimmung von Nachweiseffizienzen und Subdetektorpositionen.

Aus theoretischer Sichtweise bieten Myonpaarereignisse eine bevorzugte Möglichkeit der Normierung von Wirkungsquerschnittsberechnungen, da sie im Gegensatz zu den Elektronpaaren nicht zusätzlich über Coulomb-Streuung erzeugt werden können und gegenüber den Taupaaren als direkter Endzustand - ohne evtl. Hadronisation - beobachtbar sind.

Mit den analysierten Myonpaarereignissen wird hier bei verschiedenen Schwerpunktsenergien aus der Anzahl der selektierten Ereignisse der totale Wirkungsquerschnitt σ_{tot} und aus der Polarwinkelverteilung die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie A_{FB} gemessen. An diese Messungen werden Parametrisierungen des Standardmodells angepaßt, um die Masse M_Z und Breite Γ_Z der Z-Resonanz, sowie die Vektor- und Axialvektorkopplungskonstanten g_v und g_a des Myons an das Z zu bestimmen.

Die für diese Analyse notwendigen theoretischen Zusammenhänge werden in Kapitel 2 erläutert. In Kapitel 3 wird das Experiment vorgestellt: Der Beschleuniger LEP und der L3-Detektor sind Großexperimente, die nur in internationaler Zusammenarbeit mehrerer hundert Techniker, Ingenieure und Wissenschaftler vieler beteiligter Institute realisierbar sind.

Das LEP-Experiment stellt die gegenläufigen Elektron- und Positron-Strahlen in ei-

nem Speicherring mit 27 km Umfang bereit, die in vier Wechselwirkungspunkten zur Kollision gebracht werden. Für diese Punkte wird die im Schwerpunktsystem zur Verfügung stehende Energie im Bereich der Z-Resonanz mit einer relativen Genauigkeit unter $2 \cdot 10^{-5}$ bestimmt.

Der L3-Detektor sorgt neben Aleph, Delphi und Opal mit einer geeigneten Anordnung verschiedener Nachweisgeräte für eine detaillierte Aufzeichnung der registrierten Teilchenspuren.

Neben den gemessenen Daten stützt sich die Analyse dieser komplexen Experimente auf eine zuverlässige Detektor-Simulation. Die Details sind in Kapitel 4 zusammengefaßt. Die Analyse der Daten beginnt mit der Selektion der Myonpaarereignisse. Die Ereignisrekonstruktion und die gewählten Selektionskriterien werden in Kapitel 5 beschrieben. Die Diskussion der Wirkungsquerschnitts- und Asymmetriebestimmung folgt in den Kapiteln 6 und 7. Abgeschlossen wird die Arbeit in Kapitel 8 mit der Interpretation dieser Meßergebnisse.

Kapitel 2

Grundlagen

2.1 Das Standardmodell

Die uns bekannten Naturphänomene lassen sich auf die Wirkungen von vier Kräften zurückführen: Die Gravitation, die elektromagnetische, die schwache und die starke Kraft. Sie wirken zwischen Fermionen, den Quarks und Leptonen, und werden selber als Austausch von weiteren Teilchen, den Eichbosonen, interpretiert.

In dem Bestreben, den Kräften gemeinsame Ursachen zuzuschreiben, wurden 1865 von Maxwell die damals als getrennt erachteten elektrischen und magnetischen Phänomene in einer geschlossenen Theorie zusammengefaßt [10]. Diese Theorie erwies sich als *Lorentz-invariant*, d.h. sie genügt den Transformationsbedingungen der speziellen Relativitätstheorie und ist in der quantisierten Formulierung der QED [11] der konzeptuelle Wegbereiter des Standardmodells: Die Kräfte werden interpretiert als Kopplungsstärken der Teilchen an sog. Austauschteilchen, deren Eigenschaften durch eine Eichsymmetrie festgelegt sind. Die QED hat eine $U(1)$ Struktur mit einer freien Phase und das Photon als Eichboson zur Übermittlung der Kräfte zwischen geladenen Teilchen.

Die Phänomene der schwachen Wechselwirkung wie z.B. der β -Zerfall zwangen zur Annahme eines weiteren Leptons neben dem Elektron (Neutrinohypothese[12]). Die beobachteten Umwandlungsprozesse zwischen linkshändigen Fermionen sind als lokale Eichinvarianz gegenüber der Transformation des schwachen Isospins $\mathbf{T}$ beschreibbar. Sie implizieren die Existenz von drei Eichfeldern ($W_\mu^1, W_\mu^2, W_\mu^3$) als Generatoren der $SU(2)^L$ Gruppe. Die rechtshändigen Fermionen koppeln nicht an den geladenen schwachen Strom, d.h. sie gruppieren sich zu Singletts bezüglich des schwachen Isospins.

Eine weitere Erhaltungsgröße ist die schwache Hyperladung Y . Generator der $U(1)^Y$ Gruppe ist das Eichfeld B_μ . Über die Gell-Mann-Nishijima-Relation ist die Hyperladung mit der elektrischen Ladung Q und der 3. Komponente des schwachen Isospins T_3 verknüpft: $Q = T_3 + Y/2$

Damit läßt sich eine einheitliche Theorie der elektroschwachen Wechselwirkung formulieren (Glashow 1961, Weinberg 1967, Salam 1968)[13].

Die Felder ($W_\mu^+, W_\mu^-, Z_\mu, A_\mu$) der im Experiment beobachteten Austauschteilchen (W^+, W^-, Z, γ) mit einem Photon, das nicht an die Neutrinos koppelt, ergeben sich

als Linearkombination aus den Eichfeldern:

$$\begin{aligned} A_\mu &= \sin \vartheta_W \cdot W_\mu^3 + \cos \vartheta_W \cdot B_\mu \\ Z_\mu &= \cos \vartheta_W \cdot W_\mu^3 - \sin \vartheta_W \cdot B_\mu \\ W_\mu^\pm &= \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp iW_\mu^2) \end{aligned}$$

Der elektroschwache Mischungswinkel $\sin \vartheta_W$ parametrisiert dabei die relative Stärke der schwachen gegenüber der elektromagnetischen Kraft. Die bedeutendste Vorhersage dieses Modells ist die Existenz des schwachen neutralen Stroms durch Austausch eines Z-Bosons. Die Bestätigung gelang 1973 bei Neutrino-Streuexperimenten [14].

Die ebenfalls im Experiment beobachteten Massen der Eichbosonen lassen sich in einer eichinvarianten Form mittels des Higgs-Mechanismus der spontanen Symmetriebrechung über die Wechselwirkung mit einem weiteren Eichfeld einführen [15]. Hinreichend dazu ist ein komplexes, skalares Isospin-Dublett $\Phi = \begin{pmatrix} \Phi^+ \\ \Phi^0 \end{pmatrix}$. Damit ergeben sich Massenterme für die Eichbosonen W^+, W^- und Z , die drei der vier Freiheitsgrade des Higgsfeldes absorbieren und das Photon bleibt masselos. Der verbleibende Freiheitsgrad manifestiert sich in der Existenz des skalaren Higgsbosons H . Weiterhin ergibt sich $\sin^2 \vartheta_W = 1 - M_W^2/M_Z^2$.

Die Massen der Fermionen können so ebenfalls als Kopplungsstärke an das Higgsboson interpretiert werden, ohne jedoch ihren Wert vorherzusagen. Als zusätzlicher Parameter bleibt außerdem die Masse des Higgsbosons selbst M_H , dessen Entdeckung unser Verständnis des Ursprungs der Massen der Elementarteilchen einen wesentlichen Schritt weiter brächte. Die Higgs-Suche ist eine der Motivationen für den Bau neuer Beschleuniger wie z.B. des Large-Hadron-Colliders (LHC) am CERN.

Neben der elektroschwachen Wechselwirkung, wie zwischen den Leptonen, unterliegen die Quarks auch der starken Kraft. Die Beschreibung der stark wechselwirkenden Teilchen (Hadronen) als gebundene Zustände von zwei (Mesonen) oder drei Quarks (Baryonen) erfordert wegen des Pauli-Prinzips die Einführung eines weiteren Freiheitsgrades, der Farbladung der Quarks mit drei möglichen Werten: rot, grün und blau. Im Rahmen der Quantenchromodynamik (QCD) lassen sich die Phänomene der starken Wechselwirkung in einer $SU(3)$ Struktur mit acht Gluon-Eichfeldern G_μ^a beschreiben [16]. Die korrespondierenden Gluonen g^a sind masselos.

Die Quark-Endzustände einer QCD-Wechselwirkung sind allerdings nicht direkt beobachtbar, sondern bilden als Konstituenten von Hadronen den Ausgangspunkt von Jets. Zwischen den theoretischen Vorhersagen der QCD und der experimentellen Beobachtung liegt hier noch die Beschreibung der Hadronisierung, wie z.B. im Parton-Modell [17].

Auf dem Teilchen-Sektor wiederholt sich die Lepton-Quark-Gruppierung in drei sog. Generationen. Sie ist in Tabelle 2.1 gezeigt.

Die Gluon-Eichfelder der Farb- $SU(3)$ sind nicht mit den Eichfeldern der elektroschwachen Wechselwirkung verknüpft, so daß sich die Eich-Struktur des Standardmodells als das Produkt $SU(3)^{color} \otimes SU(2)^L \otimes U(1)^Y$ darstellt. Die Quantenzahlen der Eichbosonen sind in Tab. 2.2 angegeben.

1.	2.	3.	T	T_3	Y	Q
Spin 1/2 Fermionen						
$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L$	1/2	+1/2	-1	0
e^-_R	μ^-_R	τ^-_R	1/2	-1/2	-1	-1
			0	0	-2	-1
$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_L$	1/2	+1/2	+1/3	+2/3
u_R	c_R	t_R	1/2	-1/2	+1/3	-1/3
			0	0	+4/3	+2/3
d_R	s_R	b_R	0	0	-2/3	-1/3

Tabelle 2.1: Der Fermionsektor des Standardmodells mit Quantenzahlangabe des schwachen Isospins **T** und seiner 3. Komponente T_3 , der Hyperladung Y und der elektrischen Ladung Q. Die Fermionen erscheinen in drei Generationen mit linkshändigen Dubletts und rechtshändigen Singletts bezüglich der elektroschwachen $SU(2)$.

Im Quarksektor bezeichnet das apostrophierte q' die Eigenzustände bzgl. des schwachen Isospin. Sie sind über die Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrix mit den QCD-Masseneigenzuständen q verknüpft:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = U_{CKM} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}$$

	T	T_3	Y	Q
Spin 1 Eich-Bosonen				
Photon γ	0	0	0	0
schwere Eich-Bosonen $\begin{pmatrix} W^+ \\ Z \\ W^- \end{pmatrix}$	1	+1	0	+1
	1	0	0	0
	1	-1	0	-1
Gluonen $g^a, a = 1 \dots 8$	0	0	0	0

Tabelle 2.2: Der Bosonensektor des Standardmodells.

Die Eichbosonen bilden ein elektroschwaches Singlett und Triplet, sowie ein QCD Gluon-Oktett.

Das Standardmodell gestattet die Berechnung der Übergangswahrscheinlichkeiten von einem Anfangs- in einen Endzustand. Mit den Feynman-Regeln kann dazu die Streuamplitude eines Prozesses, d.h. die spezielle Form der Eichfeld-Operatoren und Teilchen-Spinoren aus den Propagator- und Vertex-Termen konstruiert werden. Die in der Theorie verbleibenden unbestimmten Parameter werden dann so angepaßt, daß die Vorhersagen mit der Messung optimal übereinstimmen.

2.2 Myonpaarproduktion

Der Anfangszustand bei LEP ist ein Elektron-Positron-Paar, und der für diese Analyse gewählte Endzustand ist das Myonpaar. Damit ergibt sich in 0^{ter} Ordnung (Born-Level) folgendes Feynman-Diagramm:

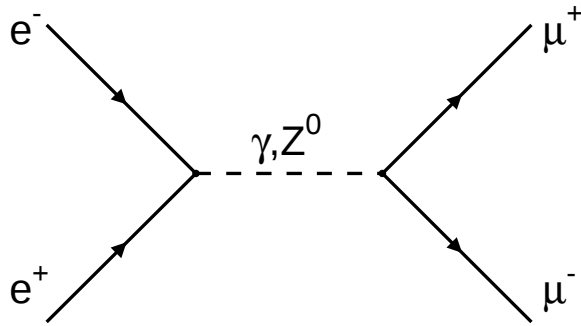


Abbildung 2.1:

Feynman-Diagramm

0^{ter} Ordnung (Born-Level)

für den Prozeß $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$

Die zugehörige Streuamplitude $\mathcal{M}$ als Summe des Photon- und Z-Austauschterms läßt sich aus den ein- und auslaufenden Fermionlinien, den Vertices und den Propagatoren ¹ wie folgt aufstellen (vgl. z.B. [18]):

$$\begin{aligned}
 -\mathcal{M} = & \quad 4\pi\alpha [\bar{\mu}\gamma^\nu\mu] \left(\frac{g_{\nu\sigma}}{s} \right) [\bar{e}\gamma^\sigma e] \\
 & + \frac{g^2}{4\cos^2\vartheta_W} [\bar{\mu}\gamma^\nu(g_v^\mu - g_a^\mu\gamma^5)\mu] \left(\frac{g_{\nu\sigma}}{s - \overline{M}_Z^2 + i\overline{M}_Z\overline{\Gamma}_Z} \right) [\bar{e}\gamma^\sigma(g_v^e - g_a^e\gamma^5)e]
 \end{aligned} \tag{2.1}$$

Der differentielle Wirkungsquerschnitt im Schwerpunktsystem ergibt sich dann nach Mittelung über die Elektron-Spins im Anfangszustand und Summation über

¹Der Breit-Wigner Propagator ist hier in Gleichung 2.1 und weiter unten im S-Matrix-Ansatz mit einem s -unabhängigen Zerfallsbreitenterm angesetzt. Die Ergebnisse von Anpassungsrechnungen werden üblicherweise für einen s -abhängigen Breitenterm im Nenner der Propagators angegeben ($s - M_Z^2 + is\Gamma_Z/M_Z$). Die Z-Masse und Breite transformieren sich dann wie folgt:

$$\begin{aligned}
 M_Z &= \overline{M}_Z \sqrt{1 + \Gamma_Z^2/M_Z^2} \approx \overline{M}_Z + 34.1 \text{ MeV} \\
 \Gamma_Z &= \overline{\Gamma}_Z \sqrt{1 + \Gamma_Z^2/M_Z^2} \approx \overline{\Gamma}_Z + 0.9 \text{ MeV}
 \end{aligned}$$

die unbeobachteten Myon-Spins im Endzustand aus: $d\sigma/d\cos\theta = 1/(32\pi s) \cdot |\mathcal{M}|^2$ zu:

$$\frac{d\sigma^\mu}{d\cos\theta} = \frac{\pi\alpha^2}{2s} \left\{ \begin{aligned} & (1 + \cos^2\theta) \\ & + [2g_v^e g_v^\mu (1 + \cos^2\theta) + 4g_a^e g_a^\mu \cos\theta] \operatorname{Re}\{\chi\} \\ & + [((g_v^e)^2 + (g_a^e)^2) ((g_v^\mu)^2 + (g_a^\mu)^2) (1 + \cos^2\theta) + 8g_v^e g_a^e g_v^\mu g_a^\mu \cos\theta] |\chi|^2 \end{aligned} \right\} \quad (2.2)$$

mit $\chi = \kappa \frac{s}{s - \overline{M}_Z^2 + i\overline{M}_Z \overline{\Gamma}_Z} \quad \theta = \angle(e^-, \mu^-)$

und $\kappa = \frac{1}{4\sin^2\vartheta_W \cos^2\vartheta_W} = \frac{G_F M_Z^2}{2\sqrt{2}\pi\alpha} \approx 1.50$

Für die Bestimmung der in Gleichung 2.2 enthaltenen Standardmodell-Parameter (Masse und totale Zerfallsbreite des Z-Bosons $\overline{M}_Z$ und $\overline{\Gamma}_Z$ und der Vektor- und Axialvektor-Kopplungskonstanten der Fermionen an das Z g_v und g_a bzw. des elektroschwachen Mischungswinkels $\sin\vartheta_W$ über $g_a = T_3$ und $g_v = T_3 - 2Q\sin^2\vartheta_W$) bieten sich zwei Meßgrößen an:

1. Der totale Wirkungsquerschnitt $\sigma_{tot}^\mu := \int_{-1}^{+1} \frac{d\sigma}{d\cos\theta} d\cos\theta$

$$\sigma_{tot}^\mu = \frac{4\pi\alpha^2}{3s} \left\{ 1 + 2g_v^e g_v^\mu \operatorname{Re}\{\chi\} + [(g_v^e)^2 + (g_a^e)^2] [(g_v^\mu)^2 + (g_a^\mu)^2] |\chi|^2 \right\} \quad (2.3)$$

2. Die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie

$$A_{FB} := \frac{\sigma_F - \sigma_B}{\sigma_F + \sigma_B} \quad (2.4)$$

mit dem Vorwärtswirkungsquerschnitt $\sigma_F = \int_0^1 \frac{d\sigma}{d\cos\theta} d\cos\theta$

und dem Rückwärtswirkungsquerschnitt $\sigma_B = \int_{-1}^0 \frac{d\sigma}{d\cos\theta} d\cos\theta$.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt aus Gleichung 2.2 läßt sich dann folgendermaßen ausdrücken:

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta} = \sigma_{tot}(s) \left(\frac{3}{8} (1 + \cos^2\theta) + A_{FB}(s) \cos\theta \right) \quad (2.5)$$

Werden nun der totale Wirkungsquerschnitt und die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie bei verschiedenen Schwerpunktsenergien gemessen, liefert eine Anpassungsrechnung die Werte der Standardmodell-Parameter ($\overline{M}_Z, \overline{\Gamma}_Z, g_a, g_v$).

2.3 Strahlungskorrekturen

Neben dem Born-Level Prozeß aus Abb. 2.1 sind auch Graphen höherer Ordnung mit einem Myonpaarendzustand möglich. Ihre Beiträge dürfen gegenüber den experimentellen Unsicherheiten nicht mehr vernachlässigt werden und müssen bei der Berechnung der Streuamplituden berücksichtigt werden.

Radiative QED-Korrekturen wie in Abbildung 2.2 gezeigt sind Graphen mit zusätzlichen reellen ISR/FSR² Photonen.

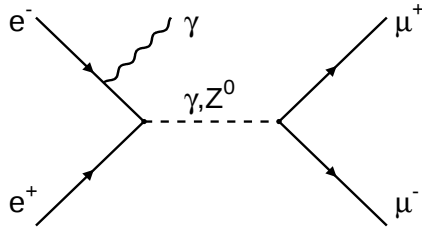


Abbildung 2.2:

*Feynman-Diagramm des Prozesses $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$
Hier gezeigt ist der für LEP II dominante Graph mit
Bremsstrahlung im Anfangszustand (ISR)*

Weitere Beiträge liefern die virtuellen schwachen Korrekturen. Selbstenergiekorrekturen enthalten Schleifen im Propagator nach Abbildung 2.3. Sie sind universell, d.h. für jeden Fermion-Endzustand gleich.

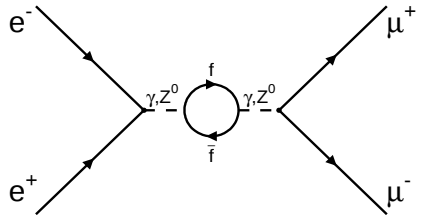


Abbildung 2.3:

*Feynman-Graph der Vakuumpolarisation. mit Propa-
gatorschleife.
Neben Fermionschleifen sind auch Schleifen mit den
geladenen Eichbosonen möglich.*

Vertexkorrekturen, wie z.B. in Abbildung 2.4 gezeigt, unterscheiden sich für verschiedene Fermion-Endzustände - signifikant aber nur für b-Quarks mit virtuellem top-Quark wegen der großen Massendifferenz.

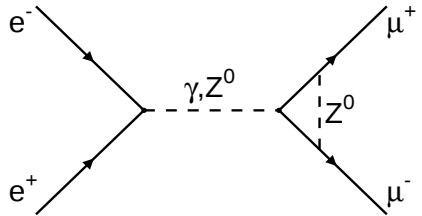


Abbildung 2.4:

*Feynman-Graph der Vertexkorrekturen.
Neben dem Z-Boson sind auch Schleifen mit Neutri-
nos und W-Boson möglich.*

Schließlich ist die Myonpaarerzeugung auch durch Box-Diagramme wie in Abb. 2.5 möglich. Da sie nicht-resonant erfolgt, sind ihre Beiträge im Bereich der Z-Resonanz vernachlässigbar klein.

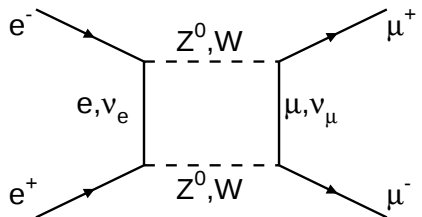


Abbildung 2.5:

Box-Diagramm für den Prozeß $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$

²Initial/Final State Radiation

Solche zusätzlichen Graphen liefern z.T. divergente Beiträge, die durch eine Umdefinierung der Theorie-Parameter auf meßbare (endliche) Größen in einer sog. Renormierung absorbiert werden. Für die Analyse der LEP Daten mit genauer Messung der Z-Masse und bei LEP II auch der W-Masse bietet sich das *on-shell* Schema an, das auf den Größen M_Z , M_W , und $\alpha(0)$ basiert.

Im Falle des Photon-Propagators wird damit die Feinstrukturkonstante α energieabhängig: $\alpha(s) = \frac{\alpha(0)}{1 - \Delta\alpha(s, m_f)}$ [19]. Der hadronische Beitrag dieser Korrektur mit den bei LEP kinematisch erlaubten Quarks (u,d,c,s,b) wird aus Messungen bei $\sqrt{s} \ll M_Z$ extrapoliert. Er dominiert derzeit noch den Fehler in $1/\alpha(M_Z^2) = 128.886 \pm 0.090$ [20].

Die schwachen Korrekturen werden mit dem effektiven Veltmann-Parameter $\bar{\rho} = 1 + \Delta\rho$ in undefinierten sog. *effektiven* Kopplungskonstanten absorbiert:

$$\begin{aligned}\bar{g}_a &= g_a \sqrt{\bar{\rho}} \\ \bar{g}_v &= g_a \sqrt{\bar{\rho}} (1 - 4Q \sin^2 \vartheta_W) \\ \sin^2 \bar{\vartheta}_W &= \sin^2 \vartheta_W (1 + \Delta\rho \cos^2 \vartheta_W + \dots)\end{aligned}\tag{2.6}$$

Die Top- und Higgsbeiträge dominieren diese Korrekturen:

$$\Delta\rho = \Delta\rho_{top} + \Delta\rho_{higgs} + \dots$$

Dabei ist die Topmassenabhängigkeit quadratisch

$$\Delta\rho_{top} = \frac{\alpha}{4\pi} \frac{3}{4 \sin^2 \vartheta_W \cos^2 \vartheta_W} \left(\frac{m_t}{M_Z} \right)^2\tag{2.7}$$

und die Higgsmassenabhängigkeit logarithmisch[21]:

$$\Delta\rho_{higgs} = \frac{3\alpha}{16\pi \sin^2 \vartheta_W} \left(\ln \frac{m_H^2}{m_W^2} - \frac{5}{6} \right)\tag{2.8}$$

Der differentielle Wirkungsquerschnitt inklusive der elektroschwachen Korrekturen wird weiterhin mit Gleichung 2.2 beschrieben, nur müssen die Kopplungskonstanten g_v und g_a , sowie der Mischungswinkel $\sin^2 \vartheta_W$ durch die oben definierten effektiven Werte ersetzt werden. Diese Formulierung wird auch als 'improved Born approximation' bezeichnet.

Die radiativen QED-Korrekturen insbesondere bei Abstrahlung von Photonen im Anfangszustand sind wesentlich größer als die schwachen, allerdings auch genauer abschätzbar. Zur Berechnung wird der unkorrigierte Wirkungsquerschnitt σ_0 bei der Reduzierten Schwerpunktsenergie $x \cdot s$ mit der Abstrahlungswahrscheinlichkeit P_γ eines Photons der Energie $E_\gamma = \frac{1-x}{2} \sqrt{s}$ gefaltet: $\sigma(s) = \int_0^1 \sigma_0(x \cdot s) P_\gamma(x, s) dx$. Im Bereich der Z-Resonanz verringert sich der totale Wirkungsquerschnitt um ca.

25% durch Bremsstrahlungsprozesse im Anfangszustand zu niedrigeren effektiven Schwerpunktsenergien $\sqrt{s'}$ des Elektron-Positron-Paars. Oberhalb der Z-Resonanz hingegen verdoppelt er sich fast, durch die sog. 'Rückstrahlung zum Z' [23]. Abbildung 2.6 zeigt den Einfluß der QED Strahlungskorrekturen auf den totalen Wirkungsquerschnitt im Vergleich zu der improved Born Approximation. Die Werte sind mit dem Programmpaket ZFITTER [58] berechnet. Die verwendeten Standardmodellparameter sowie die Datenkarten zur Programmparametereinstellung sind in Anhang A.6 angegeben.

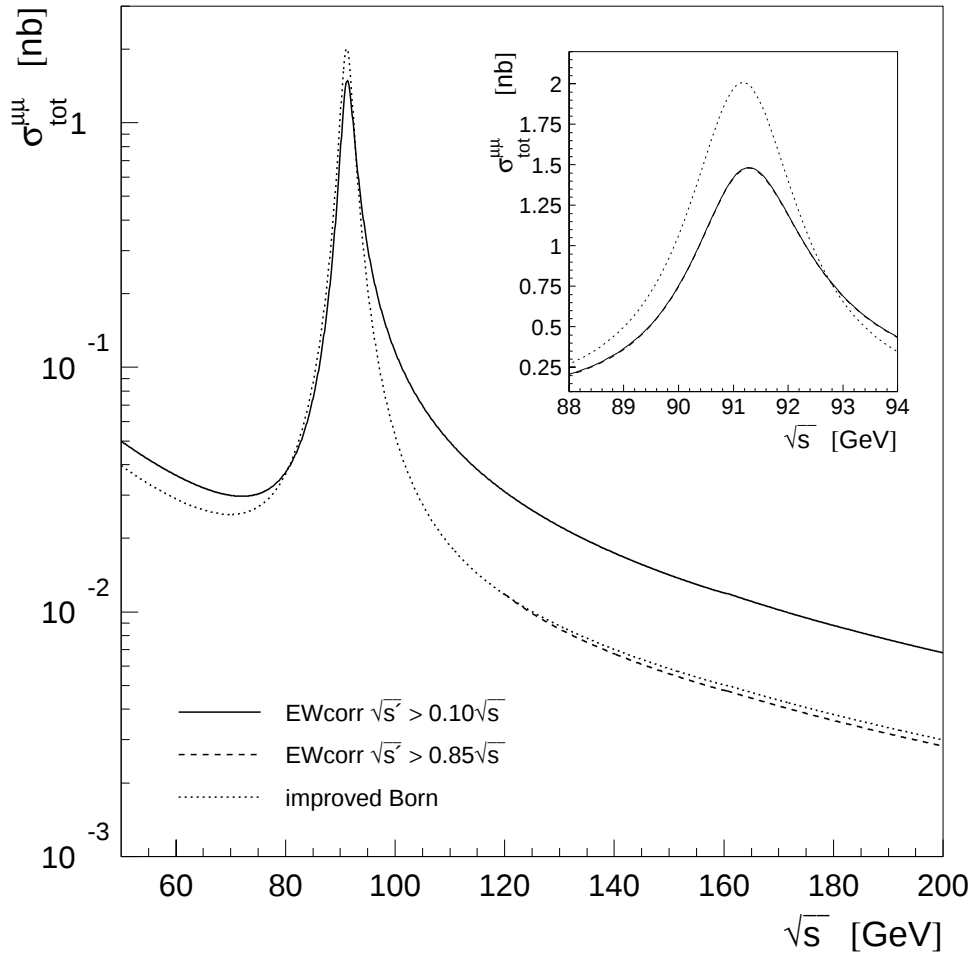


Abbildung 2.6: Der totale Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$ berechnet mit ZFITTER. Zum einen in improved-Born Approximation (inklusive schwacher Strahlungskorrekturen) und zum Vergleich mit allen elektroschwachen Korrekturen (EWcorr) für die zwei bei der LEP II Selektion verwendeten Schnitte auf die invariante Myonpaarmasse $\sqrt{s'}$. Insbes. ist damit die QED-Anfangszustand-Bremsstrahlung berücksichtigt.

2.4 S-Matrix Ansatz

Um bei der direkten Auswertung der Messungen modellunabhängiger zu bleiben, werden die gemessenen totalen Wirkungsquerschnitte und Asymmetrien nicht an Gleichung 2.3 angepaßt, sondern an eine Parametrisierung aus dem sog. S-Matrix-Ansatz [24]:

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta} = \frac{4\pi\alpha^2}{3} \left\{ \begin{aligned} & \frac{(\frac{\alpha(s)}{\alpha} Q_e Q_f)^2}{s} \quad \frac{3}{8}(1 + \cos^2\theta) \\ & + \frac{s - \overline{M}_Z^2}{(s - \overline{M}_Z^2)^2 + (\overline{\Gamma}_Z \overline{M}_Z)^2} [j_f^{tot} \frac{3}{8}(1 + \cos^2\theta) + j_f^{fb} \cos\theta] \\ & + \frac{s}{(s - \overline{M}_Z^2)^2 + (\overline{\Gamma}_Z \overline{M}_Z)^2} [r_f^{tot} \frac{3}{8}(1 + \cos^2\theta) + r_f^{fb} \cos\theta] \end{aligned} \right\}$$

Vorausgesetzt wird hier lediglich die Wechselwirkung über ein masseloses und ein massives Austauscheteilchen (γ und Z), sowie deren Interferenz und die Gültigkeit der QED für den Photon-Austausch.

Der totale Wirkungsquerschnitt und die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie ergeben sich dann zu:

$$\begin{aligned} \sigma_a^f(s) &= \frac{4}{3}\pi\alpha^2 \left[\frac{|\alpha(s)/\alpha|^2}{s} + \frac{j_f^a(s - \overline{M}_Z^2) + r_f^a s}{(s - \overline{M}_Z^2)^2 + \overline{M}_Z^2 \overline{\Gamma}_Z^2} \right] \quad a = \text{tot, fb} \\ A_{FB}^f(s) &= \frac{3}{4} \frac{\sigma_{fb}^f(s)}{\sigma_{tot}^f(s)} \quad f = e, \mu, \tau, q \end{aligned} \quad (2.9)$$

Bei der Selektion der Quarkpaarereignisse für die Z-Paramettermessungen wird nicht nach dem Typ des produzierten Quarkpaares unterschieden. Für die Hadronpaare wird daher die Parametersumme über die kinematisch erlaubten Quarktypen $q=u,d,s,c,b$ eingeführt:

$$\begin{aligned} r_{had} &:= \sum_q r_q^{tot} = 9/\alpha^2 \quad \Gamma_e \Gamma_{had} / \overline{M}_Z^2 \\ j_{had} &:= \sum_q j_q^{tot} \end{aligned}$$

Außerdem kann die Ladung der ursprünglichen Quarks nicht präzise aus den Jets bestimmt werden, so daß für die Hadronpaare auch keine Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie bestimmt wird. Somit werden die hadronischen Messungen mit den zwei Größen Γ_{had} und j_{had} parametrisiert.

Die Parameter der Z-Austausch- und der Interferenzterme sind hier unabhängig voneinander. Im Standardmodell sind sie über die effektiven Kopplungskonstanten $\overline{g}_a$ und $\overline{g}_v$ folgendermaßen verknüpft:

$$\begin{aligned} r_f^{tot} &= N_c^f \kappa^2 ((\overline{g}_a^e)^2 + (\overline{g}_v^e)^2) ((\overline{g}_a^f)^2 + (\overline{g}_v^f)^2) = 9/\alpha^2 \quad \Gamma_e \Gamma_f / \overline{M}_Z^2 \\ j_f^{tot} &= 2N_c^f \kappa q_e q_f \overline{g}_v^e \overline{g}_v^f \end{aligned}$$

$$r_f^{\text{fb}} = 4N_c^f \kappa^2 \bar{g}_a^e \bar{g}_v^e \bar{g}_a^f \bar{g}_v^f$$

$$j_f^{\text{fb}} = 2N_c^f \kappa q_e q_f \bar{g}_a^e \bar{g}_a^f$$

Die effektiven Kopplungskonstanten sind nach Gleichung 2.6 über $\bar{\rho} = 1 + \Delta\rho$ mit den Born-Level-Parametern g_a^f und g_v^f verknüpft.

Parametrisierungen des differentiellen Wirkungsquerschnitts

Zusammenfassend bietet die Analyse der Fermionpaarmessungen bei LEP folgende Möglichkeiten zur Überprüfung des Standardmodells: Die Anpassung der S-Matrix-Parametrisierung nach Gleichungen 2.9 an die bei verschiedenen Schwerpunktsenergien $\sqrt{s}$ gemessenen totalen Wirkungsquerschnitte σ_{tot} und Asymmetrien A_{FB} liefert Standardmodell-unabhängig die Z-Masse und Breite sowie die Z-Austausch- und γ -Z-Interferenzbeiträge der hadronischen und leptonischen Endzustände.

Ohne Annahme der Leptonuniversalität werden 16 Parameter angepaßt:

$$(M_Z, \Gamma_Z, \Gamma_{\text{had}}, j_{\text{had}}, r_l^{\text{tot}}, j_l^{\text{tot}}, r_l^{\text{fb}}, j_l^{\text{fb}}) \quad l = e, \mu, \tau \quad (2.10)$$

Bei Annahme von Leptonuniversalität reduziert sich die Parameterzahl auf 8, da die leptonischen Messungen zusammen angepaßt werden.

Zur Überprüfung der Leptonuniversalität wird die Anpassung üblicherweise – ‘Standardmodell-näher’ – in den effektiven Kopplungskonstanten parametrisiert:

$$(M_Z, \Gamma_Z, \Gamma_{\text{had}}, \bar{g}_a^l, \bar{g}_v^l) \quad l = e, \mu, \tau \quad (2.11)$$

Bei Annahme von Leptonuniversalität reduziert sich die Parameterzahl hier von 9 auf 5.

Durch den Vergleich der gemessenen effektiven Kopplungskonstanten mit der Born-Level Vorhersage werden die elektroschwachen Korrekturen gemessen und unter Voraussetzung ihrer Abhängigkeit von den Top- und Higgsbeiträgen sind deren Massen M_t und M_H bestimmt.

2.5 LEP II Kinematik

Wegen des hohen Anteils an ISR-Ereignissen mit Bremsstrahlungsphotonen im Anfangszustand wird bei der Analyse der LEP II Daten die reduzierte Schwerpunktsenergie $\sqrt{s'}$ bestimmt, die zur Produktion des Myonpaares aus der Elektron-Positron-Annihilation zur Verfügung steht. Sie entspricht der invarianten Masse $M_{\mu\mu}$ des Myonpaares und erlaubt es, den Wirkungsquerschnitt und die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie getrennt für die Klasse angeben zu können, die keine zur Z-Resonanz ‘zurückgestrahlten’ Ereignisse enthält. Diese Ereignisse, deren effektive Schwerpunktsenergie $\sqrt{s'}$ oberhalb von $\sqrt{s/s'} \geq 0.85$ liegen muß, werden im Folgenden auch als *exklusiv* selektierte LEP II Ereignisse bezeichnet. Die Kinematik eines solchen Ereignisses veranschaulicht Abb. 2.7.

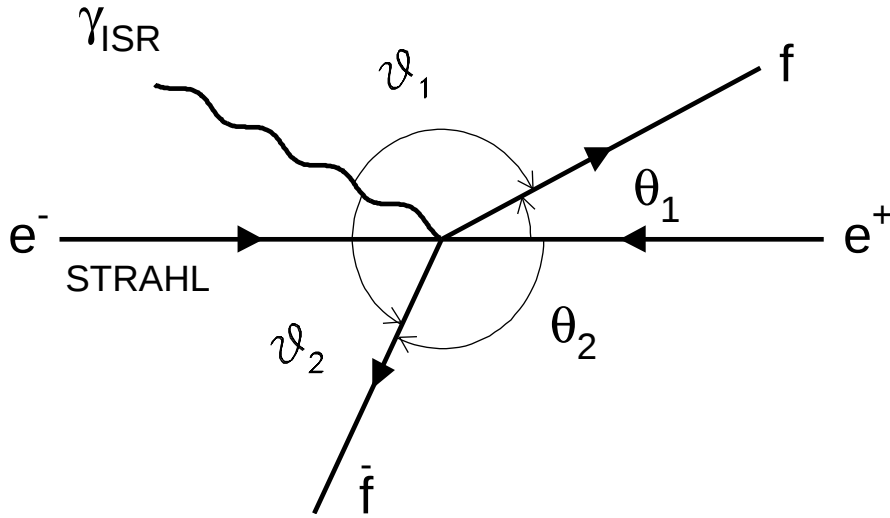


Abbildung 2.7: Die Kinematik eines LEP II Ereignisses mit Bremsstrahlungsphoton

Im Schwerpunktsystem der einlaufenden Elektronen und Positronen steht ohne Bremsstrahlung die Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} = E_{e^-} + E_{e^+} \approx 2E_{\text{Strahl}}$ zur Verfügung.

Unter Annahme eines einzigen Bremsstrahlungsphotons mit der Energie E_{γ}^{ISR} ergibt sich s' zu:

$$s' := M_{\mu\mu}^2 = s - 2E_{\gamma}^{ISR}\sqrt{s} \quad (2.12)$$

Die Photonenergie E_{γ}^{ISR} wird entweder direkt durch Messung im Kalorimeter bestimmt, oder sie wird aus den Polarwinkeln ϑ_1, ϑ_2 der Fermionen bezüglich der Photonrichtung berechnet:

$$E_{\gamma}^{ISR} = \sqrt{s} \frac{|\sin(\vartheta_1 + \vartheta_2)|}{\sin(\vartheta_1) + \sin(\vartheta_2) + |\sin(\vartheta_1 + \vartheta_2)|} \quad (2.13)$$

Wird kein Bremsstrahlungsphoton im Detektor registriert, so wird es im Strahlrohr angenommen und E_{γ}^{ISR} wird aus den Polarwinkeln θ_1, θ_2 der Fermionen bezüglich der Strahlachse nach Gleichung 2.13 bestimmt, allerdings mit $\vartheta_1 = \theta_1$ und $\vartheta_2 = \theta_2$.

Diese Rekonstruktion von s' mißlingt bei den seltenen Ereignissen mit mehr als einem hochenergetischen ISR-Photon. Ihr Vorteil ist es, nur von den gut rekonstruierbaren Flugrichtungen der Myonen abhängig zu sein und nicht von der Impulsmessung.

Kapitel 3

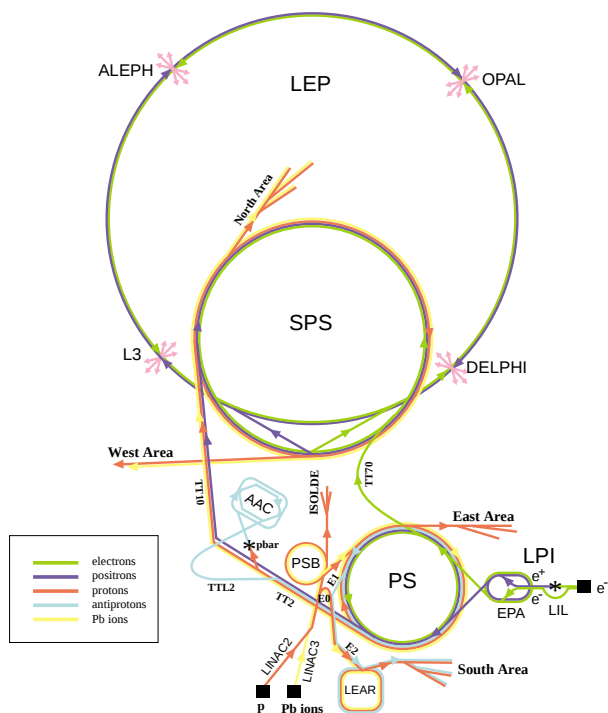
Das Experiment

Die in der vorliegenden Arbeit analysierten Daten sind in den Jahren 1995 bis 1997 mit dem L3-Detektor am Elektron-Positron-Speicherring LEP aufgezeichnet worden.

3.1 LEP

Der Beschleuniger LEP ist mit ca. 27 km Umfang der größte e^+e^- Speicherring.

Er wird über die vorhandenen CERN-Beschleuniger PS und SPS mit 20 GeV Elektron- und Positron-Paketen gefüllt. In acht geraden Segmenten des LEP werden die Teilchen durch Hochfrequenzeinkopplung auf ihre Endenergie von bis zu 100 GeV beschleunigt und in acht Segmenten mit ca. 3000 m Radius durch Dipolmagnetfelder auf eine Kreisbahn gezwungen. In vier der acht Geraden werden die gegenläufigen Strahlen zur Kollision gebracht, um den dort installierten Detektoren Aleph, Opal, Delphi und L3 die Aufzeichnung von e^+e^- Wechselwirkungen zu ermöglichen. Abbildung 3.1 zeigt die für den LEP-Betrieb verwendeten Beschleunigeranlagen am CERN.



LEP: Large Electron Positron collider
 SPS: Super Proton Synchrotron
 AAC: Antiproton Accumulator Complex
 ISOLDE: Isotope Separator OnLine DEvice
 PSB: Proton Synchrotron Booster
 PS: Proton Synchrotron
 LPI: Lep Pre-Injector
 EPA: Electron Positron Accumulator
 LIL: Lep Injector Linac
 LINAC: LINear ACcelerator
 LEAR: Low Energy Antiproton Ring

Abbildung 3.1:

Der LEP Speicherring des CERN mit Vorbeschleunigern LIL, EPA, PS und SPS. [25]

Tabelle 3.1 faßt die wichtigsten Parameter des LEP-Speicherrings zusammen.

Globale Parameter		
Umfang	26658.90 m	
Wechselwirkungszonen	4	
Umlauf-Frequenz	11245.5 Hz	
Krümmungsradius	3026.42 m	
Strahlenergieabhängige Parameter		
Schwerpunktsenergie	45.6 GeV	90.0 GeV
Dipolfeld	0.135 T	0.266 T
HF Spannung	360 MV	2300 MV
Energieverlust/Umlauf	120 MeV	1.82 GeV
Bunchzahl	4	4
Bunchabstand	22 μ s	22 μ s
Bunchletzahl	4	2
Bunchletabstand	247 ns	336 ns
Bunchletlänge	1.0 cm	1.5 cm
max. Bunch Intensität	0.80 mA	0.80 mA
Strahlprofil	12 μ m $\times$ 200 μ m	10 μ m $\times$ 150 μ m
Luminosität	0.02 nb ⁻¹ /s	0.05 nb ⁻¹ /s

Tabelle 3.1: Die Parameter des LEP-Speicherrings am CERN

3.1.1 Strahlenergie

Bis 1995 wurde LEP mit Strahlenergien um 45 GeV betrieben, so daß die zur Verfügung stehende Schwerpunktsenergie im Bereich der Z-Resonanz bei 91 GeV lag, um die Z-Masse und Breite mit einer Genauigkeit unter 2 MeV ähnlich präzise wie z.B. die Fermikonstante G_F bestimmen zu können. Diese Phase des LEP-Betriebs wird im Folgenden mit LEP I bezeichnet.

Um mit LEP auch die Masse und Breite der geladenen W-Bosonen über die W-Paarerzeugung zu messen und die Higgs-Suche auf den für LHC unzugänglichen Massenbereich bis etwa 100 GeV auszudehnen sind Strahlenergien bis 100 GeV nötig.

Dazu war es erforderlich, ab 1995 sukzessive die HF-Kupferkavitäten durch supraleitende Hohlraumresonatoren zu ersetzen, da der zu kompensierende Energieverlust der umlaufenden Elektronen mit der 4. Potenz der Strahlenergie anwächst. In dieser mit LEP II bezeichneten Phase wurden 1996 Strahlenergien von 81-86 GeV und 1997 von 92 GeV erreicht und 1999 sogar 101 GeV.

3.1.2 Luminosität und Strahlstruktur

Die Wechselwirkungsrate eines Streuexperiments ist proportional zur Luminosität $\mathcal{L}$. Bei einem Beschleuniger mit entgegengesetzt laufenden Strahlen verhält sie sich proportional zu den Strömen und umgekehrt proportional zum Strahlquerschnitt. Im LEP I Betrieb wurde 1995 mit jeweils $N_b = 4$ Elektron und Positron Paketen bei einer Bunch-Kollisionsrate $\nu_k = 11\text{kHz}$ ein Strahlquerschnitt A von $12\mu\text{m} \times 200\mu\text{m}$ und ein Bunchstrom von 0.8mA erreicht, der nach ca. 8 Stunden einer Füllung auf ca. 0.5mA abfällt. Daraus ergibt sich eine mittlere Luminosität

$$\mathcal{L} = N_b \cdot \frac{I_{e^-}/q \cdot I_{e^+}/q}{4\pi A \nu_k} \approx 2 \cdot 10^{31} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \hat{=} 0.02 \text{nb}^{-1}/\text{s}$$

Um bei den niedrigen LEP II Wirkungsquerschnitten eine möglichst hohe Wechselwirkungsrate zu erzielen, muß der Strahlquerschnitt A minimiert werden. Dazu werden die vier Elektron- und Positronpakete in jeweils zwei oder vier Subpakete, die sog. *Bunchlets*, aufgeteilt. Dieser sog. *Bunchtrain*-Modus wurde auch schon 1995 für die Messungen bei der Z-Resonanz gefahren. Der Wechselwirkungszeitpunkt, d.h. die Zuordnung eines Ereignisses zu einem der Bunchlets, muß dann aus den aufgezeichneten Daten selbst bestimmt werden, da die Strahl-Synchronisation des Detektors mit dem ersten Bunchlet geschieht, die Wechselwirkung aber in einem der vier Bunchlets stattfinden kann. Die Strahlstruktur dieser zwei LEP-Betriebsmodi ist in Abbildung 3.2 schematisch dargestellt.

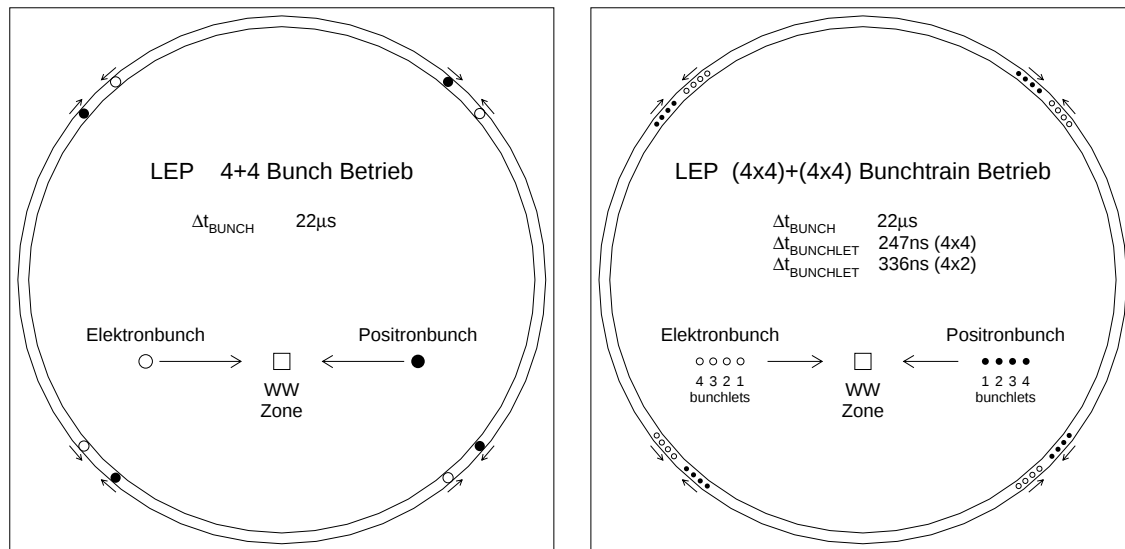


Abbildung 3.2: Die LEP Strahlstruktur.

Links der Bunchmodus mit 4 Elektron und 4 Positronpaketen.

Rechts der Bunchtrain-Modus mit jeweils 4 Bunchlets pro Paket.

3.1.3 Schwerpunktsenergie

Zur Anpassung der SM-Parameter an die Messungen benötigen die Detektor-Kollaborationen eine präzise Angabe der Schwerpunktsenergie, bei der sie ihre Ereignisse aufgezeichnet haben. Diese Aufgabe liegt in der Verantwortung der LEP-Beschleuniger-Gruppe.

Für jede LEP-Füllung wird für jede Wechselwirkungszone, d.h. für jeden der LEP-Detektoren, die Schwerpunktsenergie des kollidierenden Elektron-Positron-Systems getrennt bestimmt. Diese Berechnungen basieren auf dem LEP Strahlenergiemodell (B.E.M.):

Aus der Frequenz der Beschleuniger-Kavitäten und den kontinuierlich gemessenen Magnetfeldstärken der Ablenkmagnete sowie der exakt vermessenen Position der Experimente relativ zur LEP Strahloptik wird die Schwerpunktsenergie für jeden der LEP Wechselwirkungspunkte extrapoliert. Mit Hilfe der resonanten Spin-Depolarisation [26] werden die Strahlenergien einiger Elektronfüllungen mit einer Genauigkeit von ca. 0.2 MeV ermittelt. Diese Kalibrationsmessungen können allerdings nur mit einem der beiden Strahlen im Speicherring bei Strahlenergien bis ca. 55 GeV durchgeführt werden.

Im B.E.M. berücksichtigt werden auch eine Reihe von Umwelteinflüssen: Die Mondphase und der Wasserstand im Genfer See verändern die Schwerpunktsenergie über die Variation des LEP-Umfanges um bis zu 5 MeV.

Ein erst 1993 durch Kalibrationsmessungen vor und nach LEP-Füllungen beobachteter kontinuierlicher Anstieg der mittleren Strahlenergie tagsüber um ca. 2 MeV konnte 1994 mit Erdströmen durch das LEP Strahlrohr korreliert werden, die durch Schienenverkehr verursacht werden und über Hysteresezyklen der LEP-Ablenkmagnete die Strahlenergie beeinflussen. Auf diesen Effekt können die LEP-Füllungen seit 1995 korrigiert werden [63].

Die Berücksichtigung der speziellen Geometrie des LEP-Speicherrings an den vier Wechselwirkungszonen ermöglicht auch die Angabe der Lage des Wechselwirkungspunktes entlang der Strahlrohres. Sie kann anhand der aufgezeichneten Daten von den einzelnen Experimenten kontrolliert werden. Der angegebene Fehler der Schwerpunktsenergie für die 1995 ober und unterhalb der Z-Resonanz ('off-peak') erzeugten Kollisionen liegt bei etwa 1.7 MeV. Er dominiert den Fehler der Massen- und Breitenbestimmung des Z bei LEP und wurde durch die Energiekalibration von 27 der 45 LEP off-peak Füllungen erreicht. Von den on-peak Füllungen wurde 1995 nur eine kalibriert. Eine ausführliche Darstellung der LEP I Energiekalibration findet sich in [27].

Für den LEP II Betrieb ist keine direkte Kalibrationsmessung mehr möglich, so daß als weiterer Fehler die Extrapolation des B.E.M. von 55 GeV auf die LEP II Strahlenergien hinzukommt [28]. Die angegebenen Fehler für die verschiedenen Schwerpunktsenergien sind in Tabelle 3.2 zusammengefaßt.

Prd	$\sqrt{s}$	$\sqrt{\Delta s}$	Prd	$\sqrt{s}$	$\sqrt{\Delta s}$
LEP I	GeV	MeV	LEP II	GeV	MeV
95ps	91.3	10.0	95h1	130.1	38
95m2	89.5	1.8	95h2	136.1	36
95pk	91.3	5.4	96h1	161.3	54
95p2	93.0	1.7	96h2	172.1	60
			97h1	182.7	50

Tabelle 3.2:
Unsicherheit der Schwerpunktsenergiebestimmung für die LEP I Datennahme (links) und LEP II (rechts).

3.2 Der L3 Detektor

Der weitere Teil des Experiments liegt in der Verantwortung der Detektor-Kollaborationen. Das ist zum einen die Bestimmung der integrierten Luminosität die den vom Detektor aufgezeichneten Daten entspricht und zum anderen die Rekonstruktion der Teilchenspuren, um aus den Ereignissignaturen und den Verteilungen der rekonstruierten kinematischen Größen die Parameter des SM zu bestimmen.

Der L3-Detektor zeichnet sich durch ein BGO-Kristallkalorimeter feiner Granularität für elektromagnetische Schauer aus und ein mehrlagiges System von Spurkammern für die Myonimpulsbestimmung mit einem Hebelarmradius von 3 m innerhalb des Feldes des L3-Magneten.

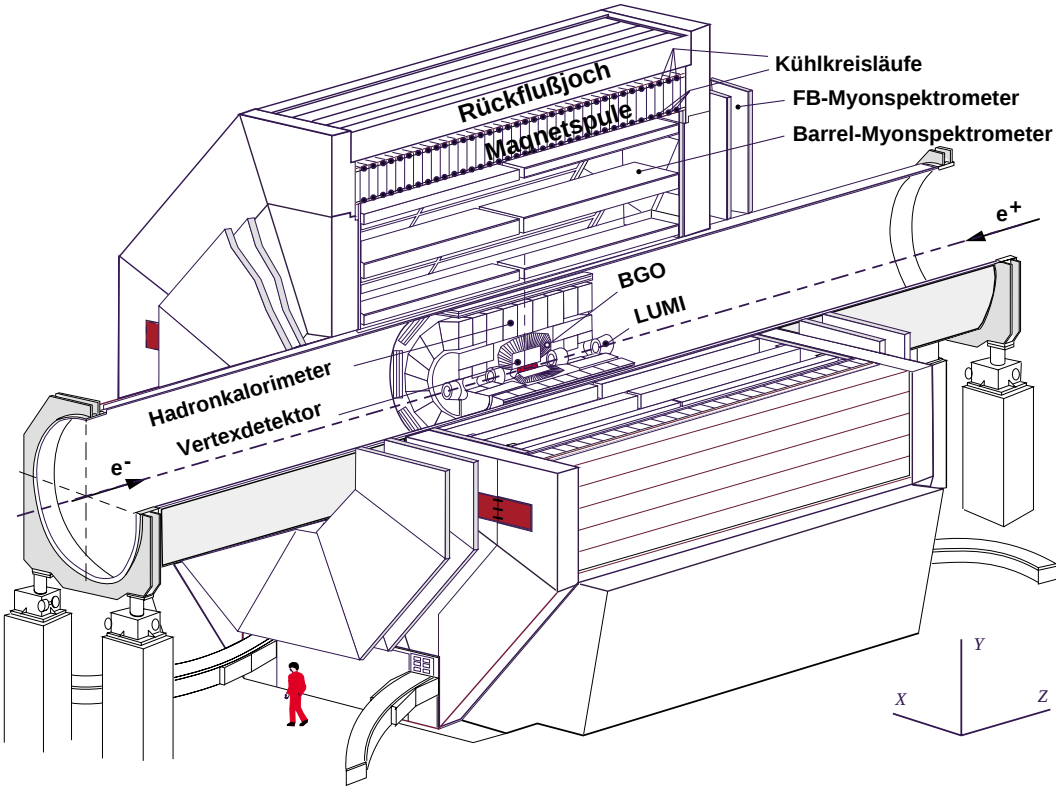


Abbildung 3.3: Der L3 Detektor

Der Aufbau des L3-Detektors entspricht ansonsten dem üblichen Standard dieser

Allzweck-Nachweisgeräte. Wegen der Symmetrie der Elektron-Positron-Wechselwirkung, ist der Detektor sowohl rotationssymmetrisch bezüglich des Strahlrohres und spiegelsymmetrisch bezüglich der dazu senkrecht stehenden Ebene durch den Wechselwirkungspunkt.

Abb. 3.3 zeigt in der Gesamtansicht von L3 die innere Spurkammer (Vertexdetektor), die Kalorimeter für elektromagnetische (BGO) und hadronische Schauer, sowie den Luminositätsmonitor (LUMI) innerhalb des Zentraldetektor-Tragrohres (Support-tube) und außerhalb die Lagen der Barrel- und Vorwärtsmyonkammern (FB). Ihr ist außerdem die Lage des L3-Koordinatensystems zu entnehmen: Die z-Achse weist entlang des Strahlrohres in die Richtung der einlaufenden Elektronen, die y-Achse nach oben und die x-Achse auf das Zentrum des LEP-Ringes. Die xy-Ebene wird im Folgenden auch in Zylinderkoordinaten als $r\phi$ -Ebene bezeichnet. Die Richtung der x-Achse entspricht dann $\phi = 0^\circ$ und die y-Achse $\phi = 90^\circ$. Bei dem zylindrischen Aufbau des L3-Detektors wird der Mantelbereich im Folgenden auch Barrel oder Zentralbereich genannt, die Stirnseiten werden auch als Endkappen oder Vorwärtsbereich bezeichnet.

Abbildung 3.4 zeigt einen Seitenschnitt der inneren L3-Subdetektoren. In ihr ist auch der Vertexdetektor (SMD) zu erkennen, und es sind die Flugzeitzähler (Barrel und Endkappen SCINT) zwischen elektromagnetischem und hadronischem Kalorimeter eingezeichnet, sowie die EGAP-Detektoren in den Lücken zwischen ECAL-Barrel und -Endkappen.

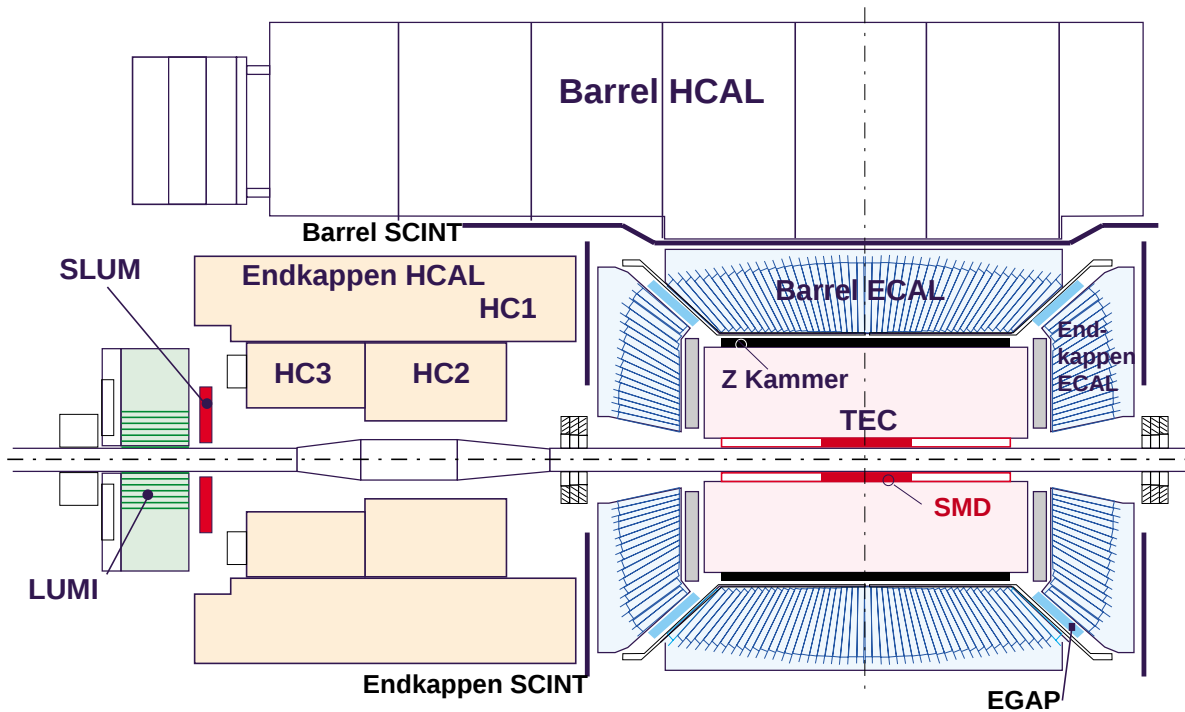


Abbildung 3.4: Der innere L3 Detektor im Seitenschnitt. Vom hadronischen Kalorimeter (HCAL) und dem Luminositätsmonitor (LUMI und SLUM) ist nur die linke Seite des symmetrischen Aufbaus gezeigt.

3.2.1 L3-Subdetektoren

Die Beschreibung der L3-Subdetektoren im Hinblick auf die Analyse von Myonpaarereignissen folgt der Bahn eines Myons vom Wechselwirkungspunkt bis zum Verlassen des Detektors.

L3 Magnet

Das Strahlrohr und alle L3-Subdetektoren befinden sich im Feld des L3-Magneten. Im Barrelbereich erzeugt eine normalleitende Solenoidspule mit 168 Windungen bei einem Spulenstrom von 30000 A eine homogene Magnetflußdichte von 0.5 T in z-Richtung. Für das an den Türen des Rückflußjochs installierte Vorwärtsmyonkammersystem (FB) erzeugen Toroidspulen mit jeweils 18 Windungen und einem Spulenstrom von 6500 A im Eisen der Tür eine Magnetflußdichte von 1.2 T. Die Bahnen geladener Teilchen im Bereich der Vorwärts-Myonkammern werden damit in der rz -Ebene gekrümmt. Wegen eines Masseschlusses wurde L3 1997 ohne Toroidfeld betrieben.

Siliziumstreifen Mikrovertex Detektor (SMD)

Die Spuren der bei der Elektron-Positron-Vernichtung erzeugten Teilchen beginnen innerhalb des LEP-Strahlrohres, das im Zentralbereich des Detektors auf einen Radius von 55mm verjüngt wurde. Direkt daran anschließend liefert der zweilagige Siliziumstreifen-Mikrovertex-Detektor (SMD) [29] die innersten ϕ und z Koordinaten der Teilchenspur, mit einer Genauigkeit von etwa $7\mu\text{m}$ in der $r\phi$ -Ebene und $14\mu\text{m}$ in der z -Richtung. Diese Information zur Bestimmung der Sekundärvertices bei b-Zerfällen dient bei der Selektion von Myonpaaren der effizienten Unterdrückung von Untergrundereignissen aus kosmischen Myonen, deren Spur nicht direkt durch den Vertex verläuft. Bei der Rekonstruktion des kleinsten Abstandes RDCA bzw. ZDCA¹ der Teilchenspur zum Wechselwirkungspunkt wird die nominelle Vertexlage jeder LEP-Füllung berücksichtigt.

Innere Spurkammer (TEC)

Die zentrale Spurkammer füllt das Volumen bis ca. 50 cm um den Wechselwirkungspunkt aus. Sie ist als Driftkammer mit niedriger Driftgeschwindigkeit ($v_d = 6\text{mm}/\mu\text{s}$) und anschließender Gasverstärkung in unmittelbarer Nähe der in z -Richtung gespannten Anodendrähte nach dem 'Time Expansion Chamber' Prinzip konstruiert (TEC) [30]. Aus der Driftzeit werden die Abstände der Spur geladener Teilchen zu den Drähten mit einer Auflösung von ca. $50\mu\text{m}$ bestimmt. Die 8 Drähte der in 12 Sektoren aufgeteilten inneren TEC und die 54 Drähte der in 24 Sektoren aufgeteilten äußeren TEC liefern maximal 62 Koordinaten eines Kreisbogens in der $r\phi$ -Ebene, aus dessen Krümmung der Impuls mit einer Auflösung von ca. 100% bei 45 GeV bestimmt wird. Die z -Koordinate der Teilchenspur wird mit einer zweilagigen Vieldraht-Proportionalkammer (TECZ) gemessen, die die TEC auf ihrer Zylinderhülle umgibt [31]. Weitere Z -Information liefern beidseitig ausgelesene

¹Distance of Closest Approach in $r\phi$ bzw. z

Drähte (innen 2 von 8 und außen 9 von 54), sowie bei Spuren, die die TEC durch die Stirnseite verlassen, die Lage des äußersten getroffenen Drahtes.

Elektromagnetisches Kalorimeter (ECAL)

Die Energie elektromagnetischer Schauer von Elektronen und Photonen wird mit einem Kalorimeter aus Wismut-Germanat-Kristallen (BGO) nachgewiesen [32]. Die kurze Strahlungslänge (1.12cm) und hohe Lichtausbeute (3000 Photonen/MeV) dieses Materials gestattet einen kompakten Aufbau aus Kristallen von 24 cm Länge und $2 \times 2\text{ cm}^2$ Frontfläche. Der Zentralbereich mit 7680 Kristallen reicht von $z = -50\text{cm}$ bis $z = +50\text{cm}$ auf einem Radius von 52 cm um die Strahlachse. Die Endkappen mit 3808 Kristallen bei $z = \pm 54\text{cm}$ decken den Radius von 11 cm bis 52 cm ab.

Die Energieauflösung beträgt $\sigma(E)/E = 1.54\% \sqrt{GeV}/\sqrt{E} + 0.38\%$, d.h. ca. 3.5% bei 250 MeV und 0.6% bei 45 GeV [34]. Für Schauerenergien von 45 GeV wird eine Winkelauflösung von 1 mrad erreicht. Dies ist insbesondere für die Rekonstruktion von Myonpaar-Ereignissen bei LEP II von Bedeutung, da etwa 20% der ISR-Photonen im ECAL nachgewiesen werden. Die Myonen selbst durchqueren das BGO minimalionisierend und deponieren dabei eine Energie von ca. 250 MeV zumeist in nur einem Kristall. Die aus technischen Gründen verbliebene Lücke zwischen dem ECAL-Barrel und den Endkappen wurde 1996 mit der Installation des EGAP-Detektors geschlossen [33]. Er ist in Bleiabsorber/Szintillator-Lichtleiter gebaut und erreicht eine Energieauflösung von $12\% \sqrt{GeV}/\sqrt{E}$. Myonen liegen minimalionisierend an der Nachweisschwelle.

Flugzeit-Szintillatoren (SCINT)

Das elektromagnetische Kalorimeter wird von einer Lage Szintillatoren umgeben, die der Flugzeitmessung dienen [35]. Im Barrelbereich sind dies 30 ca. 3m lange Streifen auf einem Radius von 1m parallel zur Strahlachse und im Endkappenbereich bei $z = \pm 80\text{ cm}$ jeweils 16 Ringsegmente auf einem Radius von 0.3 m bis 1 m . Die Barrel-Szintillatoren werden auf beiden Seiten mit Photovervielfacher-Röhren ausgelesen und erreichen eine Zeitauflösung von 0.8 ns . Über die Differenzzeitmessung ist auch die Bestimmung der z -Koordinate mit einer Auflösung von ca. 50 cm möglich. Die Endkappen-Szintillatoren werden nur auf der äußeren Seite ausgelesen, mit einer Auflösung von 1.7 ns . Kosmische Myonen mit einer Flugzeit von ca. 6 ns zwischen oberem und unterem Szintillator sind damit von Myonpaar-Ereignissen unterschieden, bei denen die Szintillatoren gleichzeitig getroffen werden. Aus den registrierten Zeitpunkten der Teilchendurchgänge wird durch Abzug der Flugzeit vom Vertex zum Szintillator die Vertexzeit bestimmt. Bei den Barrelsintillatoren wird dabei die gemessene z -Koordinate berücksichtigt. Abbildung 3.5 zeigt die Verteilungen der gemessenen Vertexzeiten mit den Barrel- und Endkappenszintillatoren der 1995 bei $\sqrt{s} = 91.29\text{ GeV}$ aufgezeichneten Daten.

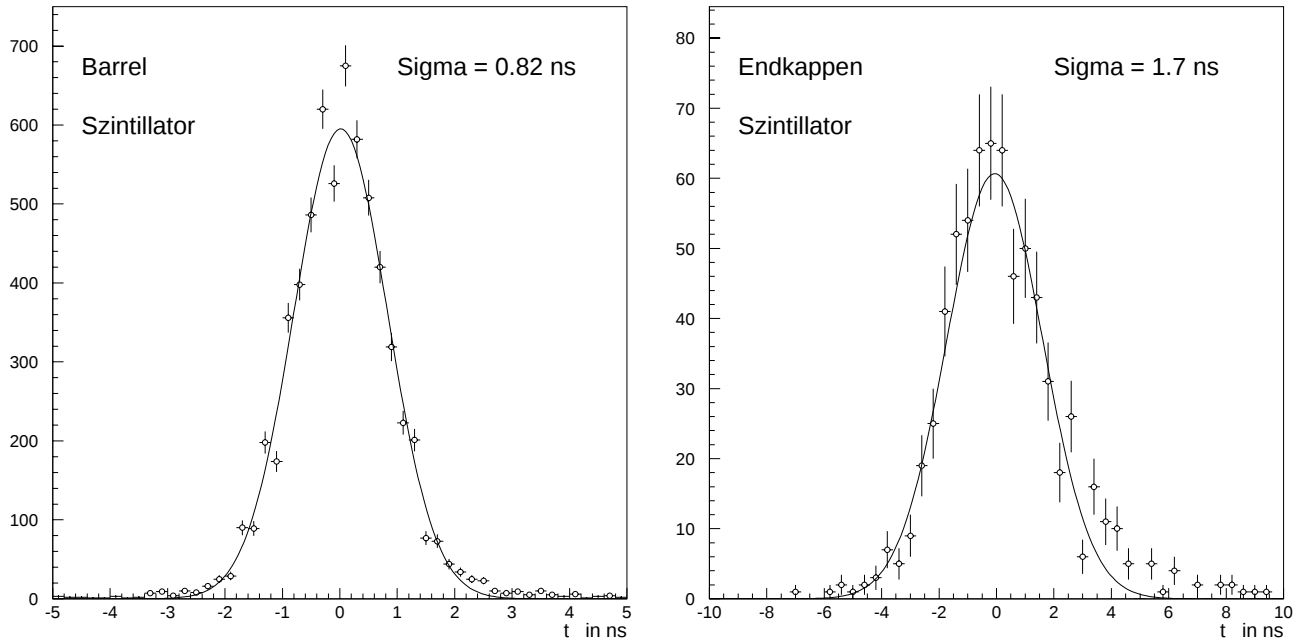


Abbildung 3.5: Die gemessenen Vertexzeiten der 95pb Daten im Barrel- und Endkappenbereich

Hadronisches Kalorimeter (HCAL)

Den äußeren Abschluß des inneren Detektors in der Support-tube bildet das hadronische Kalorimeter HCAL [36]. Mit diesem Detektor aus Uran-Absorbermaterial und Proportionaldrahtkammern in Sandwichbauweise wird die Energie hadronischer Schauer nachgewiesen, sowie durch die in Türmen mit bis zu 24 Lagen abwechselnd senkrecht zueinander gemessenen Koordinaten auch die Jet-Richtung. Das HCAL ist im Barrelbereich von $z = -1.7$ m bis $z = +1.7$ m aus 5 Ringen auf einem Radius von 1.1 m bis 1.5 m konstruiert. Die Endkappen decken den Bereich bis auf 5.5° zur Strahlachse ab. Nur Myonen durchdringen auch diesen Detektor und deponieren dabei minimalisierend eine Energie von ca. 2 GeV. Durch die Vielfachstreuung werden sie bei einem Impuls von 45 GeV im Mittel um ca. 0.2° abgelenkt. Für Myonspuren im HCAL beträgt die Winkelauflösung im besten Fall etwa 0.5° , es gibt jedoch auch Nachweislücken im Überlappbereich zwischen den Barrelringen und zwischen Barrel und Endkappe.

Luminositätsmonitor (LUMI)

Zur Strahlachse hin wird der innere Detektor vom Luminositätsmonitor abgeschlossen LUMI [37]. In 3m Entfernung vom Wechselwirkungspunkt sind jeweils zwei Halbringe aus BGO-Kristallen installiert, die während der Datennahme an das Strahlrohr herangefahren werden. Zur genaueren Eingrenzung des Akzeptanzbereichs von 1.7° bis 3.4° zur Strahlachse wurde ein zweilagiger Silizium-Streifen-Detektor vorgeschaltet [38]. Mit diesem System wird die Rate der Kleinwinkel-Bhabha-Streuung gemessen, und die integrierte Luminosität mit einem Fehler unter 1‰ bestimmt.

Myonkammersystem (MUCH)

Das Myonkammersystem besteht im Barrelbereich aus drei Lagen von Driftkammern, parallel zur Strahlachse. Mit einem Hebelarm von ca. 3 m im Feld des L3-Magneten werden über Sagittamessungen die Impulse von 45 GeV Myonen innerhalb $|\cos\theta| \leq 0.7$ mit einer Auflösung von bis zu 2.5 % bestimmt. Im Vorwärtsbereich bis $|\cos\theta| \leq 0.9$ werden Myonspuren im FB-Myonkammersystem nachgewiesen. In diesem Bereich werden Impulsaufösungen zwischen 5% und 30% erreicht. Wegen der Bedeutung der Myonkammern für die Myonpaaranalyse und zur Dokumentation der Funktion der FB-Myonkammern, die im Rahmen dieser Arbeit gebaut, installiert und in Betrieb genommen wurden folgt in Kap. 3.2.2 eine detailliertere Beschreibung.

Datennahme und Trigger

Alle $25\mu\text{s}$ leitet ein mit dem Durchgang des ersten Elektron-Sub-Paketes (Bunchlet 1) durch die Aufnehmerspule (beam pick-up) synchronisiertes Signal die Datennahme der L3-Subdetektoren ein. Da selbst auf der Z-Resonanz nur etwa eine Wechselwirkung pro Sekunde zu erwarten ist (Hadron-Paare / s: $30\text{nb} * 3.8 \cdot 10^{-2}\text{nb}^{-1}/\text{s}$), sorgt ein dreistufiges Triggersystem [43] für die Reduktion der Aufzeichnungsrate von den 40 kHz des beam-pick-up auf ca. 4 Hz. Mit der 1. Trigger-Stufe [44] (Level-1) wird erreicht, daß nur die Signale von e^+e^- Wechselwirkungs-Kandidaten vollständig digitalisiert werden. Nach Passieren der 2. Triggerstufe [45] (Level-2-Veto) und der 3. Stufe [46] (Level-3) werden die Daten in Paketen zu ca. 5000 Ereignissen eines sog. *runs* aufgezeichnet.

Myonpaar-Ereignisse werden im Level-1-Trigger von der inneren Spurkammer erfaßt (TEC-Trigger) [47] und einem kombinierten Trigger aus Myonkammersignalen in Verbindung mit den Flugzeitzählern (Barrel-Myontrigger [49], FB-Myontrigger [50]). Der Energietrigger [48] spricht nur bei radiativen Myonpaarereignissen mit Bremsstrahlungs-Photonen ausreichender Energie in den Kalorimetern an, und wird hier nicht berücksichtigt. Durch die Redundanz unabhängiger Trigger ist es möglich, die Effizienz des Level-1-Triggers für Myonpaar-Ereignisse aus den aufgezeichneten Daten abzuschätzen.

Das Digitalisieren und Auslesen der Detektorsignale nach einem positiven Level-1-Trigger benötigt ca. 5ms . Bei einer Level-1-Triggerrate von ca. 10Hz führt dies zu einer Totzeit von ca. 5%, die allerdings schon in der Luminositätsmessung berücksichtigt ist, da die Ereignisse der Kleinwinkel-Bhabha-Streuung zusammen mit den anderen e^+e^- Wechselwirkungen aufgezeichnet werden.

Die weiteren Triggerstufen arbeiten als Veto. Ereignisse mit nur einem Level-1-Trigger müssen den Level-2-Trigger positiv passieren. Der abschließende Level-3-Trigger basiert bereits auf Information aus rekonstruierten Spuren durch den L3-Detektor. Zur Effizienz-Überprüfung dieser beiden Triggerstufen wird jedes 20. vom Level-2 bzw. jedes 100. vom Level-3 verworfene Ereignis trotzdem aufgezeichnet.

3.2.2 Das L3-Myonkammersystem

Barrel-Myonkammern

Im Barrelbereich besteht das L3-Myonkammersystem aus zwei Hälften aus jeweils acht Oktanten mit drei Lagen von Driftkammern bei $r = 1.8, 2.6$ und $3.5m$, deren Drähte bis $z = \pm 3.5m$ parallel zum Strahlrohr gespannt sind [39]. Die mittlere Lage (MM) hat in jeder Zelle 24 ausgelesene Signaldrähte, die innere (MI) und äußere (MO) Lage nur 16, da an diesen Kammern zur Bestimmung der z -Koordinate zusätzlich jeweils zwei Driftkammerlagen oberhalb und unterhalb installiert sind.. Abb. 3.6 zeigt die $r\phi$ -Projektion einer Myonspur durch einen Oktanten.

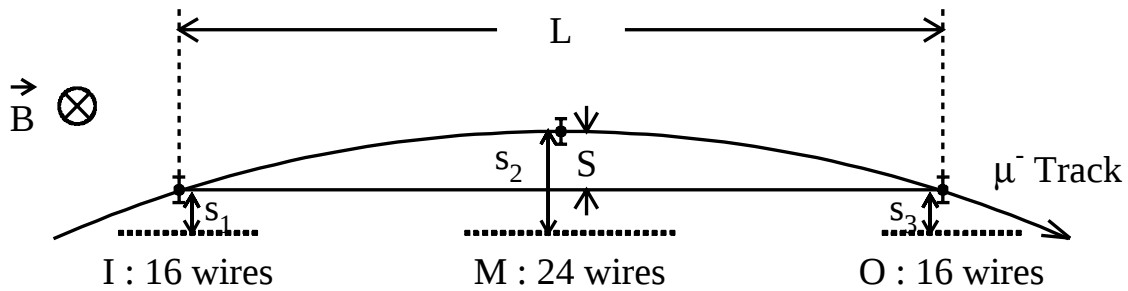


Abbildung 3.6: Die Myonimpulsbestimmung aus der Sagitta.

$$L = 2.9 \text{ m}, B = 0.5 \text{ T}$$

Aus der gemessenen Sagitta S läßt sich der transversale Myonimpuls zu $p_{\perp} = \frac{BL^2}{8S}$ bestimmen. Wird die Teilchenspur in allen drei Lagen registriert (Barrel-Triplets), so werden mit der Sagitta-Methode bei einer Einzeldrahtauflösung von $100\mu m$ Myon-Impulse von $45GeV$ mit einer Auflösung von $\Delta p/p = 2.5\%$ bestimmt. Mit steigendem Myonimpuls verschlechtert sie sich, da bei gleichem absoluten Fehler in den Koordinaten die Sagitta mit steigendem Spurkrümmungsradius abnimmt. Bei nur zwei gemessenen Lagen (Barrel-Dubletts) verschlechtert sie sich auf ca. 20%, da die Spurkrümmung dann aus der Steigung der zwei Abschnitte bestimmt werden muß. Dieser Fall tritt zum einen bei ausgefallenen Einzelzellen der Myonkammerlagen auf und gilt prinzipiell für den Vorwärtsbereich, da Myonen innerhalb von 45° zum Strahlrohr die äußere Lage der Barrel-Myonkammern (MO) nicht mehr treffen.

FB-Myonkammern

Um in dem Bereich $0.7 \leq |\cos \theta| \leq 0.9$ die Akzeptanz und die Impulsauflösung zu verbessern, wurde 1994 damit begonnen, das Vorwärts-Myonkammer-System [40] (FB-Kammern) an den Türen des Rückflußjochs des L3-Magneten, wie in Abbildung 3.7 gezeigt, zu installieren.

In einer Lage an den Tür-Innenwänden (FI) und Paketen zu zwei Lagen (FM, FO) an den Tür-Außenwänden decken sie den Bereich von 45° bis 22° zum Strahlrohr ab. Um den Produktionsaufwand zu minimieren, besteht das Vorwärts-Myonsystem

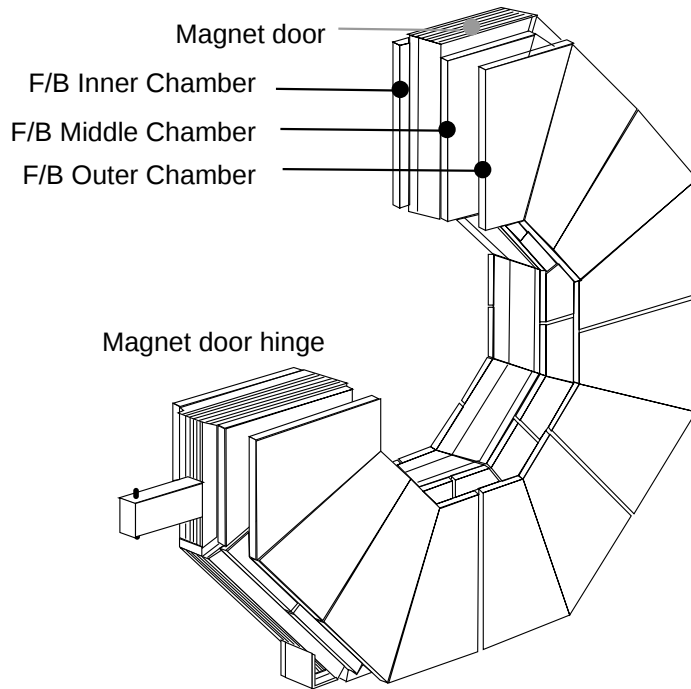


Abbildung 3.7: Das FB-Myonkammersystem an den L3-Magnettüren.

aus jeweils 48 identischen Kammern mit drei Driftzellenebenen (W,X,Y) eines linken und rechten Typs, die als Paar einen Oktanten abdecken. Abbildung 3.8 zeigt eine FB-Kammer.

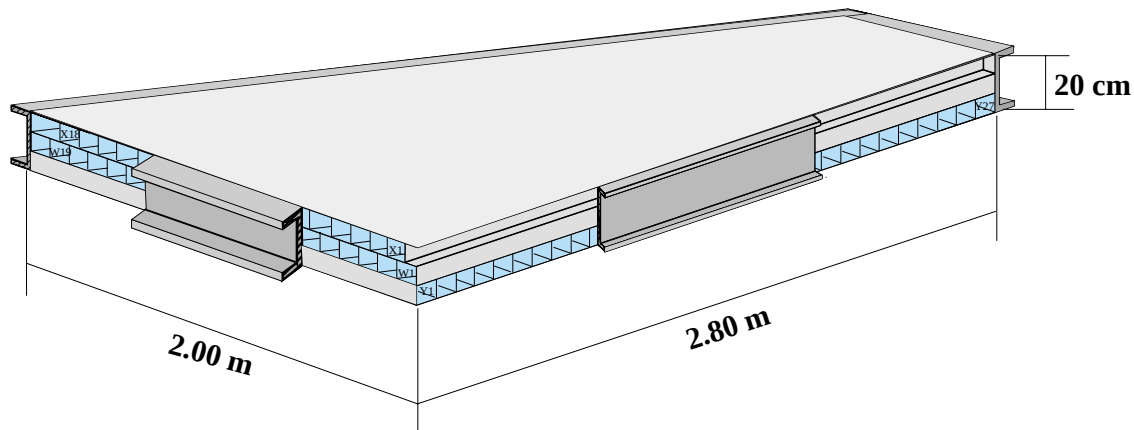


Abbildung 3.8: Ein Kammermodul des FB-Myonsystem.

Abbildung 3.9 zeigt den inneren Aufbau der FB-Kammern. Die einzelnen 10.5cm breiten Zellen werden durch Aluminium-doppel-T-Profile begrenzt, die gleichzeitig als Kathode dienen. Die vier ausgelesenen Signal-Anodendrähten sind zwischen fünf sogenannten Feldformdrähten gespannt, die neben zwei zusätzlichen Messingstreifen an Boden und Decke der Zelle für ein homogenes Driftfeld sorgen. Die Zellen der

W- und X-Ebenen sind zur Akzeptanzmaximierung gegeneinander um eine halbe Zellbreite versetzt und verlaufen parallel zur Oktant-Mittellinie, d.h. sie dominieren die Bestimmung der ϕ -Koordinate einer Spur. Die Zellen der Y-Ebene verlaufen senkrecht dazu, zur Messung der Radialkoordinate.

Um auch in diesem Bereich einen zuverlässigen Ereignis-Trigger zu gewährleisten, wurden an den äußeren Kammern jeweils zur Paketinnenseite hin Flugzeitzähler installiert [41]. Sie sind in RPC²-Technik konstruiert, wobei drei Segmente mit je 64 Streifen eine FB-Kammer abdecken. Die mit den 95pk Daten erreichte Zeitauflösung des RPC-Systems von 1.7 ns zeigt Abbildung 3.10.

Die Myon-Impulsbestimmung mit dem FB-System veranschaulicht Abbildung 3.11: Im S-Bereich wird die Spurkrümmung im Solenoid-Feld benutzt. Die FI-Lage liefert den 3. Koordinaten-Punkt zur Bestimmung der Sagitta und ersetzt die im Vorwärts-Bereich nicht mehr getroffene MO-Lage. Bei $\theta = 45^\circ$ wird damit eine Impulsauflösung von ca. 5% erreicht, die zum einen durch die geringere Anzahl von Signaldrähten der FI-Kammer (4+4 in W+X) gegenüber der MO Kammer (20) begrenzt ist, aber hauptsächlich von der relativen Positionsbestimmung der FI-Kammerlage zum Barrel-Myonsystem abhängt, um die Koordinaten einer durchgehenden Teilchenspur zu erhalten.

Da die L3-Magnettüren (und damit das FB-Myonsystem) sich beim Ein- und Ausschalten der Spulenströme um bis zu 1 cm verziehen, werden zu jeweils 3 Punkten jeder FI-Kammer die x- y- und z-Abstände von Sensoren an den Barrel-Myonkammern gemessen und während der Datennahme kontinuierlich aufgezeichnet. Dieses System arbeitet mit einer Genauigkeit von 60 bzw. 120 μm in x- und y- Richtung des Oktanten und 500 μm in z-Richtung [42].

Für Spuren, die näher zum Strahlrohr verlaufen, verringert sich der Hebelarm zwischen der MM- und der FI-Koordinate, so daß bei $\theta = 35^\circ$ schließlich nur noch

²Resistive-Plate-Counter

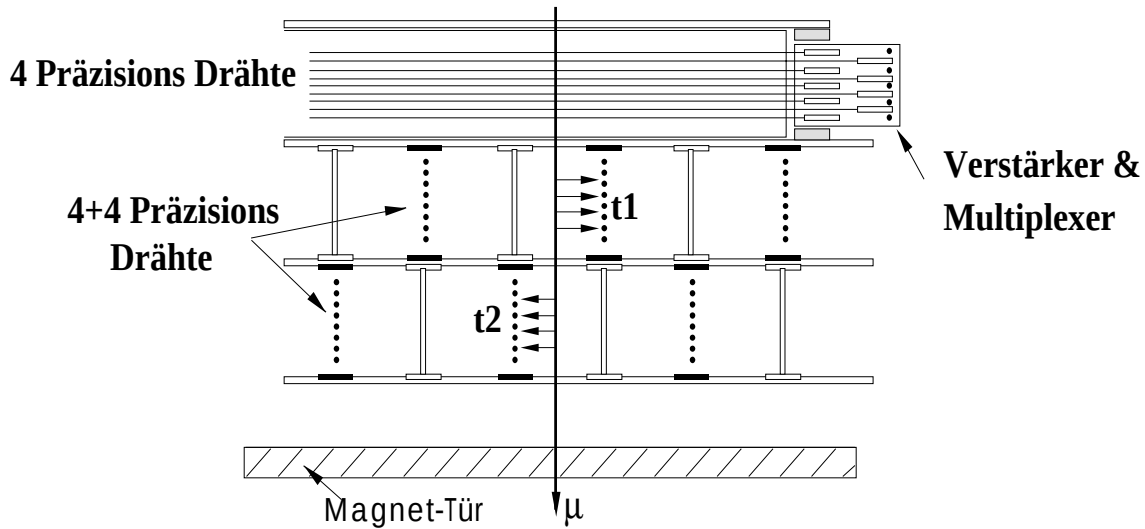


Abbildung 3.9: Der Zellaufbau der FB-Myonkammermodule.

die Dublett-Auflösung von 20% erreicht wird.

Im anschließenden T-Bereich von 35° bis 22° zum Strahlrohr werden auch die äußeren Vorwärts-Myonkammern getroffen, so daß eine Impulsbestimmung aus der

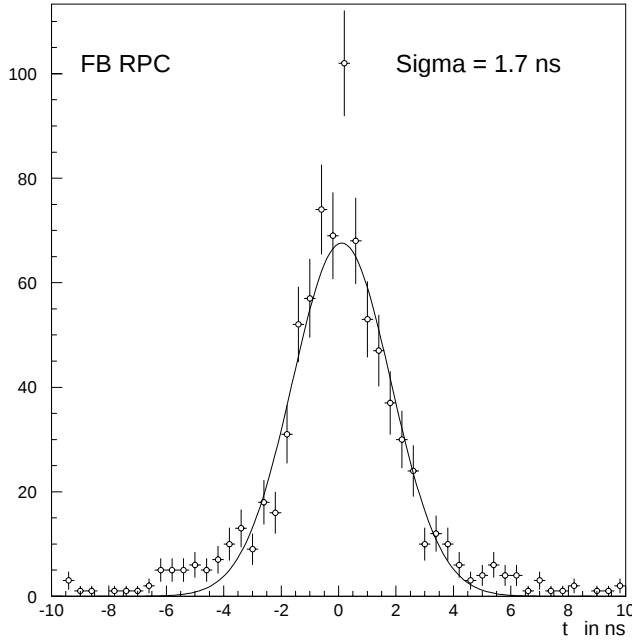


Abbildung 3.10:

Die mit dem FB-RPC System gemessenen Vertexzeiten der 95pb Daten

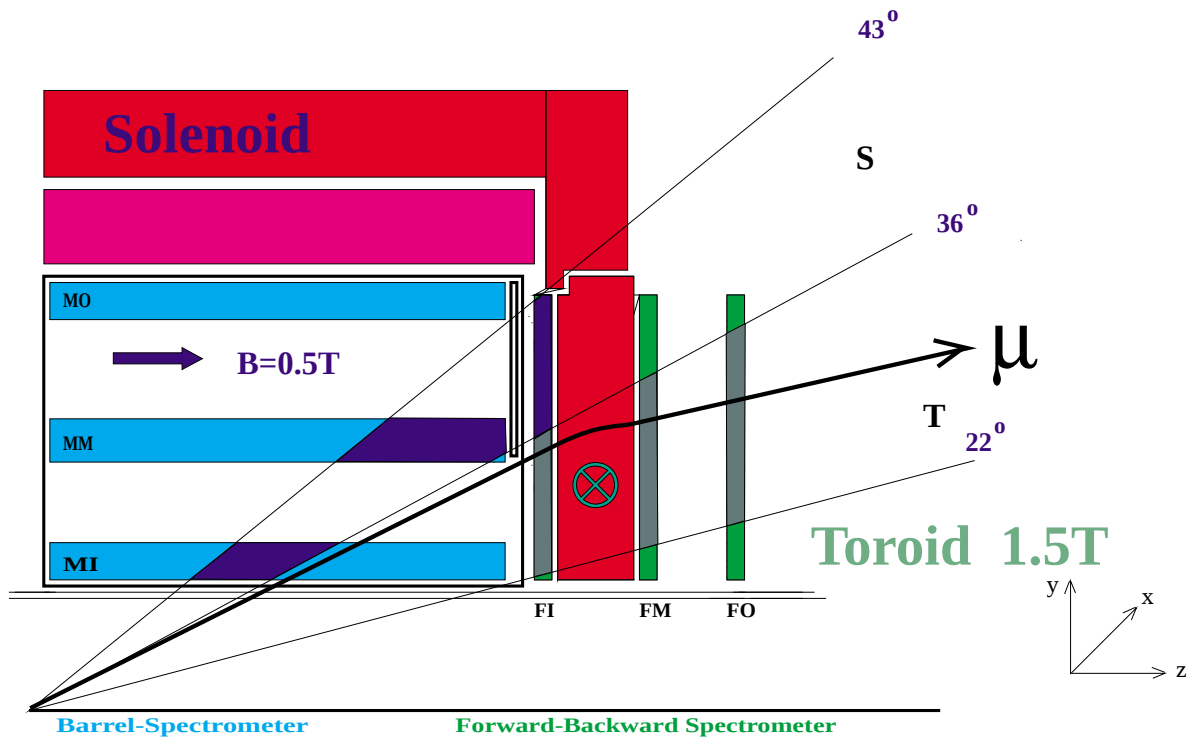


Abbildung 3.11: Ein Viertel des L3 Myonkammersystem in Seitenansicht

Spurkrümmung im Toroid-Feld möglich ist. Die Impulsauflösung ist durch Vielfachstreuung in der Tür auf 30% begrenzt, dabei aber nahezu impulsunabhängig, da sich mit steigendem Impuls neben der Ablenkung durch das Magnetfeld auch die Streuung verringert.

Das halb installierte Vorwärtsmyonsystem ist bereits 1994 in Betrieb gewesen. Die Analyse dieser Daten in [64] half, den Detektor 1995 für die vollständige Installation in einigen Punkten zu verbessern. Die Polarität des Toroidspulenstroms einer Tür wurde umgekehrt, damit das Magnetfeld vom Wechselwirkungspunkt aus gesehen in beiden Türen den gleichen Drehsinn hat. Die Akzeptanz für Myonpaare ist dann unabhängig von der Produktionsrichtung, da so jeweils ein Teilchen zum Strahlrohr hin und das andere vom Strahlrohr weggelenkt wird. Außerdem wurden Lücken in den Magnettüren mit Eisen verfüllt, sowie der Spulenstrom erhöht, um die magnetische Kraftflußdichte (und damit den Ablenkungswinkel der Teilchen) von 1.2 T auf 1.4 T zu vergrößern. In einem weiteren Schritt wurden die bereits installierten Abstandssensoren durch ein zuverlässiger arbeitendes System ersetzt.

Myonspur-Rekonstruktion

Um den Impuls eines Myons mit dem L3-Myonsystem rekonstruieren zu können, muß dessen Spur von mindestens 2 Lagen der Myonkammern registriert worden sein. Eine getroffene Lage im Barrel-System ist ein Spursegment aus mindestens 10 getroffenen Drähten. Im Vorwärts-System ist ein Segment aus mindestens 3 getroffenen Drähten einer Y-Zelle zusammen mit einem dazu passenden Segment aus mindestens 3 getroffenen Drähten einer W- oder X-Zelle erforderlich. Idealerweise wird eine Myonspur von mindestens 3 Kammerlagen registriert: Im Barrel-Bereich von der MI-, MM- und MO-Lage, im S-Bereich von der MI-, MM- und FI-Lage und im T-Bereich von der MI-, FI-, FM- und FO-Lage.

Die Effizienz der Myonrekonstruktion und die Impulsaufösungen der 1995 aufgezeichneten Daten in den verschiedenen Winkelbereichen zeigt Abbildung 3.12. Die mit der Installation des FB-Myonkammersystems beabsichtigte Erweiterung des Akzeptanzbereichs und die erwartete Impulsauflösung in der S- und T-Region ist bereits mit den 1995 aufgezeichneten Daten erreicht worden.

3.3 Daten

Die für diese Arbeit analysierten Datenperioden umfassen vier Schwerpunktsenergien im Bereich der Z-Resonanz der LEP I Phase aus 1995 und fünf Schwerpunktsenergien oberhalb der Z-Resonanz der LEP II Phase von 1995 bis 1997.

Die LEP I Datennahme von 1995 unterteilt sich in die *pre-scan* und die *scan* Periode. Während der 1995-pre-scan Periode wurde LEP nur im Maximum der Z-Resonanz betrieben. Wegen der neuinstallierten Subdetektoren und der Umstellung des Triggers auf den Bunchtrain-Modus war die Datennahme des L3-Detektors in dieser Phase nicht so zuverlässig, wie in der folgenden Zeit. Während der 1995-scan-Periode wurde LEP abwechselnd im Maximum der Z-Resonanz und knapp 2 GeV oberhalb und unterhalb (*off-peak*) betrieben.

Der LEP-Betrieb oberhalb der Z-Resonanz startete im Herbst 1995 mit Füllun-

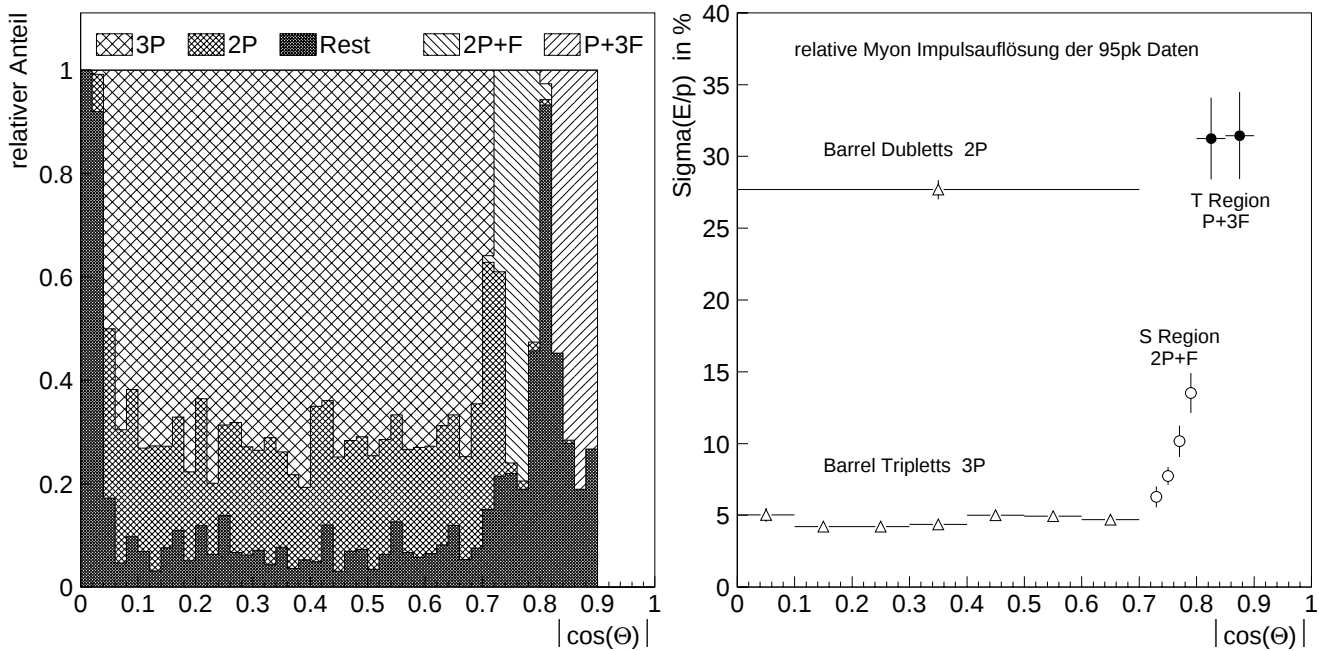


Abbildung 3.12: Links die relativen Anteile der rekonstruierten Myonspuren in den selektierten Ereignissen für Barrel-Triplets (3P), Barrel-Doublets (2P) S-Region-Triplets (2P+F) und T-Region-Triplets (P+3F). Der mit 'Rest' bezeichnete Anteil enthält die X-Kandidaten und andere Segmentkombinationen.

Die rechts dargestellte relative Impulsauflösung $\Sigma(\frac{E_{\text{Strahl}}}{p})$ für diese Segmentkategorien entspricht dem Sigma einer angepaßten Gaußkurve an die E_{Strahl}/p Verteilungen (vgl. Abb. 7.3). Die rekonstruierten Myonimpulse p werden dazu auf die Strahlenergie E_{Strahl} bezogen.

gen bei Schwerpunktsenergien von 130 GeV und 136 GeV. Sie dienten als Testbetrieb für die LEP II Phase ab 1996. Zur Bestimmung der W-Masse über die Messung des W-Paarwirkungsquerschnitts an der Produktionsschwelle wurde LEP im Sommer 1996 bei 161 GeV Schwerpunktsenergie betrieben. In den folgenden Perioden wurde die Strahlenergie weiter erhöht, um zum einen die W-Masse aus der rekonstruierten invarianten Masse der produzierten W-Paare zu bestimmen und zum anderen den Bereich der Higgs-Suche – und nach neuer Physik – auszudehnen. Wegen eines Überschusses von 4-jet Ereignissen, die bei den 130 GeV und 136 GeV Messungen des Jahres 1995 von der Aleph-Kollaboration beobachtet worden sind [61], wurde LEP 1997 erneut bei diesen Schwerpunktsenergien betrieben. Hier werden diese 1997er Messungen mit den 1995er Messungen der gleichen Schwerpunktsenergien zusammengefaßt. Die Tabelle 3.3 zeigt eine Zusammenstellung der analysierten Datenperioden.

Datenperiode	Prd	$\sqrt{s}/\text{GeV}$
LEP I		
1995 pre-scan	95ps	91.3
1995 Z-scan peak−2	95m2	89.5
1995 Z-scan peak	95pk	91.3
1995 Z-scan peak+2	95p2	93.0
LEP II		
1995 High-Energy 1	95h1	130.1
1995 High-Energy 2	95h2	136.1
1996 High-Energy 1	96h1	161.3
1996 High-Energy 2	96h2	172.1
1997 High-Energy 1	97h1	182.7
1997 High-Energy 2	97h2→95h1	130.1
1997 High-Energy 3	97h3→95h2	136.1

Tabelle 3.3: Die analysierten Datenperioden der LEP I und LEP II Phase mit Angabe des im Folgenden verwendeten Kürzels Prd und der Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$.

Die Daten der Perioden 97h2 und 97h3 werden mit den entsprechenden Daten der Perioden 95h1 und 95h2 zusammengefaßt.

Kapitel 4

Die Ereignissimulation

Die Auswertung der Daten komplexer Hochenergie-Experimente ist ohne eine verlässliche Ereignissimulation nicht mehr durchführbar. Von ihr sind folgende Aspekte dieser Analyse abhängig:

Die integrierte Luminosität wird aus dem Vergleich zwischen selektierten und simulierten Kleinwinkel-Bhabha-Ereignissen ermittelt.

Die Wahl der Selektionsalgorithmen und Schnitte wird anhand von simulierten Myonpaarereignissen getroffen.

Mit ihnen wird auch die Selektions- und Triggereffizienz bestimmt.

Der Anteil selektierter Untergrundereignisse aus e^+e^- Wechselwirkungen wird aus den entsprechenden simulierten Prozessen abgeschätzt.

Diese simulierten Ereignisse sind das Ergebnis eines 3-stufigen Prozesses:

- 1 Die kinematischen Größen der Teilchen im Endzustand eines gewählten Prozesses werden von den Generatoren bestimmt.
- 2 Die Antwort des idealen Detektors bei Durchgang der generierten Teilchen wird mit dem Programmpaket Geant [52] berechnet.
- 3 Die Anpassung der Geant-Simulation an den realen Detektorzustand zum Zeitpunkt der Datennahme liefert schließlich das 'Real-Detektor-MC'

4.1 Ereignisgeneratoren

Die strahlungskorrigierten differentiellen Wirkungsquerschnitte sind die Basis für die *Generatoren* zur Simulation von Ereignissen eines vorgegebenen Prozesses. Die Verteilungen der Vierer-Impulse der generierten Endzustandsteilchen am Zerfalls-Vertex folgt dann der theoretischen Vorhersage. Die für diese Analyse verwendeten Generatoren für die relevanten Signal- und Untergrundprozesse mit der Möglichkeit von Myonen im Endzustand sind in Tabelle 4.1 zusammengestellt.

Prozeß	Generator
$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$ Myonpaarsignal	KORALZ [57]
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$	DIAG36 [53]
$e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-(\gamma)$ ($\tau \rightarrow \mu$)	KORALZ [57]
$e^+e^- \rightarrow W^+W^-(\gamma)$ ($W \rightarrow \mu$)	KORALW [56]
$e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$ ($B \rightarrow \mu$)	PYTHIA und [54] JETSET
$e^+e^- \rightarrow Z^+Z^-(\gamma)$ ($Z \rightarrow \mu\mu$)	
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-Z$ ($Z \rightarrow \mu\mu$)	

Tabelle 4.1: Die für die Simulation verwendeten Ereignisgeneratoren. Ausgewählt sind die Prozesse, bei denen Myonen im Endzustand möglich sind. Der dazu nötige Sekundärprozeß ist jeweils symbolisch angedeutet. Der Prozeß mit $ee\mu\mu$ Endzustand wird im Folgenden auch als (myonische) Zweiphoton-Wechselwirkung bezeichnet.

4.2 Ideal-Detektor-MC

In diesem Schritt wird für jedes generierte Ereignis die Detektorantwort mit dem Programmpaket GEANT [52] simuliert, indem die Energiedeposition und Durchgangszeit der Teilchen durch die Detektorbausteine berechnet wird. Hierbei werden die Wirkungsquerschnitte für die in den verschiedenen Detektormaterialien möglichen Wechselwirkungen wie Paarerzeugung, Annihilation, Compton-, Photoeffekt und Ionisation berücksichtigt. Die dabei generierten Sekundärteilchen werden auf die selbe Weise bis zur Absorption oder zum Detektorende verfolgt. Diese Daten werden als sog. *ideal-Detektor-MC* im gleichen Format wie die gemessenen Daten aufgezeichnet.

4.3 Real-Detektor-MC

Dieser letzte Schritt der Ereignissimulation dient der besseren Anpassung an den realen Detektorzustand zum Zeitpunkt der Datenaufzeichnung, um Detektoreffekte bei der Selektionseffizienzbestimmung und der Abschätzung des Untergrunds aus anderen Wechselwirkungs-Reaktionen zu berücksichtigen. Dazu wird neben den digitalisierten Ereignissen kontinuierlich der Zustand der L3-Subdetektoren während der Datennahme aufgezeichnet. Auch Signale aus ausgefallenen Myonkammer-Kanälen werden nun nachträglich aus dem ideal-Detektor-MC entfernt, um eine realistischere Basis für eine anschließende Neurekonstruktion der simulierten Teilchenspuren einer bestimmten Daten-Periode zu gewinnen. Die in den folgenden Kapiteln gezeigten Verteilungen simulierter Ereignisse wurden mit dem jeweiligen *Real-Detektor-MC* erzeugt.

Kapitel 5

Die Selektion

Die mit dem L3-Detektor aufgezeichneten Daten werden rekonstruiert und vorselektiert auf Magnetband gespeichert. Für die Selektion von Myonpaarereignissen existiert eine Myonpaarvorselektion, die es gestattet, den zu bearbeitenden Datensatz etwa um einen Faktor 6 einzuschränken. Ereignisse, die offensichtlich kein Myonpaarendzustand sind, brauchen so nicht analysiert zu werden. Diese Myonpaarvorselektion wurde im Rahmen der Detektorerweiterung um das Vorwärtsmyonkammersystem und im Hinblick auf die veränderte Ereignistopologie der LEP II Myonpaare so angepaßt, daß auch Ereignisse im Vorwärtsbereich sowie durch Bremsstrahlung zum Z zurückgestrahlte LEP II Myonpaare berücksichtigt werden. Zur Effizienzüberprüfung sind alle im Frühjahr 1995 aufgezeichneten Daten analysiert worden, und es wurde kein Myonpaarereignis selektiert, das nicht auch als solches vorklassifiziert wurde.

Für diese, als Myonpaar vorklassifizierten Ereignisse vollzieht sich die Ereignisrekonstruktion in zwei Schritten:

In einem ersten Schritt werden die in den Subdetektoren registrierten Teilchendurchgänge zu Myon- und Photonkandidaten zusammengefaßt:

Ein Myonkandidat, dessen Impuls in den Myonkammern rekonstruiert worden ist, wird im Folgenden als 'M'-Kandidat bezeichnet. Es werden aber auch Myonkandidaten akzeptiert, die lediglich als Spur eines minimalionisierenden Teilchens (MIP) in den inneren Subdetektoren registriert wurden. Sie werden im Folgenden als 'X'-Kandidaten bezeichnet.

Isolierte ECAL-Cluster ohne zugeordnete TEC-Spur bilden die Bremsstrahlungskandidaten.

Im zweiten Schritt wird aus den Myonkandidaten das Myonpaarereignis rekonstruiert. Mit den zwei Myonkategorien 'M' und 'X' ergeben sich die drei Myonpaarklassen 'MM', 'MX' und 'XX'. Ein ideal rekonstruiertes MM-Ereignis zeigt Abb. 5.1.

Anschließend entscheidet ein Satz von Selektionsschnitten für die MM und MX, bzw. die XX Klasse, ob das Ereignis als Myonpaar akzeptiert wird. Wegen der unterschiedlichen Ereignistopologie und Untergrundverteilung unterscheiden sich diese Schnitte für die LEP I von denen für die LEP II Selektion. Für LEP II Ereignisse wird außerdem die reduzierte Schwerpunktsenergie $\sqrt{s'}$ rekonstruiert. Sie gestattet die *exklusive* Selektion der LEP II Myonpaare, die ohne ISR-Bremsstrahlung bei

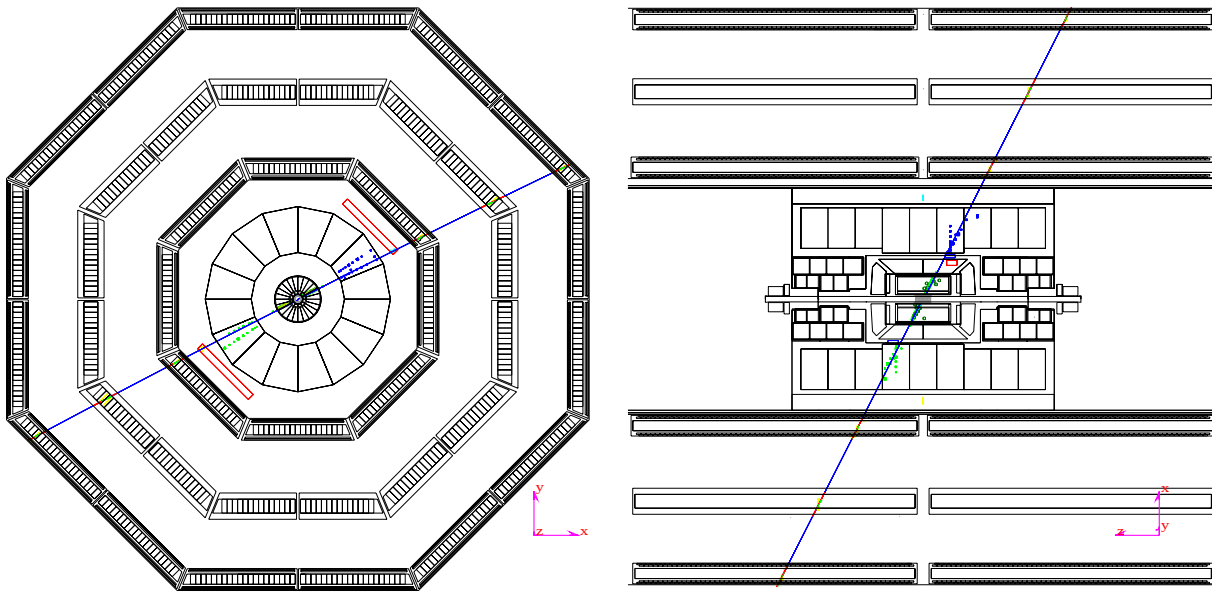


Abbildung 5.1: Ideal rekonstruiertes Myonpaar bei $\sqrt{s} = 91.3 \text{ GeV}$ im L3 Detektor. Links in der xy -Projektion, rechts in der xz -Ansicht. Beide Myonspuren sind jeweils in drei Myonkammerlagen und in den inneren Detektoren (TEC, ECAL, SCINT, HCAL) nachgewiesen.

der zur Verfügung stehenden Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ produziert worden sind. Dazu wird $\sqrt{s'}/s \geq 0.85$ gefordert.

5.1 Selektion der Myonkandidaten

Die Information der Subdetektoren SMD, TEC, ECAL, HCAL, der Myonkammern und der Flugzeitszintillatoren bzw. FB-RPCs werden zu Myonkandidaten der Kategorie 'M' oder 'X' zusammengefaßt. Eine detaillierte Auflistung der Kriterien, die die Komponenten einer Myonspur erfüllen müssen, sind in Anhang A.2 angegeben.

5.1.1 Myonkammerrekonstruierte Myonkandidaten (M)

Ausgangspunkt für die Rekonstruktion der M-Kandidaten sind die in den Myonkammern nachgewiesenen Spuren, die eine Impulsrekonstruktion ermöglichen. Dazu muß das Myon von den verschiedenen Myonkammersystemen (Barrel, innere und äußere Vorwärtskammern) in mindestens zwei Myonkammerlagen nachgewiesen werden (siehe Seite 33).

Komplettiert werden die M-Kandidaten durch die Zuordnung der weiteren Subdetektorinformation innerhalb eines Azimuthalwinkels von $|\Delta\phi| \leq 15^\circ$. Im einzelnen sind dies die in der TEC inklusive SMD rekonstruierten Spuren, die von den Barrel- oder Endkappenzintillatoren bzw. FB-RPCs registrierten Flugzeiten, sowie die kalorimetrischen Energiedepositionen in ECAL und HCAL.

5.1.2 MIP rekonstruierte Myonkandidaten (X)

Ausgangspunkt für die Rekonstruktion der X-Kandidaten sind die isoliert verbliebenen TEC-Spuren, die keinem M-Kandidaten zugeordnet wurden.

Um als X-Kandidat akzeptiert zu werden, muß das Myon zusätzlich auf eine der drei folgenden Weisen nachgewiesen worden sein:

- in einer Myonkammerlage
- minimalisierend im ECAL $E_{ECAL} \leq 1\text{GeV}$
- minimalisierend im HCAL $E_{HCAL} \leq 8\text{GeV}$
 $N_{HCAL}^{hit}/N_{ideal}^{hit} \geq 0.25$
 $E_{HCAL}/N_{HCAL}^{hit} \leq 1\text{ GeV}$

Abbildung 5.2 zeigt die Myonspuren des gleichen Ereignisses wie oben in den inneren L3-Subdetektoren. Als Spur eines minimalisierenden Teilchens muß zusätzlich die

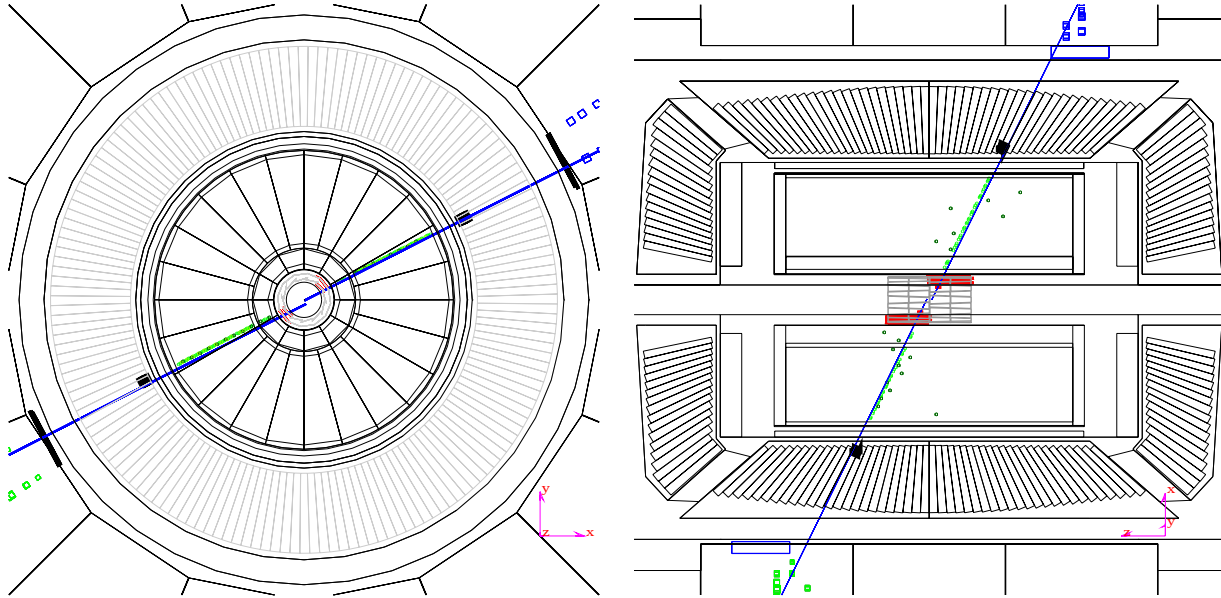


Abbildung 5.2: Ideal rekonstruiertes Myonpaar in den inneren L3-Subdetektoren.
 Links in der xy -Projektion, rechts in der xz -Ansicht.
 Beide Myonspuren sind jeweils in SMD, TEC, ECAL, Barrel-Scint und HCAL nachgewiesen.

kalorimetrisch nachgewiesene Energie innerhalb eines 12° Konusses um die TEC-Spur klein sein. Gefordert wird $E_{ECAL}^{cone} \leq 1\text{ GeV}$ und $E_{HCAL}^{cone} \leq 8\text{ GeV}$.

Diesen X-Kandidaten werden ebenfalls die innerhalb von $|\Delta\phi| \leq 15^\circ$ registrierten Flugzeiten zugeordnet.

5.1.3 Rekonstruktion der Myonflugrichtung

Für die Rekonstruktion des Myonpaarereignisses wird die Flugrichtung des Myons am Vertex benötigt.

Myon-Azimuthalwinkels ϕ

Der Azimuthalwinkel des ϕ des Myons am Vertex wird von der TEC zusammen mit den $r\phi$ -Lagen des Mikrovertexdetektors SMD gemessen. Nur bei fehlgeschlagener TEC-Impulsrekonstruktion wird auf die ϕ -Bestimmung des Myonkammersystems zurückgegriffen.

Myon-Polarwinkel θ

Wegen der ungenaueren z-Messung der TEC gegenüber den Myonkammern mit ihrem längeren Hebelarm, wird der Polarwinkel θ des Myons i.A. aus der Vertex-Extrapolation der im Myonkammersystem rekonstruierten Spur ermittelt. Allerdings muß auch hier bei unzuverlässiger Rekonstruktion oder im Fall eines X-Kandidaten auf die inneren Subdetektordaten zurückgegriffen werden. Da für die anschließende Selektion solcher XX-Ereignisse eine wesentlich kleinere Ereignisakollinearität gefordert werden wird und bei den LEP II Daten die invariante Myonpaarmasse zumeist aus den Polarwinkeln bestimmt wird, ist eine sorgfältige Rekonstruktionsstrategie nötig. Die Details der Theta-Rekonstruktion finden sich in Anhang A.3

5.2 Rekonstruktion der Bremsstrahlungsphotonen

Neben der Identifikation der Myonkandidaten ist es für die Rekonstruktion der Ereigniskinematik bei LEP II Schwerpunktsenergien oberhalb der Z-Resonanz vorteilhaft, die im Detektor nachgewiesenen Bremsstrahlungsphotonen, insbesondere die des Anfangszustands, zu finden. Kandidaten für diese ISR-Photonen sind von den Myonkandidaten isolierte elektromagnetische Schauer, auf die keine in der TEC rekonstruierte Spur weist. Die zur ISR-Photon-Selektion gewählten Kriterien finden sich in Anhang A.4.

Die Energie des ISR-Photons ergibt sich aus der Summe der nachgewiesenen Energie im ECAL unter Annahme eines elektromagnetischen Schauers und der evtl. dahinter im HCAL nachgewiesenen Energie: $E_{ISR} = E_{ECAL}^{e.m.} + E_{HCAL}$

Wird kein solches Photon im Detektor nachgewiesen, so wird für die Rekonstruktion der invarianten Myonpaarmasse der LEP II Ereignisse ein Bremsstrahlungsphoton im Strahlrohr mit einem Polarwinkel $\cos\theta = \pm 1$ angenommen und dessen Energie aus den Polarwinkeln der Myonen nach Gleichung 2.13 bestimmt.

5.3 Rekonstruktion der Myonpaarereignisse

Alle Ereignisse mit mindestens zwei Myonkandidaten werden weiter analysiert. Als Myonpaar kommen alle Paare von Myonkandidaten in Frage, deren eingeschlossener Winkel oberhalb von $\alpha \geq 90^\circ$ liegt. Erfüllt ein Paar die im Folgenden erläuterten Selektionsschnitte, so ist das Ereignis als Myonpaar selektiert. In etwa 2 % der Ereignisse gibt es zwei Paarkombinationen die beide alle Selektionskriterien erfüllen. In diesen Fällen wird das Paar gewählt, welches die höhere Anzahl von M-Kandidaten enthält (MM vor MX vor XX). Bei gleicher Ereignisklasse entscheidet die beste

Übereinstimmung (kleineres χ_{kin}) der rekonstruierten Myonimpulse p_μ mit deren Vorhersage p_μ^{pred} aus der Ereignistopologie:

$$\chi_{kin} := \sqrt{(p_\mu^{pred}/p_\mu - 1)^2 + (p_\mu^{pred}/p_\mu - 1)^2}$$

$$p_\mu^{pred} = 2E_{Strahl} \sin \vartheta_{\overline{\mu}} / (\sin \vartheta_\mu + \sin \vartheta_{\overline{\mu}} + |\sin(\vartheta_\mu + \vartheta_{\overline{\mu}})|) / c$$

Die Polarwinkel ϑ sind wie in Kap. 2.5 definiert.

5.4 Ereignisselektion

Im Folgenden werden die einzelnen Selektionskriterien für ein konkretes Myonpaar erläutert und die verwendeten Größen in einer sog. *n-1 Darstellung* gezeigt. Diese Verteilungen enthalten diejenigen Ereignisse, die alle anderen Selektionsschnitte erfüllen, bis auf den in der gezeigten Größe. Die Lage des für die Selektion verwendeten Schnittes ist durch einen Pfeil markiert. Zur Motivation der gewählten Lage des Schnittes sind den Verteilungen der gemessenen Daten die simulierten Daten unterlegt. Sie setzen sich zusammen aus dem Myonpaarsignal und den signifikanten Untergrundprozessen und sind über den Standardmodell-Wirkungsquerschnitt auf die Luminosität der jeweiligen Datenperiode normiert.

Da aus der Anzahl der selektierten simulierten Ereignisse sowohl die Selektionseffizienz als auch die Selektionsreinheit (Untergrundanteil) bestimmt wird und auch die Anzahl selektierter Datenereignisse von der Lage der Selektionsschnitte abhängt, ist unter jeder n-1 Verteilung für die Variation der Schnittlage die relative Änderung des Verhältnisses von selektierten Daten (sel) abzüglich Untergrund (BG) zu simuliertem Signal (MC) gezeigt:

$$\text{Variation} \quad V := \left(\frac{N_{sig}}{N_{MC}} - \frac{N_{sig}^0}{N_{MC}^0} \right) / \frac{N_{sig}^0}{N_{MC}^0} \quad \text{mit} \quad N_{sig} = N_{sel} - N_{BG}$$

Der Index ⁰ bezeichnet die Werte bei nomineller Lage des Schnitts.

Die eingezeichneten Fehlerbalken Δ_V ergeben sich aus dem statistischen Fehler der unterschiedlich selektierten Ereignisanzahlen $\Delta N = N - N^0$ in Daten und Simulation unter Berücksichtigung der Skalierung der simulierten Ereignisanzahlen auf die integrierte Luminosität $\mathcal{L}$ der aufgezeichneten Daten (siehe Anhang A.5).

Da der totale Wirkungsquerschnitt proportional zum Verhältnis von N_{sig}/N_{MC} ist, läßt sich so der Beitrag der Selektionsschnitte zum systematischen Fehler von σ_{tot} abschätzen.

5.4.1 LEP I und LEP II Selektionsschnitte

Exemplarisch für die Selektion der LEP I Daten werden hier die Verteilungen der Datenperiode 95pk bei der Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} = 91.3 GeV$ gezeigt. Sie enthalten in der Regel die Summe der MM-, MX- und XX-Ereignisse. Nur bei unterschiedlicher Lage eines Schnittes für die Selektion der XX-Ereignisse enthält die

gezeigte Verteilung lediglich die Summe der MM- und MX-Ereignisse. Der Beitrag der Variation der Schnittlage in solchen nicht gezeigten XX-Verteilungen ist für den systematischen Fehler vernachlässigbar.

Die Selektionsschnitte für die LEP II Daten werden anhand der Verteilungen der Periode 97h1 bei $\sqrt{s} = 182.7\text{GeV}$ vorgestellt, da bei dieser Schwerpunktsenergie die höchste integrierte Luminosität der hier analysierten LEP II Daten aufgezeichnet wurde. Alle gezeigten Verteilungen enthalten die Summe der MM- und MX-Ereignisse, da XX-Ereignisse wegen des höheren Untergrundanteils bei LEP II nicht akzeptiert werden.

Die Selektionsschnitte für die zwei LEP-Phasen unterscheiden sich zumeist nur in der Schnittlage. Zur Illustration der Unterschiede der beiden Datensätze werden die korrespondierenden Verteilungen nebeneinander gezeigt.

Allgemein gilt für die LEP II Daten, daß bei dem weit oberhalb der Z-Resonanz um ca. zwei Größenordnungen niedrigeren Myonpaarproduktionswirkungsquerschnitt der relative Anteil an Untergründereignissen aus kosmischen Myonen und Zweiphoton-Wechselwirkungen ansteigt. Mit der wesentlich kleineren Anzahl selektierter Ereignisse und den daraus resultierenden größeren statistischen Unsicherheiten, kann jedoch ein etwas größerer systematischer Fehler der Selektion in Kauf genommen werden, und entsprechend härter geschnitten werden.

Die LEP II Myonpaare zeichnen sich durch einen hohen Anteil (ca. 50%) von Ereignissen mit hochenergetischen Bremsstrahlungsphotonen aus und einer invarianten Myonpaarmasse im Bereich der Z-Masse (Rückstrahlung zum Z). Da diese bevorzugt kollinear abgestrahlten Photonen zumeist undetektiert im Strahlrohr bleiben, sind die Myonimpulse dieser Ereignisse nur in der $r\phi$ Ebene ausbalanciert, nicht jedoch im Polarwinkel θ . Ein typisches zum Z zurückgestrahltes LEP II Myonpaarereignis zeigt die Abbildung 5.3.

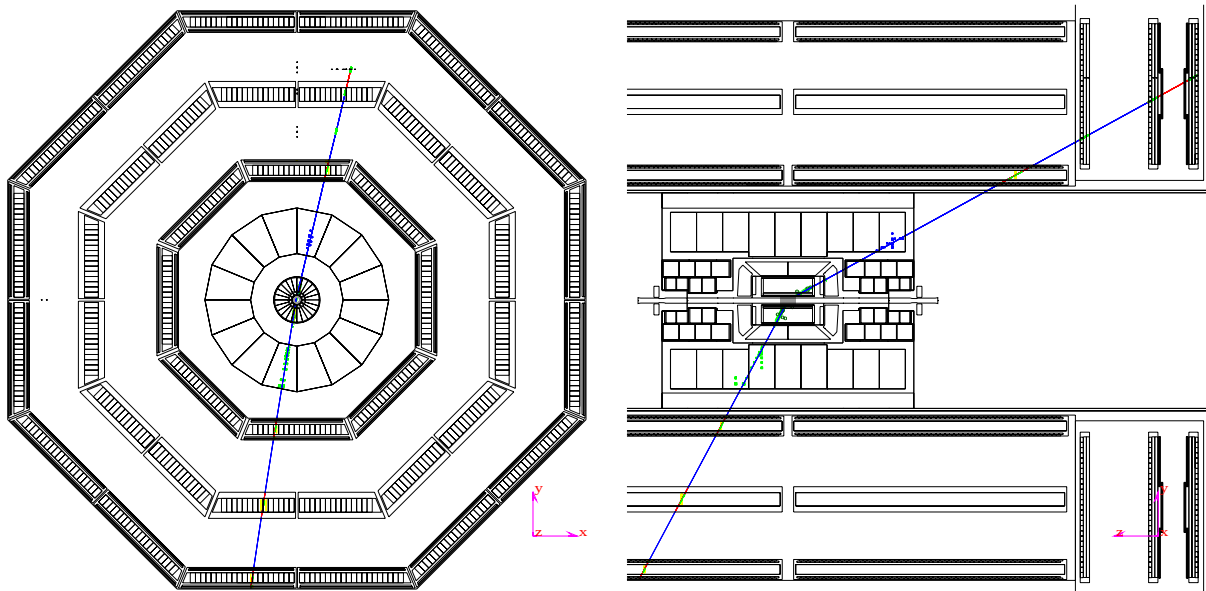


Abbildung 5.3: XY- und Seitenansicht eines zum Z zurückgestrahlten LEP II Ereignisses ohne detektiertes Bremsstrahlungsphoton

Myonimpuls

Zur Reduktion des niederenergetischen $ee\mu\mu$ und Taupaaruntergrundes wird ein mindest-Myonimpuls verlangt: Bei MM und MX Ereignissen muß mindestens ein in den Myonkammern rekonstruierter Impuls oberhalb von $P_{MUCH}^{max} \geq 30\text{GeV}$ liegen.

Bei den LEP II Daten wird wegen der unterschiedlichen Schwerpunktsenergien zwischen 130GeV und 183GeV der Schnitt auf den maximalen rekonstruierten Myonimpuls relativ zur Strahlenergie angegeben: $P_{MUCH}^{max} \geq 0.4E_{BEAM}$. Dies entspricht in der unten gezeigten Verteilung $P_{MUCH}^{max} \geq 36.54\text{GeV}$.

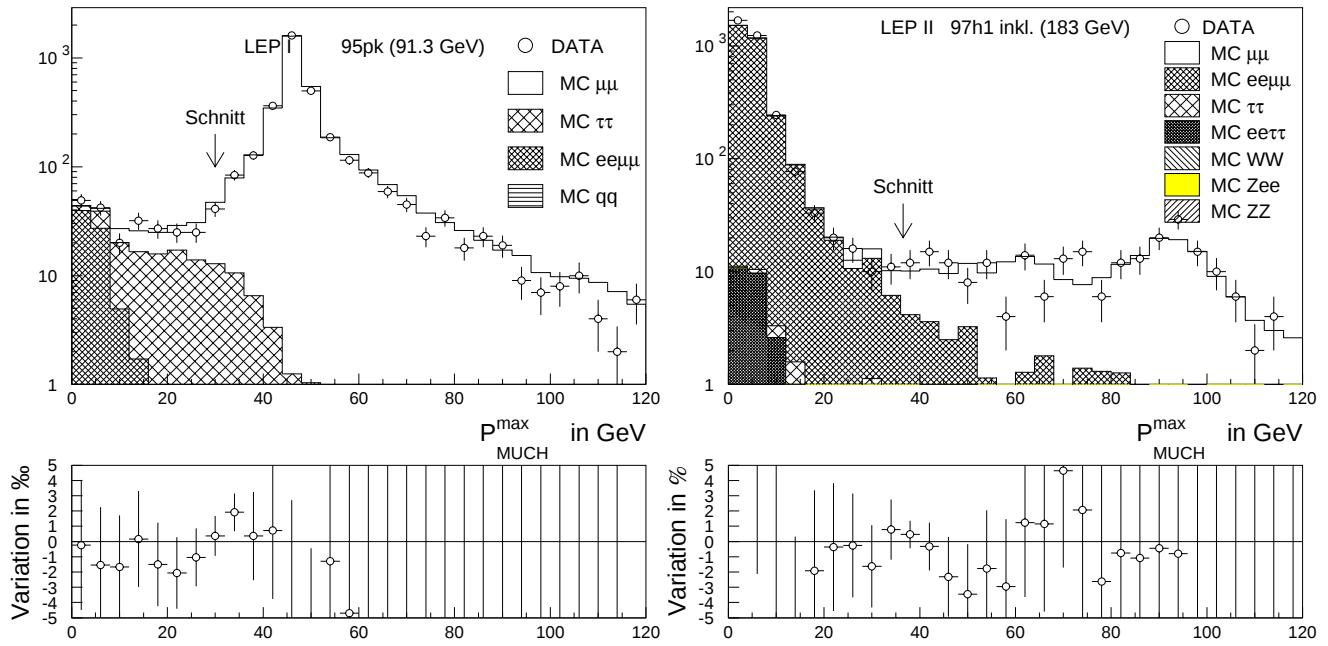


Abbildung 5.4: Der maximale Myonimpuls der LEP I und LEP II Daten

Bei LEP I müssen für XX Ereignisse beide mit der TEC rekonstruierten Impulse oberhalb von $P_{TEC}^{min} \geq 5\text{GeV}$ liegen.

In der LEP II Verteilung der maximalen Myonimpulse sind deutlich die Ereignisse zu erkennen, die nicht zum Z zurückgestrahlt sind. Ihre Myonimpulse liegen für die hier gezeigten Daten der Periode 97h1 bei $P_{MUCH} = \sqrt{s}/2 = 91\text{GeV}$. Für diese Ereignisse, die im Folgenden mit $\sqrt{s'}/s \geq 0.85$ exklusiv selektiert werden, wird der Schnitt auf $P_{MUCH}^{max} \geq 0.5E_{BEAM}$ angezogen, um den ISR-Untergrund zu reduzieren. Er enthält Ereignisse mit fehlrekonstruierter hoher reduzierter Schwerpunktsenergie, aber mit Myonimpulsen, die einem Ereignis auf der Z-Resonanz entsprechen.

Ereignis-Akollinearität ξ und -Akoplanarität ζ

Die Ereignisakollinearität ξ ist die dreidimensionale Winkelabweichung der zwei Myonimpulse $\vec{P}_1, \vec{P}_2$ von einer exakt einander entgegengesetzten Flugrichtung:

$$\xi = \pi - \arccos\left(\frac{\vec{P}_1 \cdot \vec{P}_2}{|\vec{P}_1| |\vec{P}_2|}\right)$$

Als Akoplanarität ζ wird hier die zweidimensionale Winkelabweichung der zwei Myonimpulse von einer einander entgegengesetzten Flugrichtung in der $r\phi$ Ebene definiert:

$$\zeta := \pi - \arccos(\cos(\phi_1 - \phi_2))$$

Um eine sichere Funktion des TEC-Triggers zu gewährleisten, wird bei LEP I für die MM- und MX-Ereignisse $\xi \leq 40^\circ$ gefordert.

Für die LEP II Datenperioden wird der zweidimensionale Akoplanaritätsschnitt auf $\zeta \leq 40^\circ$ gesetzt, um auch die zum Z zurückgestrahlten Ereignisse zu selektieren, deren Myonen eine Akollinearität in der rz Ebene aufweisen.

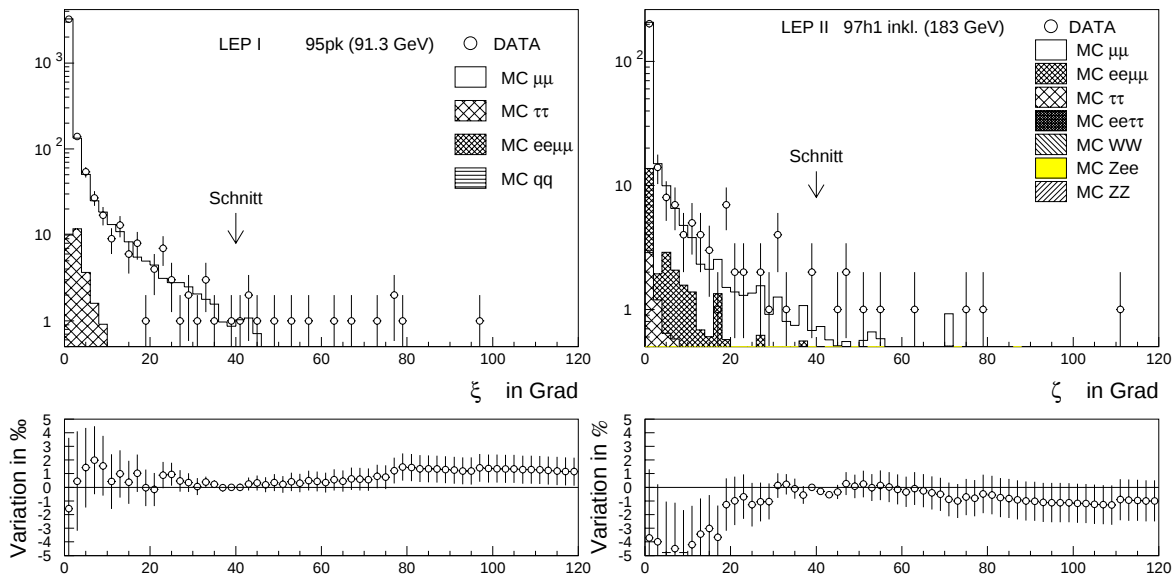


Abbildung 5.5: LEP I Ereignisakollinearität ξ und LEP II Ereignisakoplanarität ζ

Für XX Ereignisse bei LEP I muß die Akollinearität unterhalb $\xi \leq 5^\circ$ liegen, da oberhalb davon hauptsächlich der Anteil der zumeist akollinearen Untergrundereignisse aus myonisch zerfallenden Taupaaren und myonischen Zweiphoton-Wechselwirkungen ansteigt.

Vertexabstand

Um den Untergrundanteil aus Strahl-Wand bzw. Strahl-Gas Wechselwirkungen und kosmischen Myonen zu reduzieren, wird für mindestens einen Myonkandidaten in der $r\phi$ Ebene ein kleiner mit der TEC gemessener minimaler Vertexabstand $RDCA_{TEC}$ gefordert. Für LEP I Ereignisse liegt der Schnitt bei $RDCA_{TEC}^{min} \leq 1mm$.

LEP II Ereignisse müssen zur effizienteren Unterdrückung des Anteils von kosmischen Myonen $RDCA_{TEC}^{min} \leq 0.5mm$ erfüllen.

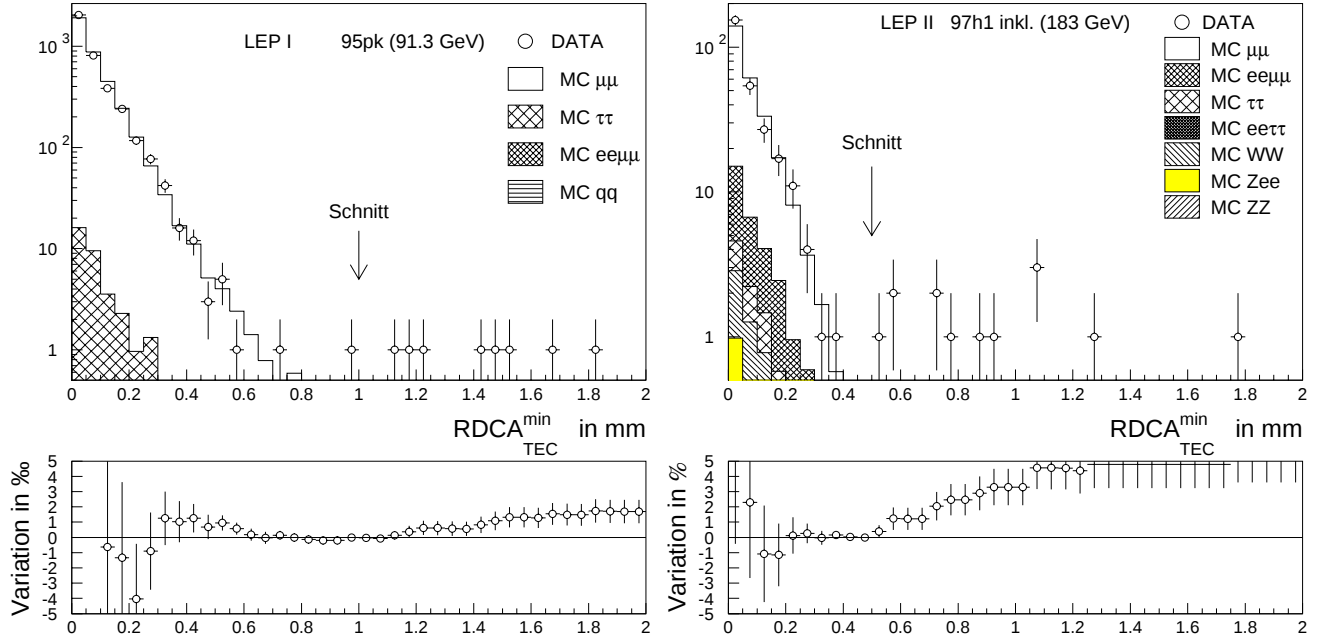


Abbildung 5.6: Der minimale $r\phi$ Vertexabstand für LEP I und LEP II Daten

Der Anstieg der Variation zur rechten Seite der Verteilungen hin ist auf kosmische Myonen zurückzuführen, die in der Simulation nicht enthalten sind.

Flugzeit

Zum weiteren Ausschluß kosmischer Myonen wird mindestens ein zu einem Myonkandidat zugeordneter Flugzeitzähler verlangt, der eine Vertexzeit innerhalb eines Zeitfensters von $|t^{\min}| \leq 5ns$ (LEP I) bzw. $|t^{\min}| \leq 3.5ns$ (LEP II) um den nominellen Wechselwirkungszeitpunkt registriert hat.

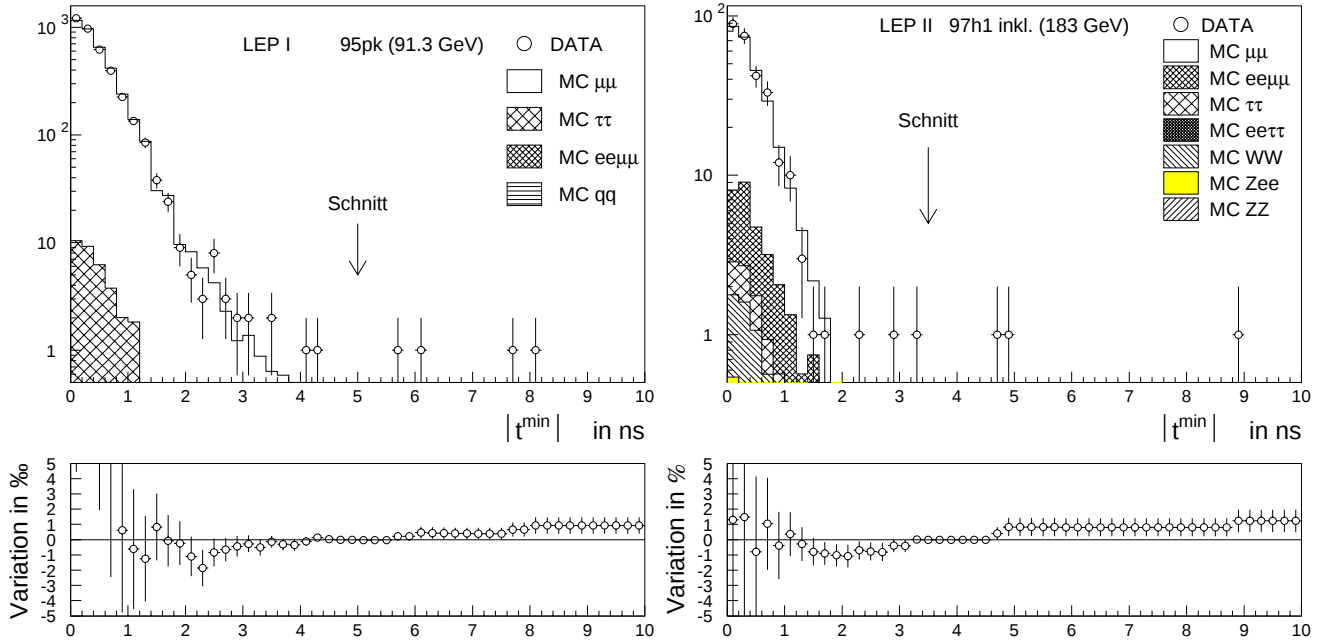


Abbildung 5.7: Die minimale Differenz der Vertexzeit zum nominellen Wechselwirkungszeitpunkt für LEP I und LEP II Daten

Ereignismultiplizität

Ein letzter Schnitt zur Untergrundunterdrückung verlangt eine niedrige Ereignismultiplizität, um hadronische Endzustände mit Myonspuren zu verwerfen. Verwendet wird hierzu die Anzahl der Cluster im elektromagnetischen Kalorimeter mit mehr als einem getroffenen Kristall N_{ECAL}^{mult} , sowie die Anzahl der TEC-Spuren mit einem rekonstruierten Impuls über 1GeV N_{TEC}^{mult} . Diese zwei Größen haben sich als robust gegen Kalorimeter Ausleseprobleme (Rauschen, 'heiße' Kristalle) und TEC-Fehlrekonstruktion erwiesen. Gefordert wird: $N_{ECAL}^{mult} \leq 10$ und $N_{TEC}^{mult} \leq 10$.

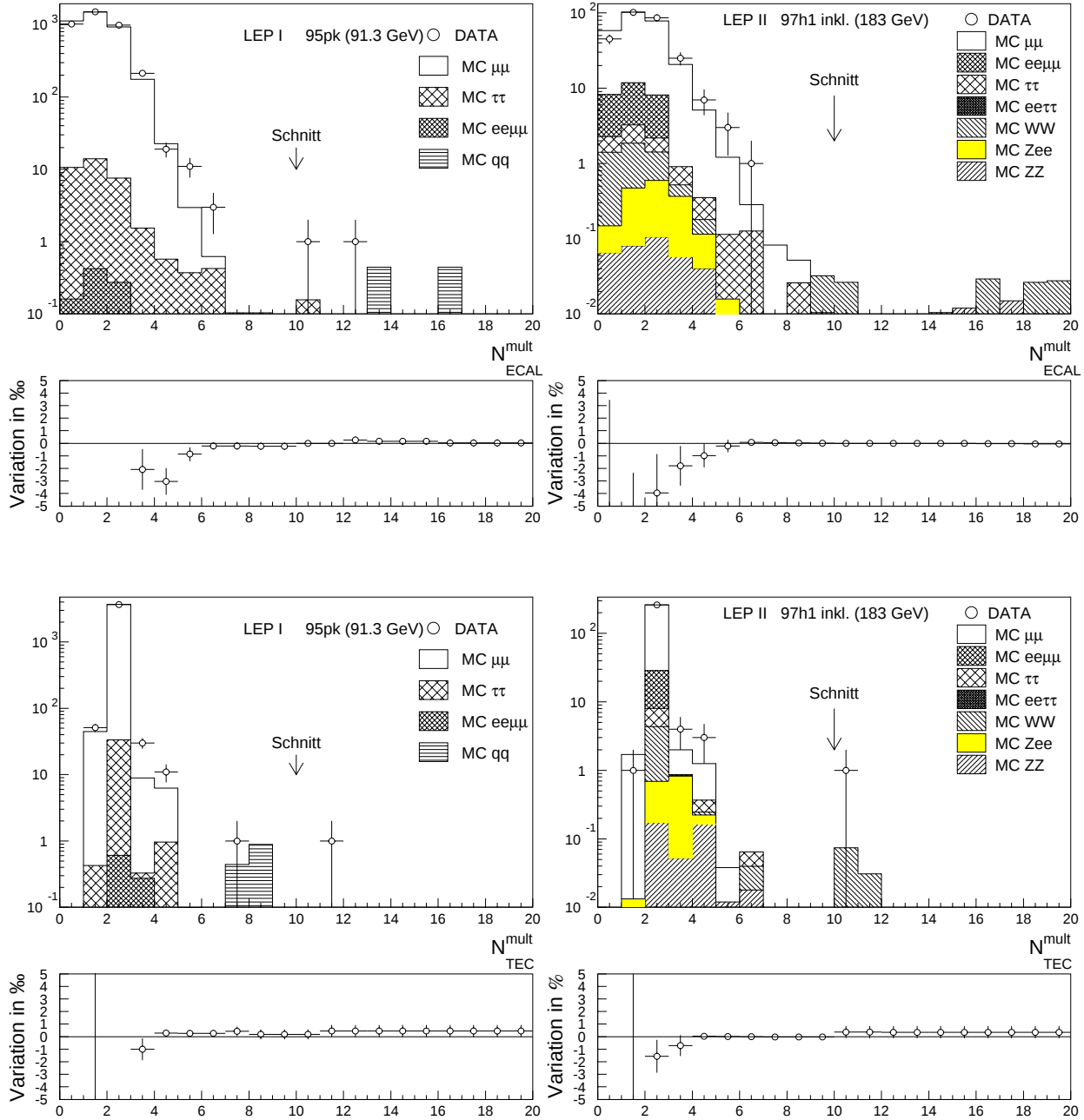


Abbildung 5.8: Oben die kalorimetrische unten die Spur-Ereignismultiplizität der LEP I und LEP II Daten

Akzeptanzbereich

Um eine sichere Impulsrekonstruktion und eine abschätzbare Triggereffizienz zu gewährleisten, wird der Akzeptanzbereich dieser Selektion auf Ereignisse eingeschränkt, deren Myonkandidaten beide innerhalb von $|\cos\theta| \leq 0.9$ liegen. Dazu wird in der eindimensionalen Verteilung von $|\cos\theta|_{\max}$ geschnitten. Sie enthält von jedem Ereignis den Polarwinkel (in $|\cos\theta|$) des äußeren Myons, das dem Strahlrohr am nächsten ist.

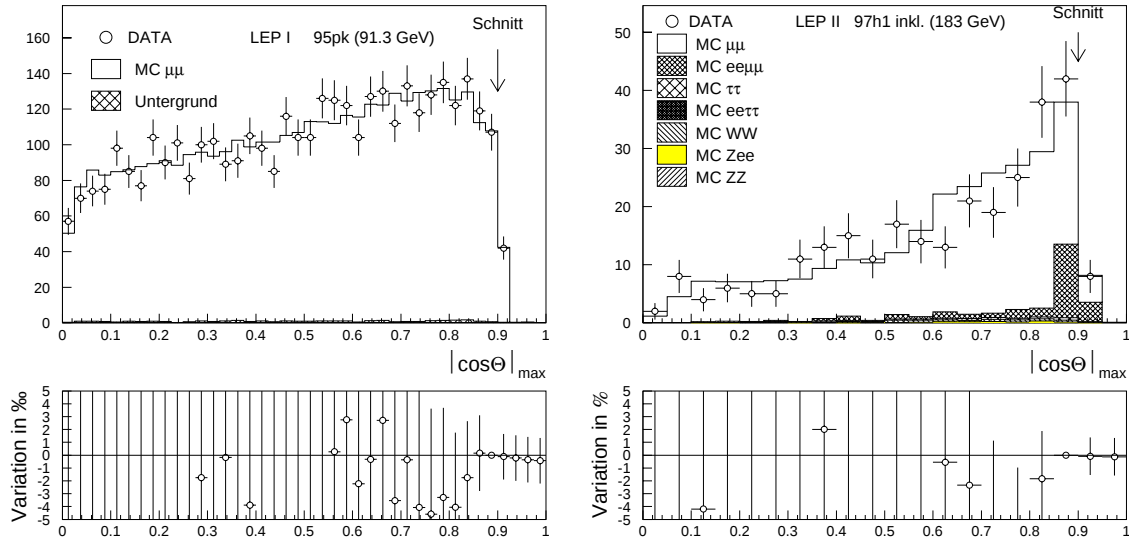


Abbildung 5.9: Der äußere Myon-Polarwinkel für LEP I und LEP II Ereignisse

Entsprechend enthält die Verteilung von $|\cos\theta|_{\min}$ die Polarwinkel der jeweils inneren Myonen. Auf diese Größe wird nicht geschnitten, bzw. $|\cos\theta|_{\min} \geq 0.0$ gefordert.

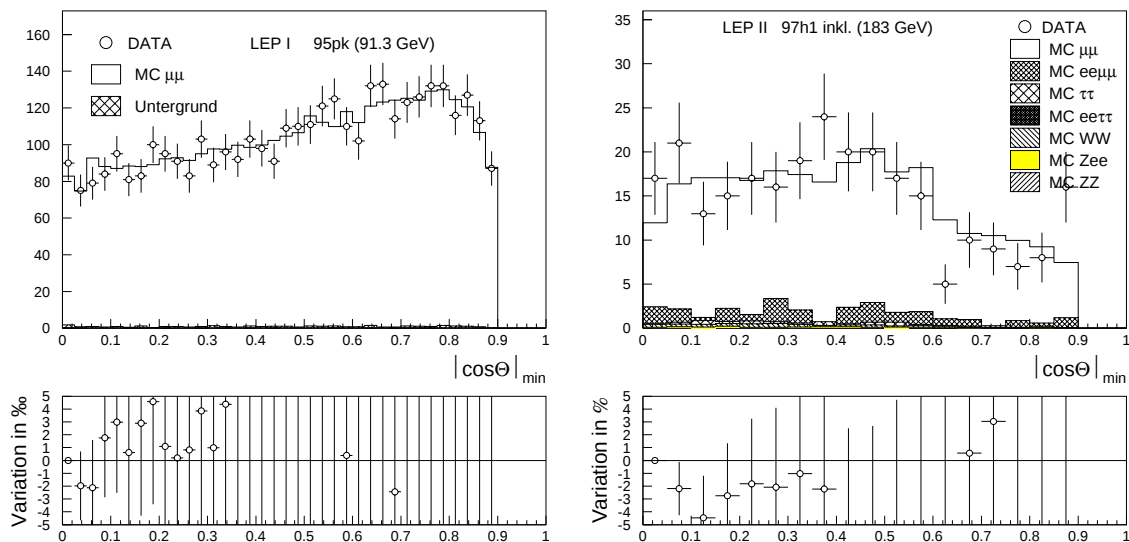


Abbildung 5.10: Der innere Myon-Polarwinkel für LEP I und LEP II Ereignisse

Zur Dokumentation der Anzahl der bearbeiteten Datenereignisse in den einzelnen Selektionsschritten faßt Tabelle 5.1 diese Zahlen für die LEP I Datenperiode 95pk zusammen. Von der Gesamtzahl werden die als Myonpaar vorselektierten Ereignisse weiter analysiert, die in runs mit einem stabil betriebenen L3-Detektor aufgezeichnet wurden. Zur Selektion gelangen alle Myonkandidaten-Paare. In nahezu allen selektierten Ereignissen erfüllt genau ein solches Paar die Selektionskriterien.

L3 95pk DATA	Ereignisse
Aufgezeichnet	470740
Myonpaar-vorselektiert	75042
in verwendeten runs	58594
mit Kandidaten-Paar	24186
1 selektiertes Paar	3743
2 sel. Paare (MM/MM)	3
2 sel. Paare (MM/MX)	5

Tabelle 5.1: Die Anzahl der vom L3 Detektor aufgezeichneten Ereignisse in den einzelnen Analyseschritten für die Datenperiode 95pk

5.4.2 Zusatzschnitte für LEP II Myonpaare

Neben den Schnitten in den bereits gezeigten Verteilungen müssen LEP II Myonpaare zwei weitere Selektionskriterien erfüllen:

Flugzeitdifferenz

Wegen des relativ höheren Untergrundanteils kosmischer Myonen werden bei der LEP II Selektion zusätzlich Ereignisse verworfen, wenn die Differenz der auf beiden Spuren registrierten Flugzeiten innerhalb von $|\Delta t_{\text{cosmic}}| \leq 2.5 \text{ ns}$ um die Flugzeit eines kosmischen Myons liegt. Dessen Flugrichtung wird von oben nach unten angenommen, und für die Flugstrecke wird der Polarwinkel der Spur berücksichtigt.

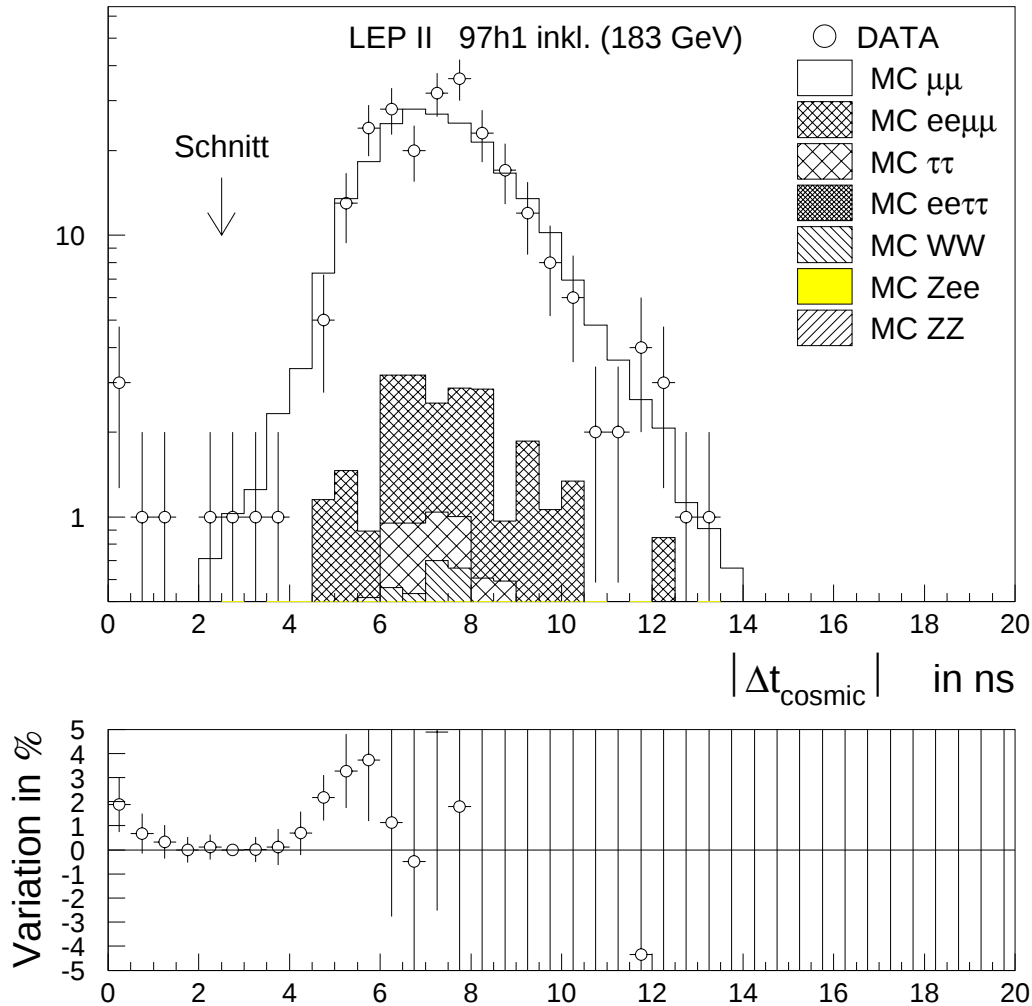


Abbildung 5.11: Die Differenz zur Flugzeit kosmischer Myonen für LEP II Ereignisse

Reduzierte Schwerpunktsenergie

LEP II Ereignisse, die alle bisher beschriebenen Selektionskriterien erfüllen, werden im weiteren als *inklusiv* selektiert bezeichnet. Für sie wird die reduzierte Schwerpunktsenergie $\sqrt{s'}$ rekonstruiert.

Alle im Detektor registrierten Myonpaarereignisse erfüllen $\sqrt{s/s'} \geq 0.10$. Mit diesem Schnitt wird der Phasenraum der inklusiven LEP II Selektion definiert.

Für die *exklusive* LEP II Selektion wird $\sqrt{s/s'} \geq 0.85$ verlangt. Bei diesen Ereignissen entspricht die invariante Myonpaarmasse nahezu der zur Verfügung stehenden Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$, d.h. die Wechselwirkung hat ohne Abstrahlung eines hochenergetischen ISR-Photons stattgefunden.

Die reduzierte Schwerpunktsenergie wird unter der Annahme eines einzelnen Bremsstrahlungsphotons rekonstruiert. Es überwiegen die Ereignisse ohne nachgewiesenes ISR-Photon. Dessen Energie wird dann nach Gleichung 2.13 aus den Polarwinkeln der beiden Myonen berechnet. Bei etwa 20 % der zum Z 'zurückgestrahlten' Ereignisse wird ein ISR-Kandidat im Detektor registriert und die in den Kalorimetern gemessene Photonenergie verwendet. Die reduzierte Schwerpunktsenergie ergibt sich in beiden Fällen aus Gleichung 2.12.

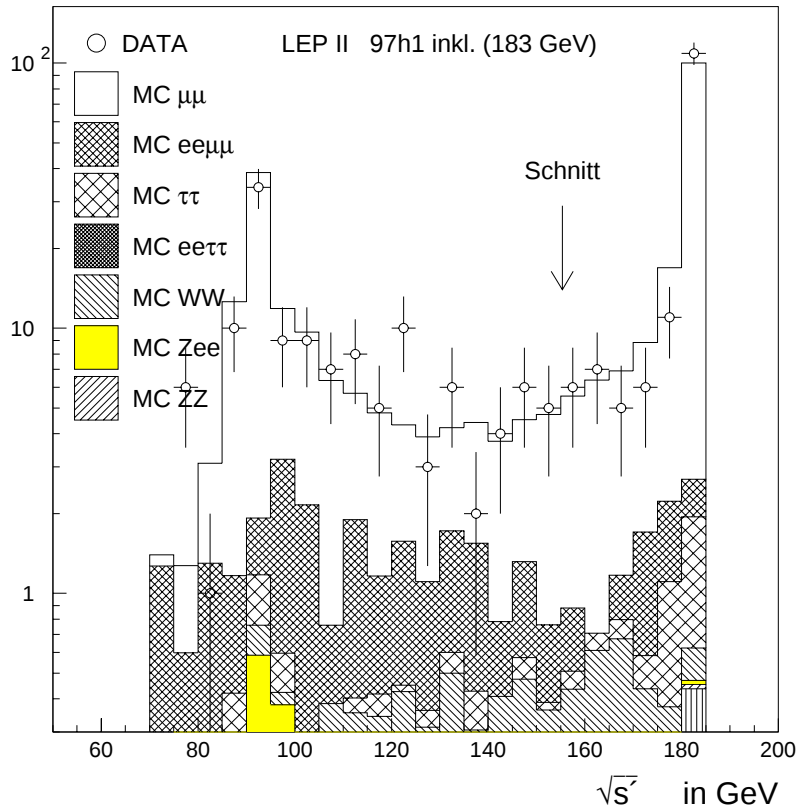


Abbildung 5.12: Die reduzierte Schwerpunktsenergie der inklusiv selektierten LEP II Ereignisse bei $\sqrt{s} = 183$ GeV. Die exklusiv selektierten liegen oberhalb des eingezeichneten Schnittes bei $\sqrt{s'} \geq 0.85\sqrt{s}$.

Abbildung 5.13 zeigt die Verteilung der rekonstruierten Schwerpunktsenergie $\sqrt{s'}$ für die weiteren analysierten LEP II Datenperioden, bei Schwerpunktsenergien $\sqrt{s}$ zwischen 130 GeV und 172 GeV.

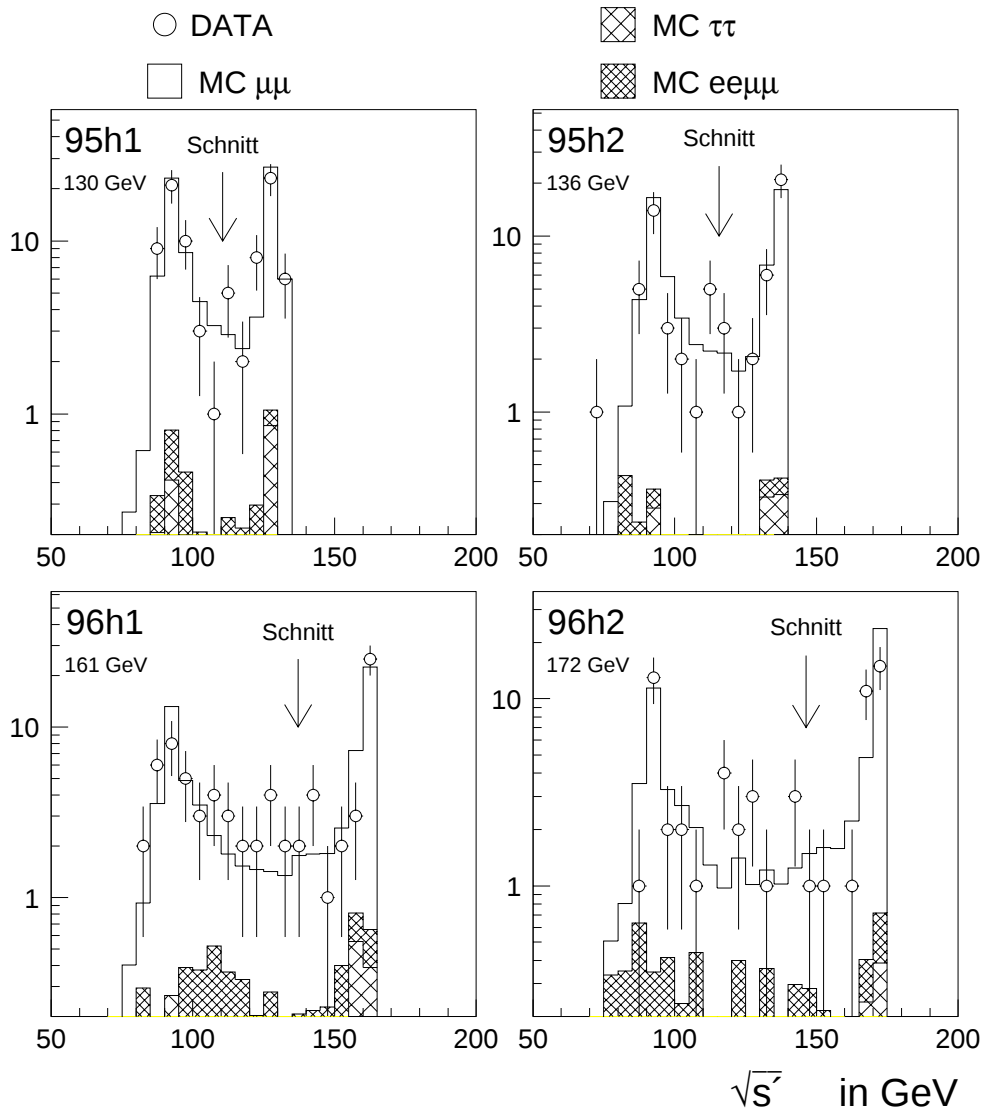


Abbildung 5.13: Die reduzierten Schwerpunktsenergien der inklusiv selektierten LEP II Ereignisse für $\sqrt{s} = 130$ bis 172 GeV. Die exklusiv selektierten liegen oberhalb der eingezeichneten Schnitte bei $\sqrt{s'} \geq 0.85\sqrt{s}$.

5.5 Selektionsergebnis

Als Ergebnis der Selektion erhält man die Daten- und MC-Ereignisse, die alle oben erläuterten Selektionskriterien erfüllen.

LEP I Selektionsergebnis

In Abbildung 5.14 ist für die vier analysierten LEP I Datenperioden die Polarwinkelverteilung beider Myonen der selektierten Ereignisse, unterteilt nach Ereignisklassen MM, MX und XX gezeigt.

Die Tabelle 5.2 enthält die Anzahl der Ereignisse dieser Myonpaarselektion für die 1995 bei der Z-Resonanz aufgezeichneten Daten.

Aus der Anzahl der selektierten Ereignisse der Myonpaarsimulation wird die Selektionseffizienz ϵ_{sel} bestimmt. Sie ergibt sich aus dem Quotienten von selektierten zu generierten Ereignissen: $\epsilon_{sel} = N_{sel}^{MC\mu\mu} / N_{gen}^{MC\mu\mu}$. Für die LEP I Datenperioden unterliegen die generierten Ereignisse keiner Einschränkung in Raumwinkel, Akollinearität und invarianter Myonpaarmasse, d.h. mit der angegebenen Selektionseffizienz werden die Wirkungsquerschnitte auf den vollen Phasenraum extrapoliert. Der angegebene Fehler ist nach Binomialstatistik aus der Anzahl der generierten und selektierten Ereignisse berechnet: $\Delta\epsilon_{sel} = \sqrt{\epsilon_{sel}(1 - \epsilon_{sel})/N_{gen}}$

Die in der Tabelle angegebene Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ ist der luminositätsgewichtete Mittelwert über die verwendeten runs der jeweiligen Datenperiode:

$$\sqrt{s} = \sum_i \sqrt{s_i} \mathcal{L}_i / \mathcal{L}$$

LEP I	$\sqrt{s}/\text{GeV}$	$\mathcal{L}/\text{nb}^{-1}$	N_{sel}	ϵ_{sel} in %
95ps	91.316	6476.734	7139	74.27 ± 0.28
95m2	89.452	7178.327	2666	73.99 ± 0.26
95pk	91.294	3324.389	3751	75.69 ± 0.27
95p2	92.982	8092.544	4358	74.99 ± 0.26

Tabelle 5.2: Selektierte Myonpaarereignisse N_{sel} der analysierten LEP I Datenperioden mit Angabe der berücksichtigten integrierten Luminosität $\mathcal{L}$ und der mittleren Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ sowie der Selektionseffizienz ϵ_{sel} .

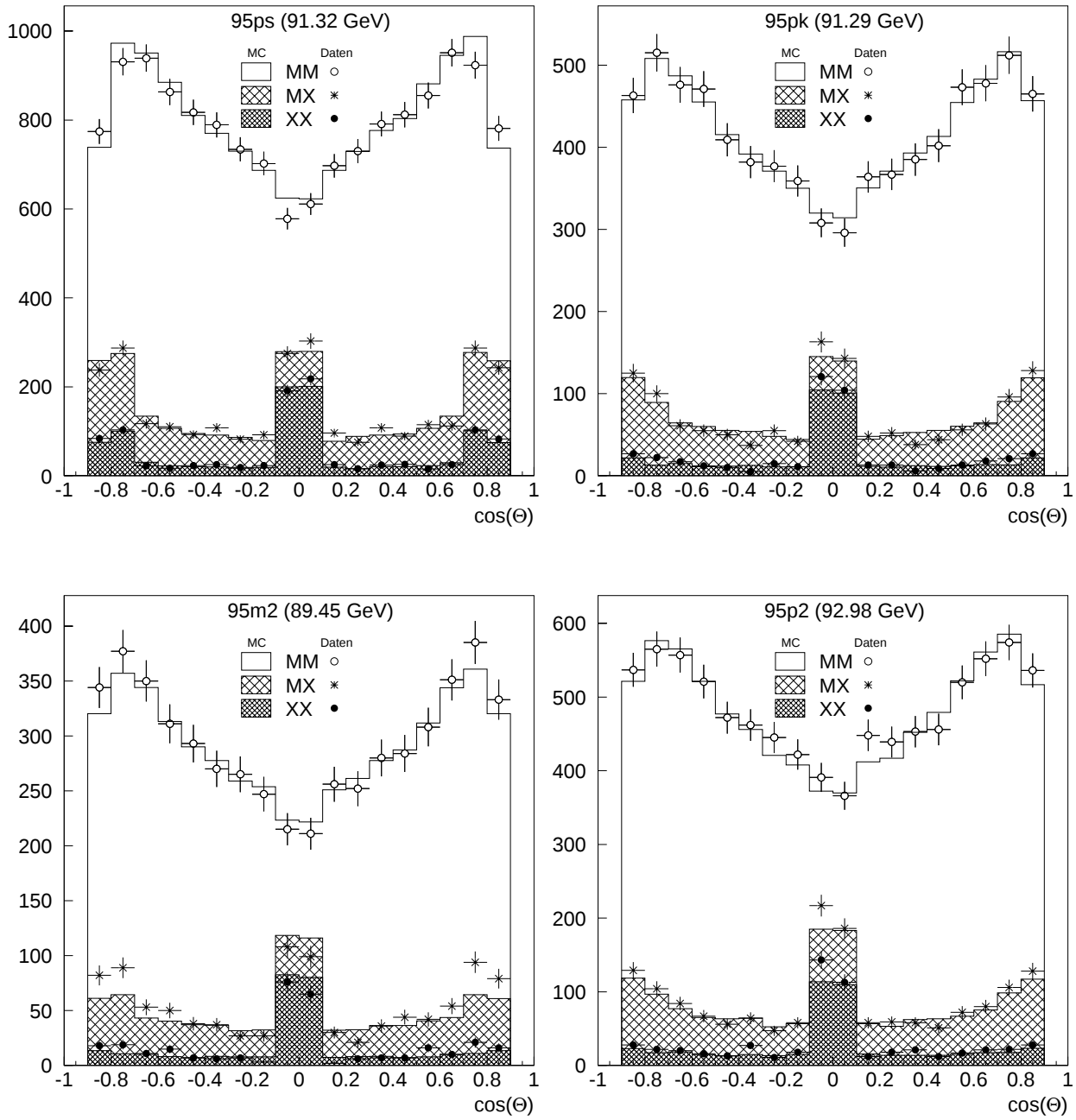


Abbildung 5.14: Die Polarwinkel beider Myonen der selektierten Ereignisse der analysierten LEP I Datenperioden. Für Daten und MC sind die Verteilungen nach den Ereignisklassen MM, MX und XX aufgeschlüsselt.

LEP II Selektionsergebnis

Abbildung 5.15 zeigt für die inklusiv selektierten Ereignisse der LEP II Datenperiode 97h1 die Polarwinkelverteilung jeweils beider Myonen, unterteilt nach Ereignisklassen MM und MX.

Die Selektionseffizienz einschließlich des Fehlers wird wie bei LEP I bestimmt. Im Unterschied zur LEP I Simulation unterliegt die invariante Myonpaarmasse der für LEP II generierten Myonpaare aber einer Einschränkung: $\sqrt{s'} \geq \sqrt{s_{min}}$. Mit dieser Simulation kann der totale Wirkungsquerschnitt nicht auf den vollen Phasenraum extrapoliert werden. Die Selektionseffizienz wird daher auf $\sqrt{s'}/s \geq 0.10$ für die inklusive Selektion bezogen und auf $\sqrt{s'}/s \geq 0.85$ für die exklusive Selektion.

Die Tabelle 5.3 enthält die Anzahl der Ereignisse, sowie die Selektionseffizienzen der inklusiven und exklusiven Myonpaarselektion für die von 1995 bis 1997 oberhalb der Z-Resonanz aufgezeichneten Daten.

LEP II			inklusiv		exklusiv	
	$\sqrt{s}/\text{GeV}$	$\mathcal{L} / \text{pb}^{-1}$	N_{sel}	$\epsilon_{sel} \text{ in } \%$	N_{sel}	$\epsilon_{sel} \text{ in } \%$
95h1	130.10	6.010	88	63.44 ± 0.50	43	77.13 ± 0.71
95h2	136.09	5.719	64	60.63 ± 0.52	31	72.51 ± 0.77
96h1	161.34	10.125	78	56.50 ± 0.38	35	73.76 ± 0.55
96h2	172.12	9.761	61	55.35 ± 0.38	28	74.42 ± 0.53
97h1	182.68	54.809	269	52.29 ± 0.38	138	69.62 ± 0.54

Tabelle 5.3: Inklusiv ($\sqrt{s'}/s \geq 0.10$) bzw. exklusiv ($\sqrt{s'}/s \geq 0.85$) selektierte LEP II Myonpaarereignisse sowie deren Selektionseffizienzen ϵ_{sel} . $\mathcal{L}$ bezeichnet die berücksichtigte integrierte Luminosität und $\sqrt{s}$ die mittlere Schwerpunktsenergie.

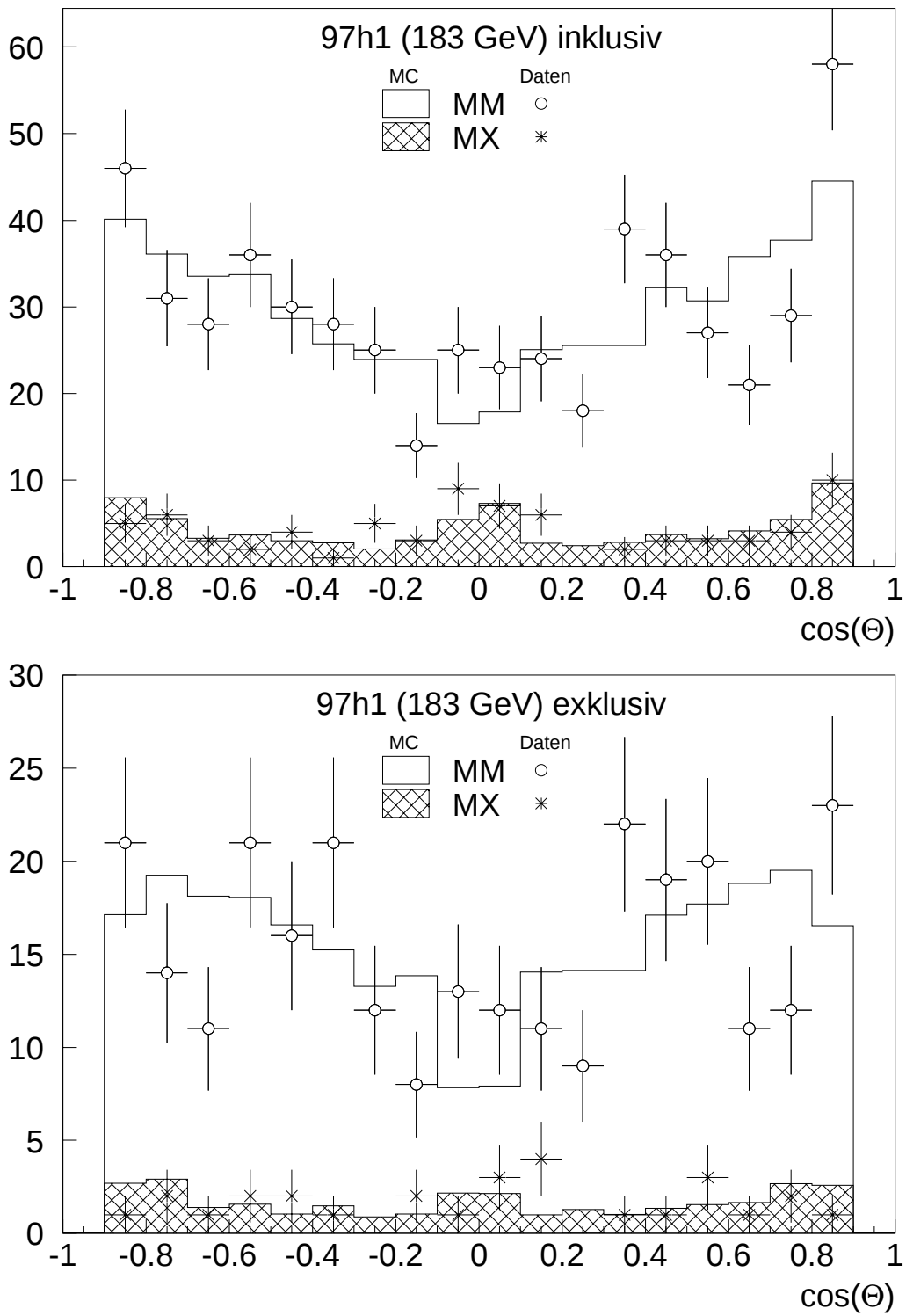


Abbildung 5.15: Die Polarwinkel beider Myonen der inklusiv (oben) und exklusiv (unten) selektierten Ereignisse der LEP II Datenperiode 97h1. Für Daten und MC sind die Verteilungen nach den Ereignisklassen MM und MX aufgeschlüsselt.

Kapitel 6

Der Wirkungsquerschnitt

Aus den selektierten Ereignissen wird der totale Myonpaarproduktions-Wirkungsquerschnitt σ_{tot} für die verschiedenen Schwerpunktsenergien der einzelnen Datenperioden bestimmt und die systematische Unsicherheit abgeschätzt.

6.1 Bestimmung des totalen Wirkungsquerschnitts

Ausgehend von $N_{sel} = (\sigma_{tot} \cdot \mathcal{L} \cdot \epsilon_{sel} \cdot \epsilon_{trig} + N_{BG})$ ergibt sich:

$$\sigma_{tot} = (N_{sel} - N_{BG}) / (\mathcal{L} \cdot \epsilon_{sel} \cdot \epsilon_{trig})$$

Folgende Größen sind daher zu bestimmen:

N_{sel} Die Anzahl aller selektierten Datenereignisse

ϵ_{sel} Die Selektionseffizienz

$\mathcal{L}$ Die integrierte Luminosität der verwendeten Daten

N_{BG} Die Anzahl aller selektierten Untergrundereignisse

ϵ_{trig} Die Triggereffizienz

Selektierte Ereignisanzahl N_{sel} und Selektionseffizienz ϵ_{sel}

Die Anzahl der selektierten Datenereignisse der analysierten Datenperioden, sowie deren Selektionseffizienz ist den Tabellen 5.2 und 5.3 aus Kapitel 5 zu entnehmen.

Integrierte Luminosität $\mathcal{L}$

Die integrierte Luminosität der vom L3-Detektor aufgezeichneten Daten ist zusammen mit der e^+e^- Schwerpunktsenergie für jeden run der L3-Lumlist entnommen. Für diese Analyse werden nur solche runs verwendet, die von einem zuverlässig arbeitenden Detektor aufgezeichnet wurden. Für die LEP I Daten hoher Statistik wird die Funktion aller Subdetektoren und der Triggerstufen verlangt. Bei den LEP II

Daten wird lediglich die Funktion der Spurkammern TEC und Myonsystem, der Flugzeitzähler und des Triggersystems verlangt. Tabelle 6.1 faßt diese Zahlen zusammen.

Periode	$\sqrt{s}$ GeV	Integrierte Luminosität [nb ⁻¹]	
		aufgezeichnet $\mathcal{L}_{L3}$	verwendet $\mathcal{L}$
95ps	91.316	9227.7	6476.7
95m2	89.452	7833.0	7178.3
95pk	91.294	4366.5	3324.4
95p2	92.982	8544.8	8092.5
95h1	130.10	6113.6	6009.7
95h2	136.09	5941.5	5718.7
96h1	161.34	10905.0	10125.1
96h2	172.12	10250.4	9760.5
97h1	182.68	55464.4	54809.3

Tabelle 6.1: Die 1995-1997 für die Myonpaarselektion analysierte aufgezeichnete integrierte Luminosität $\mathcal{L}_{L3}$ und die für die Wirkungsquerschnittsbestimmung verwendete Luminosität $\mathcal{L}$

Untergrund N_{BG}

Die selektierten Untergrundereignisse N_{BG} stammen zum einen aus e^+e^- Wechselwirkungen. Ihre Anzahl wird aus der Simulation abgeschätzt. Sie ergibt sich aus der Summe der Anteile der selektierten Ereignisse N_{BGsel}^i/N_{BGgen}^i eines Untergrundprozesses i , die über dessen SM-Wirkungsquerschnitt für die gewählten Generatorparameter σ_{gen}^i auf die integrierte Datenluminosität $\mathcal{L}$ skaliert werden:

$$N_{BG} = \mathcal{L} \sum \sigma_{gen}^i N_{BGsel}^i / N_{BGgen}^i \quad (6.1)$$

Weitere Untergrundanteile resultieren aus registrierten Teilchendurchgängen kosmischer Myonen und Wechselwirkungen des Strahls mit dem Gas bzw. der Wand. Dieser Anteil wird aus den gemessenen Daten abgeschätzt. Dazu zeigt Abbildung 6.1 für die LEP I Datenereignisse die Verteilung der Vertex-Zeit gegen den minimalen Vertex-Abstand. Dunkel schattiert ist der Bereich, in dem die Selektionsschnitte in den zwei dargestellten Größen erfüllt sind. Der hell schattierte Bereich enthält die

homogen verteilten Untergrundereignisse, deren Vertexzeit in einem Intervall zwischen 5 und 20 ns um den Wechselwirkungszeitpunkt liegt oder die einen minimalen Vertexabstand zwischen 2 und 10 mm haben. Ihre Anzahl wird über die Fläche auf das Selektionsintervall skaliert.

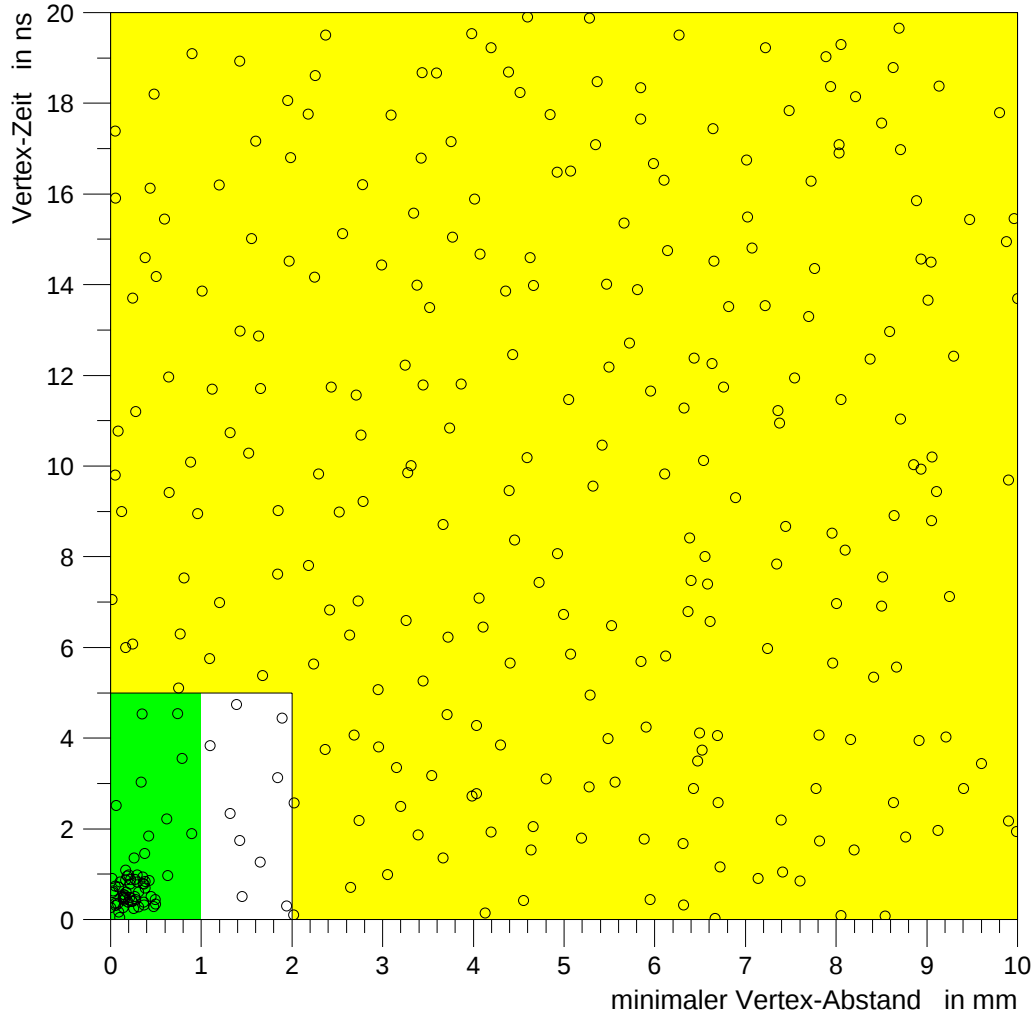


Abbildung 6.1: Verteilung der Vertex-Zeit gegen den minimalen Vertex-Abstand für die LEP I Ereignisse, die bis auf die zwei Schnitte in den gezeigten Größen alle Selektionskriterien erfüllen. Hell schattiert der Bereich, der zur Abschätzung der Anzahl der kosmischen Myonen dient. Dunkel schattiert der Bereich in dem selektiert wird, auf den die Anzahl der Untergrundereignisse kosmischer Myonen skaliert wird.

In Tabelle 6.2 sind für die LEP I Daten die selektierten Untergrundanteile aus Taupaarereignissen, myonischen Zweiphoton-Wechselwirkungen und kosmischen Myonen neben der Gesamtzahl der selektierten Myonpaarereignisse zusammengestellt.

Von den für jede LEP I Datenperiode analysierten 300000 simulierten hadronischen Quarkpaarereignissen wurde keins selektiert.

LEP I	$N_{\tau\tau}$	$N_{ee\mu\mu}$	N_{cosmic}	N_{BG}	N_{sel}
95ps	66.12 ± 2.74	1.49 ± 0.34	4.11 ± 0.34	71.73 ± 2.79	7139
95m2	23.65 ± 1.03	1.94 ± 0.47	3.15 ± 0.29	28.74 ± 1.17	2666
95pk	34.11 ± 1.36	0.78 ± 0.17	1.48 ± 0.21	36.41 ± 1.38	3751
95p2	42.98 ± 1.76	0.59 ± 0.27	3.78 ± 0.32	47.36 ± 1.81	4358

Tabelle 6.2: Der selektierte Untergrund für die 1995 auf der Z-Resonanz gemessenen Daten mit statistischen Fehlern. N_{sel} ist die Anzahl der selektierten Myonpaarereignisse.

Bei der LEP II Selektion werden weitere Untergrundanteile aus W- und Z-Paarereignissen, sowie die e^+e^-Z Endzustände berücksichtigt. Die selektierten Untergrund- und Datenereignisse für die inklusive LEP II Selektion sind in Tabelle 6.3 zusammengestellt.

LEP II inkl.	$N_{\tau\tau}$	$N_{ee\mu\mu}$	N_{WW}	N_{ZZ}	N_{cosmic}	N_{BG}	N_{sel}
95h1	1.53 ± 0.15	1.70 ± 0.33	–	–	0.50 ± 0.06	3.90 ± 0.37	88
95h2	1.15 ± 0.12	1.22 ± 0.32	–	–	0.34 ± 0.05	2.85 ± 0.34	64
96h1	1.32 ± 0.12	3.50 ± 0.67	0.13 ± 0.02	–	0.63 ± 0.07	5.82 ± 0.69	78
96h2	0.93 ± 0.07	3.96 ± 0.81	0.46 ± 0.08	–	0.50 ± 0.06	6.12 ± 0.82	61
97h1	3.82 ± 0.31	20.54 ± 2.77	3.74 ± 0.29	0.38 ± 0.02	1.62 ± 0.11	31.47 ± 2.81	269

Tabelle 6.3: Hauptbeiträge zum Untergrund für die inklusive LEP II Selektion einschließlich der statistischen Fehler neben der Anzahl selektierter Myonpaarereignisse.

Bei der exklusiven LEP II Selektion ist außerdem der sog. *ISR*-Untergrund aus Ereignissen zu berücksichtigen, deren invariante Myonpaarmasse $\sqrt{s'}$ unterhalb von $0.85\sqrt{s}$ liegt, die aber oberhalb rekonstruiert wurde. Dieser Anteil

$$\eta_{ISR} = N_{gen < 85}^{rec > 85} / (N_{gen < 85}^{rec > 85} + N_{gen > 85}^{rec > 85})$$

wird aus der Simulation der Myonpaarereignisse abgeschätzt und liefert für den Wirkungsquerschnitt einen Korrekturfaktor $c_{ISR} = 1 - \eta_{ISR}$.

Die selektierten Untergrundereignisse, sowie der ISR-Untergrundanteil sind für die exklusive LEP II Selektion neben der Anzahl selektierter Myonpaare in Tabelle 6.4 zusammengestellt.

LEP II exkl.	$N_{\tau\tau}$	$N_{ee\mu\mu}$	N_{WW}	N_{ZZ}	N_{cosmic}	N_{BG}	η_{ISR} in %	N_{sel}
95h1	0.62 ± 0.09	0.52 ± 0.18	–	–	0.20 ± 0.04	1.37 ± 0.21	8.56 ± 0.54	43
95h2	0.41 ± 0.07	0.16 ± 0.12	–	–	0.15 ± 0.03	0.75 ± 0.14	7.05 ± 0.52	31
96h1	0.73 ± 0.09	0.91 ± 0.34	0.05 ± 0.01	–	0.22 ± 0.04	1.93 ± 0.36	5.34 ± 0.32	35
96h2	0.50 ± 0.05	0.99 ± 0.40	0.24 ± 0.06	–	0.09 ± 0.03	1.86 ± 0.41	4.48 ± 0.29	28
97h1	1.91 ± 0.22	3.36 ± 1.12	2.42 ± 0.23	0.16 ± 0.02	0.47 ± 0.06	8.42 ± 1.17	3.37 ± 0.25	138

Tabelle 6.4: Die Hauptbeiträge zum Untergrund, sowie der Anteil des ISR-Untergrundes für die exklusive LEP II Selektion einschließlich der statistischen Fehler neben der Anzahl selektierter Myonpaarereignisse.

Triggereffizienz ϵ_{trig}

Die Bestimmung der Triggereffizienz basiert auf dem Vergleich der Triggerentscheidung von unabhängigen redundanten Einzeltriggern.

Sind ihre Ineffizienzen zeitlich und räumlich unkorreliert, so ergibt sich die Effizienz ϵ_{trig}^i des Triggers i für die N_j Ereignisse mit positivem Trigger j aus der Ereignisanzahl N_{ij} mit zusätzlichem positiven Trigger i zu $\epsilon_{trig}^i = N_{ij}/N_j$.

Die voneinander unabhängigen Einzeltrigger der Myonpaarereignisse sind der TEC-Trigger und der Myonkammertrigger MUI als Kombination aus dem Barrel-Myontrigger und dem FB-Myontrigger.

Diese Methode ist aber nicht mehr im Vorwärtsbereich anwendbar, auf den die Akzeptanz der Myonpaarselektion erweitert wurde. Oberhalb $|\cos \theta| > 0.84$ steht nur noch der FB-Myonkammertrigger zu Verfügung, da der TEC-Trigger eine Mindestzahl von getroffenen Trigger-Drähten verlangt, die in diesem Winkelbereich nicht erreicht werden kann. Zur Bestimmung der Triggereffizienz ϵ_{trig} wird daher auf eine Simulation zurückgegriffen.

Mit den 1995 aufgezeichneten Daten steht die L3-Triggersimulation erstmals zur Verfügung. Auf Basis der im Real-Detektor-MC simulierten Signale wird ereignisweise bestimmt, welcher der zum Zeitpunkt der Datennahme aktiven Trigger angesprochen hätte. Da die für den Trigger benutzten Signale im L3-Detektor aber z.T. getrennte Laufwege haben (Vorverstärker, Diskriminatoren, ADCs), ist selbst die aus den aufgezeichneten Datensignalen rekonstruierte Triggerentscheidung nicht in vollständiger Übereinstimmung mit dem tatsächlichen Ereignistrigger. Zur Bestimmung der Triggereffizienz wird daher auf die Methode der redundanten Trigger zurückgegriffen, um damit allerdings die Triggersimulation so anzupassen, daß sie ereignisweise den Einfluß der lokalen Triggerineffizienzen bestmöglich beschreibt. Für

LEP I	ϵ_{trig}^{MUI}	ϵ_{trig}^{TEC}	ϵ_{trig}	$\epsilon_{trig}^{TEC-Barrel}$	$\epsilon_{trig}^{TEC-Bhabha}$
95ps	92.854 ± 0.099	95.395 ± 0.080	99.721 ± 0.020	97.07 ± 0.25	97.26 ± 0.18
95m2	94.737 ± 0.080	94.679 ± 0.080	99.828 ± 0.015	97.15 ± 0.41	97.64 ± 0.25
95pk	93.612 ± 0.089	94.732 ± 0.081	99.827 ± 0.015	97.42 ± 0.32	97.15 ± 0.25
95p2	94.681 ± 0.078	94.828 ± 0.077	99.824 ± 0.015	97.28 ± 0.31	97.00 ± 0.29

Tabelle 6.5: Die Gesamttriggereffizienz ϵ_{trig} aus der Kombination von MUI- und TEC-Trigger für die analysierten LEP I Datenperioden. Zur Überprüfung der TEC-Triggereffizienzbestimmung ist diese auch getrennt für den Barrelbereich angegeben. Sie stimmt mit den bei der Bhabhaselektion ermittelten Werten aus [66] überein.

den extremen Vorwärtsbereich oberhalb von $|\cos \theta| \geq 0.84$ muß auf die Simulation des FB-Myonkammertriggers zurückgegriffen werden, deren Güte mit dem TEC-Trigger im Bereich bis $|\cos(\theta)| \leq 0.85$ überprüft wird. Um für diesen Bereich die Unsicherheit in der Triggersimulation zu reduzieren, wurde in der Selektion bereits verlangt, daß die Myonkandidaten Segmente aus der inneren FB-Kammerlage (FI) sowie aus äußeren FB-Kammerlagen (FM oder FO) enthalten und von den Flugzeitszintillationszählern der Endkappen registriert worden sind. Abbildung 6.2 zeigt die relativen Ineffizienzen des TEC- und des Myontriggers über dem Polarwinkel θ sowohl für die gemessenen als auch für die simulierten Ereignisse exemplarisch für die Datenperiode 95pk. In Tabelle 6.5 sind für die analysierten LEP I Datenperioden die Triggereffizienzen zusammengefaßt:

Bei der LEP II Analyse werden XX-Ereignisse nicht selektiert. Damit wird gegenüber der LEP I Selektion eine noch niedrigere Triggerineffizienz erreicht, die gegenüber den anderen systematischen Fehlern nicht zu berücksichtigt werden braucht.

6.2 Systematische Unsicherheiten der Wirkungsquerschnittsbestimmung

Zu der statistischen Unsicherheit der Wirkungsquerschnittsbestimmung $\Delta\sigma^{stat} = \sigma/\sqrt{N_{sel}}$ kommen weitere systematische Unsicherheiten hinzu. Im Folgenden werden die Beiträge der Selektionsschnitte, der Untergrundkorrektur, der Luminositätsmessung sowie der Trigger-, Bunchletzuordnungs- und Präselektionsalgorithmen zum systematischen Fehler diskutiert. Abschließend wird der Einfluß der ISR-FSR-Interferenz auf die exklusiven LEP II Wirkungsquerschnitte untersucht.

Beitrag der Selektionsschnitte zur Systematik

Der dominante Beitrag resultiert aus der Wahl der Lage der Selektionsschnitte und schließt die Einschränkung der Detektorakzeptanz auf $|\cos(\theta)| \leq 0.90$ mit ein, da diese als Selektionsschnitt in Kapitel 5 eingeführt wurde. Der Beitrag zum syste-

matischen Fehler verringert sich, je besser die Simulation die selektierten Daten beschreibt. Da kurzfristige Ausfälle einzelner Subdetektoren in der Simulation unberücksichtigt bleiben, werden für die LEP I Periode hoher Statistik von den aufgezeichneten Daten nur jene analysiert, bei denen alle Subdetektoren und die Triggerstufen in Betrieb waren. Durch diese Verringerung der analysierten integrierten Luminosität wird die systematische Unsicherheit soweit eingeschränkt, daß sie deutlich unterhalb des statistischen Fehlers bleibt.

Bei den Daten vom Frühjahr 1995 (95ps) liegt die analysierte Luminosität deutlich unter der aufgezeichneten, da Anlaufprobleme der neuinstallierten Detektor-komponenten und des modifizierten Triggers für den LEP II Bunchtrain-Betrieb

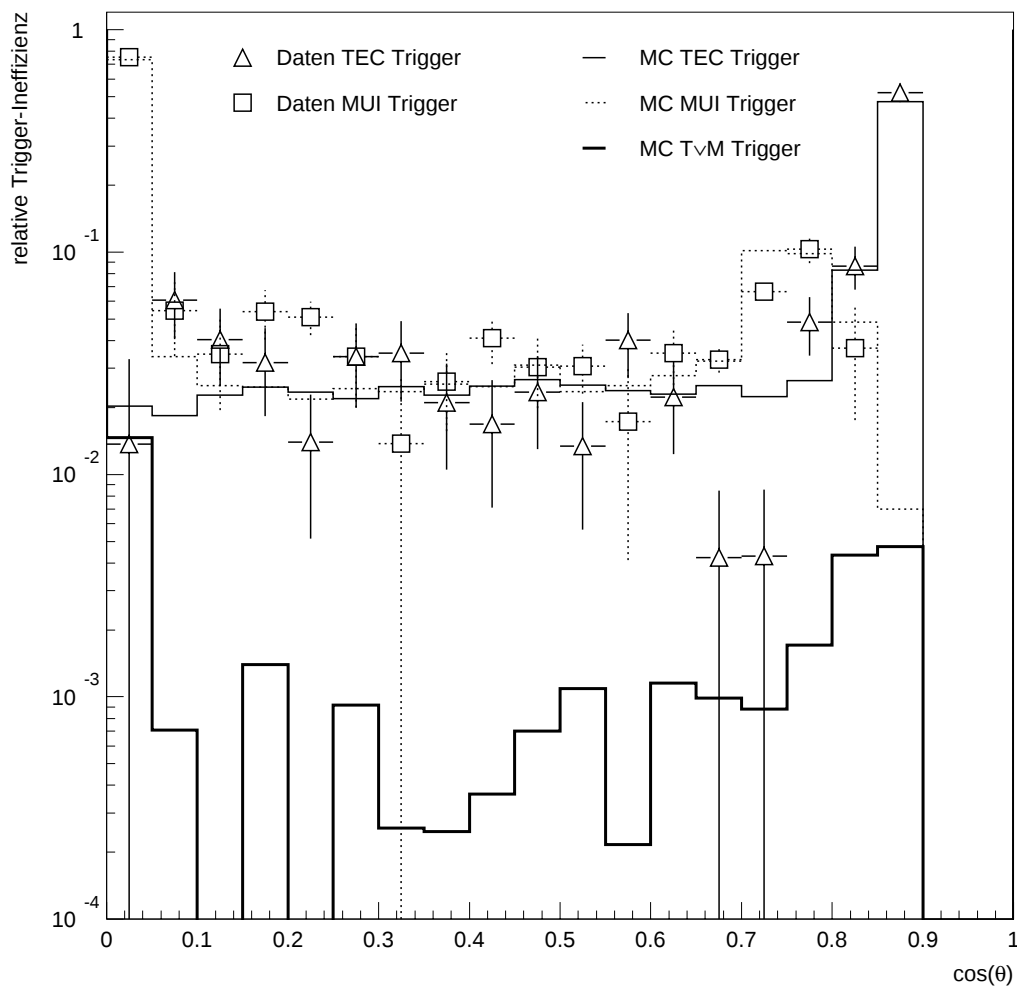


Abbildung 6.2: Polarwinkelabhängigkeit der relativen Ineffizienzen des TEC- und Muontriggers (MUI) im Vergleich zwischen Daten und Simulation. Die Gesamt-Triggerineffizienz folgt aus der ODER-Kombination TVM der simulierten Einzeltrigger.

eine einwandfreie Datennahme nicht immer gewährleistet. Eine noch erheblichere Einschränkung der analysierten Datenmenge durch den anfänglich unsicheren Betrieb des Vorwärts-Myonkammer-Systems konnte dadurch vermieden werden, daß für solche Daten die FB-Myonkammerinformation aus den rekonstruierten gemessenen, sowie aus den simulierten Ereignissen entfernt wurde.

Die signifikante Dateneinschränkung der 95pk Periode ist auf Ausfälle der Barrel-Szintillatoren zurückzuführen.

Die Unsicherheit der LEP II Analyse ist hingegen statistisch dominiert, so daß für diese Daten nur die Funktion der Spurkammern TEC/Myonkammern, der Flugzeitähler und der Triggerstufen verlangt wird.

Die systematische Unsicherheit, die sich aus der Wahl der Lage der Selektionschnitte ergibt, wird aus den in Kapitel 5 gezeigten Variationsdarstellungen der n-1 Verteilungen abgeschätzt.

Ebenfalls berücksichtigt ist die statistische Unsicherheit der Selektionseffizienz aus den Tabellen 5.2 und 5.3.

Um die systematischen Effekte abzuschätzen, die aus der im Real-Detektor-MC unzureichend beschriebenen Detektorakzeptanz der Myonkammern resultieren, wurden die LEP I Daten auch ohne Berücksichtigung der Myonkammerinformation analysiert, basierend auf der MIP-Identifikation mit der inneren Spurkammer und den Kalorimetern. Die Ergebnisse dieser Analyse sind Tabelle 6.6 zu entnehmen.

LEP I	$\sqrt{s}$ GeV	σ_{tot}^{STD} pb	σ_{tot}^{MIP} pb
95ps	91.32	1473	1498 ± 8
95m2	89.45	497	500 ± 5
95pk	91.29	1479	1479 ± 12
95p2	92.98	711	715 ± 5

Tabelle 6.6:

Myonpaarwirkungsquerschnitte der LEP I Datenperioden aus der Standardselektion σ_{tot}^{STD} und einer MIP-basierten Selektion σ_{tot}^{MIP} . Die angegebenen Fehler resultieren aus der statistischen Unsicherheit der Anzahl unterschiedlich selektierter Ereignisse.

Im Rahmen der statistischen Fehler der Anzahl unterschiedlich selektierter Ereignisse ergab sich für die Datenperioden der Z-Scans (95m2,95pk,95p2) keine signifikante Abweichung gegenüber der Standardselektion. Bei den Prescan-Daten der Periode 95ps zeigt sich hingegen eine signifikante Abweichung von drei Standardabweichungen, so daß hier der totale Wirkungsquerschnitt aus dem Mittelwert zwischen der Standard- und der MIP-Selektion bestimmt wird, und die halbe Differenz der zwei Werte dem systematischen Fehler der Schnitte zugerechnet wird.

Beitrag der Untergrundkorrektur zur Systematik

Weitere systematische Unsicherheiten der Wirkungsquerschnittsbestimmung ergeben sich aus den statistischen Fehlern der Untergrundkorrektur. Der bei den LEP II Daten dominierende Untergrund aus myonischen Zweiphoton-Wechselwirkungen zeigt außerdem eine Unsicherheit in der Normierung. Ihr wird mit einer systematischen

Unsicherheit dieses Untergrundanteils mit 10% Rechnung getragen. Für die 1997 aufgezeichneten Daten, deren Vorwärtsmyonen wegen des ausgefallenen Toroidmagneten nicht abgelenkt wurden und deren Impulse zu groß rekonstruiert werden, ist die Rekonstruktion der Myonkandidaten modifiziert worden. Um den im Vorwärtsbereich bei niedrigen Myonimpulsen dominanten Untergrund aus den Zweiphoton-Wechselwirkungen zu reduzieren, wurden anstatt der mit den Myonkammern rekonstruierten Impulse oberhalb von $|\cos \theta| \geq 0.81$ die mit der TEC bestimmten Impulse verwendet. Der Kandidat wird aber weiterhin als M-rekonstruiertes Myon betrachtet. Dadurch konnte der Zweiphoton-Untergrundanteil halbiert werden (43 auf 20 Ereignisse), bei nur geringer Einbuße an selektierten Myonpaarereignissen (278 auf 269).

Beitrag der Luminositätsmessung zur Systematik

Die systematische Unsicherheit der Luminositätsmessung liegt für die LEP I Datenperioden von 1995 bei 0.9‰ [37]. Für die Analyse der LEP II Daten ist sie vernachlässigbar klein.

Beitrag der Triggereffizienz zur Systematik

Die systematische Unsicherheit der Triggereffizienz ergibt sich aus der begrenzten Statistik der zur Bestimmung herangezogenen Ereignisse. Dieser Fehler bei der Bestimmung von ϵ_{trig} ist gegenüber den bereits diskutierten Beiträgen zur Systematik vernachlässigbar. Weiterhin wurde keine Ineffizienz der Triggerstufen 2 und 3 beobachtet.

Beitrag der Bunchletzuordnung zur Systematik

Zur Überprüfung der Bunchlet-Identifizierung wurden die 1995 im Frühjahr aufgezeichneten Ereignisse gesondert unter Annahme der vier möglichen Bunchlet-Zuordnungen rekonstruiert. Gegenüber der Standard Bunchlet-Zuordnung wurde kein weiteres Myonpaarereignis selektiert, so daß hier keine Ineffizienz angenommen wird. Da die Myonpaarselektion einen getroffenen Flugzeitszintillator in Übereinstimmung mit dem Wechselwirkungszeitpunkt verlangt, und die Bunchlet-Zuordnung idealerweise über die Zeitmessung der Flugzeitszintillatoren geschieht, ist hier auch keine Ineffizienz erwartet worden.

Beitrag der der Präselektion zur Systematik

Eine weitere Unsicherheit der Selektion könnte sich aus der Ereignispräselektion in sogenannte 'streams' ergeben. Zur Einsparung von Rechenzeit werden die Ereignisse nach der Detektor-Rekonstruktion vorklassifiziert, so daß die endgültige Analyse auf Basis einer verringerten Anzahl von Kandidaten geschieht. Dieser Präselektionsalgorithmus wurde nach Installation der Vorwärtsmyonkammern auf den erweiterten Akzeptanzbereich der Myonpaarselektion angepaßt. Zur Überprüfung wurden alle im Frühjahr 1995 aufgezeichneten Daten analysiert. Es wurde kein zusätzliches

Myonpaarereignis selektiert. Weiterhin wurde bei keiner der analysierten Datenperioden ein simuliertes Myonpaarereignis selektiert, das dieses Präselektionskriterium nicht erfüllt hat. Für die Präselektion wird somit keine Ineffizienz angenommen.

Einfluß der ISR-FSR-Interferenz auf die exklusiven LEP II Wirkungsquerschnitte

Bei der exklusiven Selektion der LEP II Ereignisse mit $\sqrt{s'}/s \geq 0.85$ ergibt sich außerdem eine Unsicherheit aus der Bestimmung der invarianten Myonpaarmasse $\sqrt{s'}$. Deren Fehlrekonstruktion und der damit verbundene ISR-Untergrund wird aus der Simulation abgeschätzt. Der dafür verwendete Ereignisgenerator KORALZ berücksichtigt aber keine Interferenz der Bremsstrahlung aus Anfangs- und Endzustand (ISR-FSR-Interferenz), so daß dieser Effekt mit dem Programmpaket ZFITTER abgeschätzt wird. Dabei zeigt sich, daß die Änderung des exklusiven Wirkungsquerschnitts zwischen ein- und ausgeschalteter ISR-FSR-Interferenz für Ereignisse zur Strahlachse hin zunimmt. Da die Selektion auf den Raumwinkelbereich $|\cos \theta_{\mu^\pm}| \leq 0.9$ beschränkt ist, wird für die Bestimmung des exklusiven Wirkungsquerschnitts die Extrapolation auf den vollen Phasenraum oberhalb $\sqrt{s'}/s \geq 0.85$ in zwei Schritten vollzogen: Mit der KORALZ basierten Realdetektor-Simulation wird innerhalb der Selektionsakzeptanz auf $|\cos \theta_{\mu^\pm}| \leq 0.9$ extrapoliert.¹ Die Extrapolation auf den vollen Raumwinkel erfolgt dann mit ZFITTER aus dem Verhältnis der Wirkungsquerschnitte für $|\cos \theta_{\mu^\pm}| \leq 0.9$ ohne ISR-FSR-Interferenz zu $|\cos \theta_{\mu^\pm}| \leq 1.0$ mit ISR-FSR-Interferenz: $X_{FV} = \sigma_{1.0}^{ISR-FSR} / \sigma_{0.9}$. Der Unterschied der Wirkungsquerschnitte zwischen aus- und eingeschalteter ISR-FSR-Interferenz innerhalb $|\cos \theta_{\mu^\pm}| \leq 0.9$ ($\sigma_{0.9}^{ISR-FSR} - \sigma_{0.9}$) wird als systematischer Fehler angegeben.

Die für die Bestimmung von X_{FV} und des systematischen Fehlers benötigten Wirkungsquerschnitte sind mit ZFITTER berechnet und in Tabelle 6.7 angegeben.

Zusätzlich ist dort auch der Korrekturfaktor $c_{ISR} = 1 - \eta_{ISR}$ für den ISR-Untergrund der exklusiv selektierten LEP II Ereignisse aufgeführt.

¹Die Polarwinkeleinschränkung wird hier nur für das positiv geladene Myon gefordert, weil das Programmpaket ZFITTER nur diese Schnittmöglichkeit bietet. Wegen der kleinen Akollinearität dieser exklusiv selektierten Myonpaare änderte ein Schnitt auf beide Myonpolarwinkel diese Korrektur nicht signifikant.

LEP II exkl.	$\sqrt{s}$ GeV	$\sigma_{0.9}$ pb	$\sigma_{0.9}^{ISR-FSR}$ pb	$\sigma_{1.0}^{ISR-FSR}$ pb	X_{FV}	c_{ISR}
95h1	130.100	7.278	7.374	8.650	1.189 ± 0.015	0.9144 ± 0.0054
95h2	136.090	6.284	6.370	7.473	1.189 ± 0.016	0.9295 ± 0.0052
96h1	161.340	4.028	4.084	4.792	1.190 ± 0.017	0.9466 ± 0.0032
96h2	172.130	3.430	3.478	4.081	1.190 ± 0.017	0.9552 ± 0.0029
97h1	182.700	2.979	3.020	3.544	1.190 ± 0.017	0.9663 ± 0.0025

Tabelle 6.7: ZFITTER Wirkungsquerschnitte für die Raumwinkelsextrapolation mit Korrektur der ISR-FSR-Interferenz für die exklusive LEP II Selektion.

$\sigma_{0.9}$: innerhalb $|\cos \theta_{\mu^+}| \leq 0.9$ ohne ISR-FSR-Interferenz.

$\sigma_{0.9}^{ISR-FSR}$: innerhalb $|\cos \theta_{\mu^+}| \leq 0.9$ mit ISR-FSR-Interferenz.

$\sigma_{1.0}^{ISR-FSR}$: innerhalb $|\cos \theta_{\mu^+}| \leq 1.0$ mit ISR-FSR-Interferenz.

Mit X_{FV} wird von der KORALZ Myonpaarsimulation ($|\cos \theta_{\mu^+}| \leq 0.9$ ohne Berücksichtigung der ISR-FSR-Interferenz) auf den vollen Raumwinkel mit ISR-FSR-Interferenz extrapoliert. Der angegebene Fehler ergibt sich aus der relativen Abweichung der Wirkungsquerschnitte ohne und mit ISR-FSR-Interferenz innerhalb $|\cos \theta_{\mu^+}| \leq 0.9$.

Mit dem Faktor c_{ISR} wird auf die ISR-Untergrundanteile korrigiert.

Zusammenfassung der systematischen Fehler der Wirkungsquerschnittsbestimmung

Tabelle 6.8 faßt die systematischen Fehler zusammen.

6.3 Totale Wirkungsquerschnitte für $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$

Die ermittelten Wirkungsquerschnitte sind in Tabelle 6.9 angegeben. Für die LEP I Daten sind sie auf den vollen Phasenraum extrapoliert, für die LEP II Daten sind sie inklusiv für $\sqrt{s'}/s \geq 0.10$ und exklusiv für $\sqrt{s'}/s \geq 0.85$ angegeben.

Abbildung 6.3 zeigt die Wirkungsquerschnitte im Vergleich zur Standardmodellervorhersage. Die gezeigten Kurven sind mit ZFITTER berechnet, eine vollständige Angabe der verwendeten Parameter ist in Anhang A.6 zu finden.

LEP I	Δ_{LUM} ‰	Δ_{CUT} ‰	Δ_{EFF} ‰	$\Delta_{BG^{rel}}$ ‰	$\Delta_{BG^{abs}}$ ‰
95ps	0.9	9.4	1.9	0.4	0.1
95m2	0.9	5.3	1.8	0.4	0.1
95pk	0.9	1.5	1.9	0.4	0.1
95p2	0.9	1.5	1.7	0.4	0.1
LEP II inkl.		Δ_{CUT} %	Δ_{EFF} %	Δ_{BG} %	
95h1		3.2	0.8	0.6	
95h2		3.5	0.9	0.7	
96h1		1.9	0.7	1.3	
96h2		3.8	0.7	2.0	
97h1		2.8	0.7	1.8	
LEP II exkl.		Δ_{CUT} %	Δ_{EFF} %	Δ_{BG} %	$\Delta_{ISR-FSR}$ %
95h1		3.2	0.9	0.8	1.3
95h2		3.8	1.1	0.7	1.4
96h1		3.9	0.7	1.3	1.4
96h2		6.0	0.7	1.8	1.4
97h1		2.1	0.8	1.1	1.4

Tabelle 6.8: Die dominanten Beiträge zum systematischen Fehler.

Oben für LEP I die Beiträge der Luminositätsmessung (LUM), der Schnittvariation (CUT), der Selektionseffizienz (EFF), der relativen (BG^{rel}) und absoluten Untergrundanteile (BG^{abs}).

Für die inklusive und die exklusive LEP II Selektion ist der Fehler der Luminositätsbestimmung vernachlässigbar. Auf die Aufteilung der Beiträge der Untergrundkorrektur wird verzichtet und für die exklusive LEP II Selektion kommt der Beitrag der ISR-FSR-Interferenz hinzu.

	$\sqrt{s}$ GeV	Lumi pb^{-1}	N_{sel}	N_{BG}	ϵ %	σ_{tot}^{DATA} pb	σ_{tot}^{SM} pb
LEP I	$\epsilon = \epsilon_{sel} \cdot \epsilon_{trig}$						
95ps	91.3156	6.4767	7139	71.73	74.06	$1486.0 \pm 17.4^{stat} \pm 14.3^{syst}$	1486.2
95m2	89.4515	7.1783	2666	28.74	73.86	$497.4 \pm 9.6^{stat} \pm 2.8^{syst}$	500.5
95pk	91.2948	3.3244	3751	36.41	75.56	$1478.8 \pm 24.1^{stat} \pm 3.9^{syst}$	1487.0
95p2	92.9827	8.0925	4358	47.36	74.86	$710.6 \pm 10.8^{stat} \pm 1.8^{syst}$	701.9

LEP II	inklusive $\epsilon = \epsilon_{sel}$						
95h1	130.10	6.010	88	3.90	63.44	$22.06 \pm 2.35^{stat} \pm 0.74^{syst}$	22.33
95h2	136.09	5.719	64	2.85	60.63	$17.64 \pm 2.21^{stat} \pm 0.65^{syst}$	19.01
96h1	161.34	10.125	78	5.82	56.50	$12.62 \pm 0.90^{stat} \pm 0.30^{syst}$	11.75
96h2	172.12	9.761	61	6.12	55.35	$10.16 \pm 1.30^{stat} \pm 0.44^{syst}$	9.87
97h1	182.68	54.809	269	31.47	52.29	$8.29 \pm 0.51^{stat} \pm 0.28^{syst}$	8.49

LEP II	exklusiv $\epsilon = \epsilon_{sel}/(X_{FV} \cdot c_{ISR})$						
95h1	130.10	6.010	43	1.37	82.67	$8.38 \pm 1.28^{stat} \pm 0.31^{syst}$	8.49
95h2	136.09	5.719	31	0.75	76.87	$6.88 \pm 1.24^{stat} \pm 0.29^{syst}$	7.34
96h1	161.34	10.125	35	1.93	76.55	$4.27 \pm 0.72^{stat} \pm 0.19^{syst}$	4.70
96h2	172.12	9.761	28	1.86	75.93	$3.53 \pm 0.67^{stat} \pm 0.23^{syst}$	4.00
97h1	182.68	54.809	138	8.42	70.23	$3.37 \pm 0.29^{stat} \pm 0.10^{syst}$	3.48

Tabelle 6.9: Wirkungsquerschnitte der Reaktion $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$ in pb.

Oben: LEP I, auf den vollen Phasenraum extrapoliert. Mit ϵ wird die Selektionseffizienz ϵ_{sel} und die Triggereffizienz ϵ_{trig} berücksichtigt.

Mitte: LEP II inklusiv für $\sqrt{s/s'} \geq 0.1$.

Unten: LEP II exklusiv für $\sqrt{s/s'} \geq 0.85$. Hier bezeichnet ϵ die Selektionseffizienz ϵ_{sel} einschließlich des Extrapolationsfaktors X_{FV} und des Korrekturfaktors c_{ISR} .

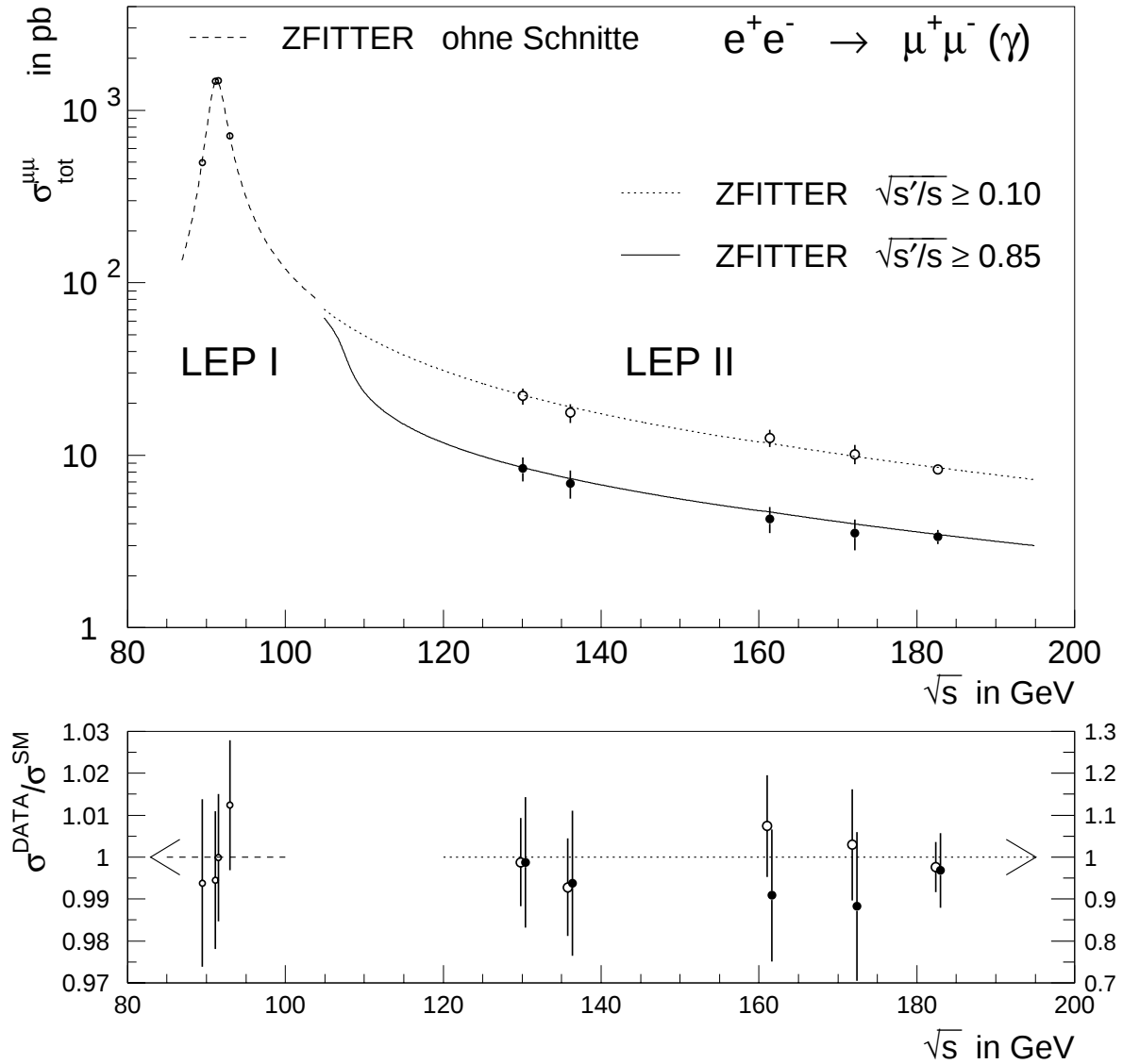


Abbildung 6.3: Die gemessenen Myonpaar-Wirkungsquerschnitte im Vergleich zur Standardmodellerwartung. Oben absolut, unten relativ.

Zur besseren Übersichtlichkeit sind die Meßpunkte in der Strahlenergie leicht gegeneinander verschoben und in der unteren Darstellung sind für die LEP I und die LEP II Punkte unterschiedliche Abszissen gewählt.

Kapitel 7

Die Vorwärts-Rückwärts Asymmetrie

Neben dem totalen Wirkungsquerschnitt σ_{tot} wird aus den selektierten Myonpaarereignissen eine weitere Größe bestimmt: Die Vorwärts-Rückwärts Asymmetrie A_{FB} gibt den Grad der Asymmetrie der Polarwinkelverteilung der in e^+e^- Wechselwirkungen erzeugten μ^- in Bezug auf die Flugrichtung des einlaufenden e^- an. Sie ist nach 2.4 definiert als:

$$A_{FB} := \frac{\sigma_F - \sigma_B}{\sigma_F + \sigma_B} \quad (7.1)$$

Die Parametrisierung des differentiellen Wirkungsquerschnitts hat dann folgende Gestalt:

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta} \sim \frac{3}{8}(1 + \cos^2\theta) + A_{FB}(s)\cos\theta \quad (7.2)$$

7.1 Bestimmung der Asymmetrie

Die Bestimmung von A_{FB} erfordert die Identifizierung des negativ geladenen Myons im Myonpaarereignis und erfolgt entweder durch Zählen der in Vorwärts- und Rückwärtshemisphäre selektierten μ^- mit Gleichung 7.1 (Zählmethode) oder durch Anpassung von Gleichung 7.2 an die Polarwinkelverteilung der selektierten μ^- (Fitmethode).

Wegen der endlichen Impulsauflösung der Myonspektrometer und der inneren Spurkammer wird in einem Anteil ϵ_{cc} der Ereignisse die falsche Spur als negativ geladenes Myon identifiziert. Durch diese Ladungsverwirrung verringert sich die beobachtete Vorwärts-Rückwärts Asymmetrie auf $A'_{FB} = A_{FB}(1 - 2\epsilon_{cc})$.

Die Zählmethode kann auf jede Datenmenge angewendet werden, erfordert aber eine getrennte Korrektur für die Selektionseffizienz und die gemittelte Ladungsverwirrung, sowie eine Extrapolation auf den vollen Raumwinkel. Die Fitmethode ist unabhängig von der Selektionseffizienz, solange diese nur vom Polarwinkel und nicht vom Ladungsvorzeichen des Myons abhängt. Weiterhin wird die Ladungsverwirrung ereignisweise berücksichtigt und der anzupassende Parameter A_{FB} ist unabhängig

von einer raumwinkel-eingeschränkten Selektion definiert. Voraussetzung ist allerdings, daß sich die μ^- Polarwinkelverteilung sinnvoll mit Gleichung 7.2 parametrisieren läßt, weswegen die Fitmethode nur für die bei LEP I mit einer Akollinearität $\xi \leq 15^\circ$ und bei LEP II nur für die exklusiv (oberhalb von $\sqrt{s'}/s \geq 0.85$) selektierten Daten verwendet wird.

Die Polarwinkelverteilung der inklusiv selektierten LEP II Daten innerhalb der Selektionsakzeptanz ist durch die zum Z zurückgestrahlten Ereignisse verzerrt und nicht sinnvoll durch Gleichung 7.2 anzupassen. Abbildung 7.1 zeigt eine Simulation dieser Verteilung für $\sqrt{s} = 172.1 \text{ GeV}$ einschließlich der Einschränkung auf die Selektionsakzeptanz $|\cos(\theta)| \leq 0.9$. Die innerhalb der Detektorakzeptanz angepaßte Parametrisierung extrapoliert die Polarwinkelverteilung nicht zufriedenstellend auf den vollen Raumwinkel. Deshalb wird die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie der inklusiv selektierten LEP II Daten allein mit der Zählmethode bestimmt.

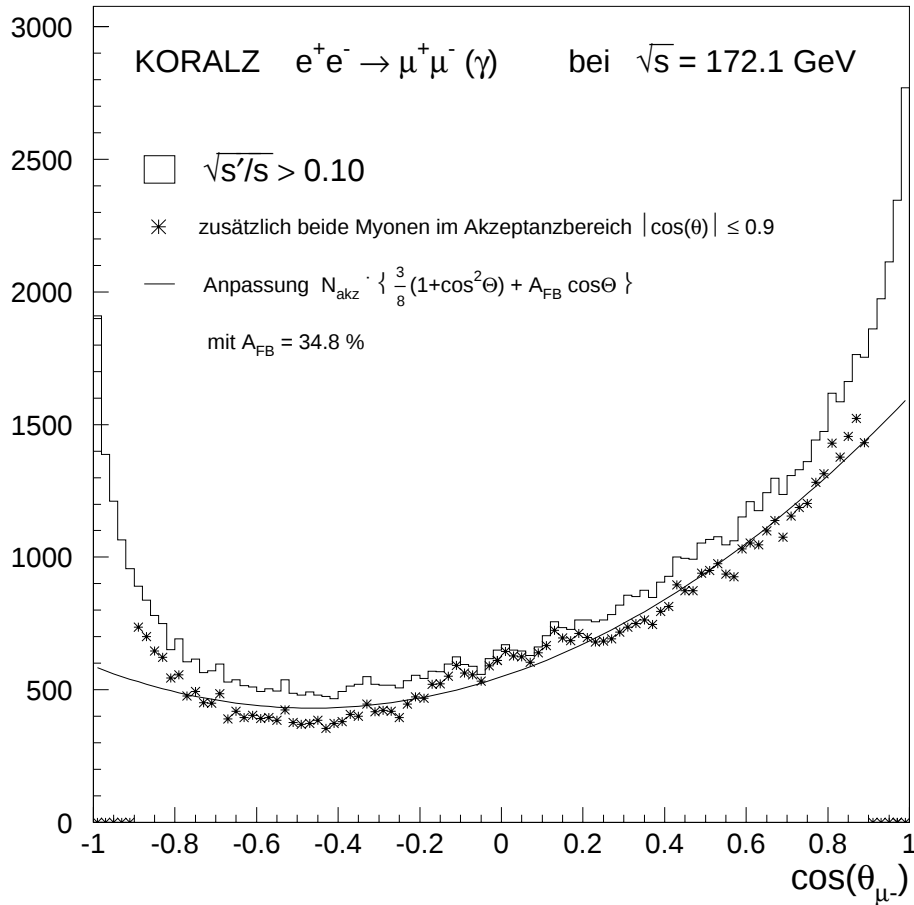


Abbildung 7.1: KORALZ-Simulation der Polarwinkelverteilung für die Reaktion $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$ bei $\sqrt{s} = 172.1 \text{ GeV}$ und $\sqrt{s'}/s \geq 0.10$.

Zur Berücksichtigung der Detektorakzeptanz wird verlangt, daß beide Myonen innerhalb von $|\cos(\theta)| \leq 0.9$ liegen. An diese Verteilung (*) ist die Parametrisierung des differentiellen Wirkungsquerschnitts angepaßt. Der Kurvenverlauf liefert keine zufriedenstellende Beschreibung der Polarwinkelverteilung außerhalb der Detektorakzeptanz.

7.1.1 Ladungsbestimmung

Ladungsbestimmung bei Ereignissen mit M-Kandidaten

Bei Ereignissen mit Spurrekonstruktion in den Myonkammern wird das negativ geladene Myon anhand des Vorzeichens der Myonimpulse p_{MUI} aus der Krümmungsrichtung der Spur identifiziert.

Bei MM-Ereignissen stehen beide Myonimpulsmessungen zur Verfügung. Für sie wird ein unterschiedliches Ladungsvorzeichen verlangt, um den Einfluß der Ladungsverwirrung gering zu halten.

Bei MX Ereignissen wird die Impulsmessung des einen M-Kandidaten verwendet.

Ladungsbestimmung bei XX-Ereignissen

Steht bei XX-Ereignissen nur die Impulsrekonstruktion in der TEC zur Verfügung, so wird wegen der schlechteren Impulsauflösung die Entscheidung nicht auf der Basis der zwei einzeln gemessenen Impulsvorzeichen getroffen, sondern es werden die zwei Größen $\Delta\phi$ und $\Delta\rho$ verwendet, um die gute Einzeldrahtauflösung der TEC bestmöglich auszunutzen.

Dazu wird zunächst für die beiden Myonspuren in Rückwärts- (B) und Vorwärtsrichtung (F) die mittlere Spurrichtung $\bar{\phi}$ durch Anpassung einer Geraden an die TEC-Hits ermittelt. $\Delta\phi := 180^\circ - (\bar{\phi}_B - \bar{\phi}_F [+360^\circ])$ ist dann die vorzeichenbehaftete Akoplanarität der mittleren Spurrichtungen in der $r\phi$ Ebene.

Die Addition von $[+360^\circ]$ erfolgt für $\bar{\phi}_B - \bar{\phi}_F < 0$.

Sollten die beiden Spuren schon am Vertex eine große Akoplanarität zeigen ($\zeta > 0.2^\circ$), so wird diese ebenfalls vorzeichenbehaftet von $\Delta\phi$ abgezogen.

$\Delta\rho := \rho_B - \rho_F$ ist die Differenz der vorzeichenbehafteten Einzelspurkrümmungen, d.h. der Kehrwerte der Spurradien. Die Vorzeichen entsprechen dabei den Ladungen der Myonen. Mit diesen Definitionen sind $\Delta\phi$ und $\Delta\rho$ positiv für Vorwärtsergebnisse, d.h. die Vorwärtsspur hat die negative Krümmung, bzw. $\cos\theta_{\mu^-} \geq \cos\theta_{\mu^+}$.

Abbildung 7.2 zeigt die Größendefinition in einer schematischen Darstellung.

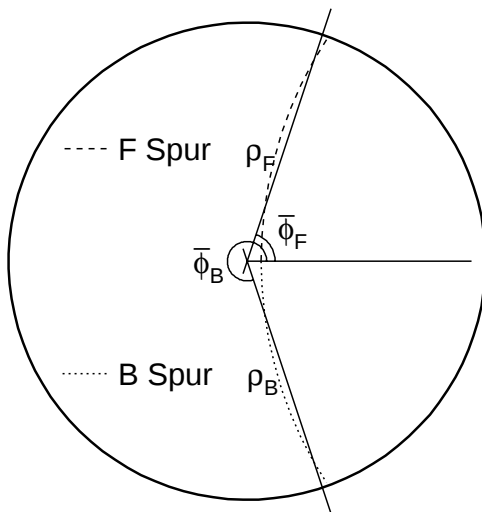


Abbildung 7.2:

Die TEC μ^- Identifizierung basiert auf den Größen $\Delta\phi$ und $\Delta\rho$. Die Spurzuordnung zur Vorwärts- (F) und Rückwärts-Hemisphäre (B) erfolgt über $\cos\theta_F > \cos\theta_B$. $\bar{\phi}$ ist der Azimuthalwinkel einer Geradenanpassung an die Spur und ρ die Spurradius.

7.1.2 Die Bestimmung der Ereignis-Ladungsverwirrung ϵ_{cc}

Da der Einfluß der Ladungsverwirrung auf die A_{FB} Bestimmung mit der Fit-Methode ereignisweise berücksichtigt werden soll, muß sie ereignisabhängig bestimmt werden.

Ladungsverwirrung von MM- und MX-Ereignissen

Bei MM- und MX-Ereignissen ergibt sich die Ereignisladungsverwirrung ϵ_{cc} aus den Einzelspurladungsfehlmessungen P_{cc} der Myonspuren.

Dazu werden die rekonstruierten Myonspuren abhängig von ihrer Segmentzahl in den Barrel- (P) und Vorwärts-Myonkammern (F) in fünf Klassen eingeteilt: (3P, 2P+F, 2P, 3F+P, Rest). Abbildung 7.3 zeigt die gemessenen E_{Strahl}/p_{MUI} Verteilungen für die selektierten Ereignisse der Datenperiode 95pk.

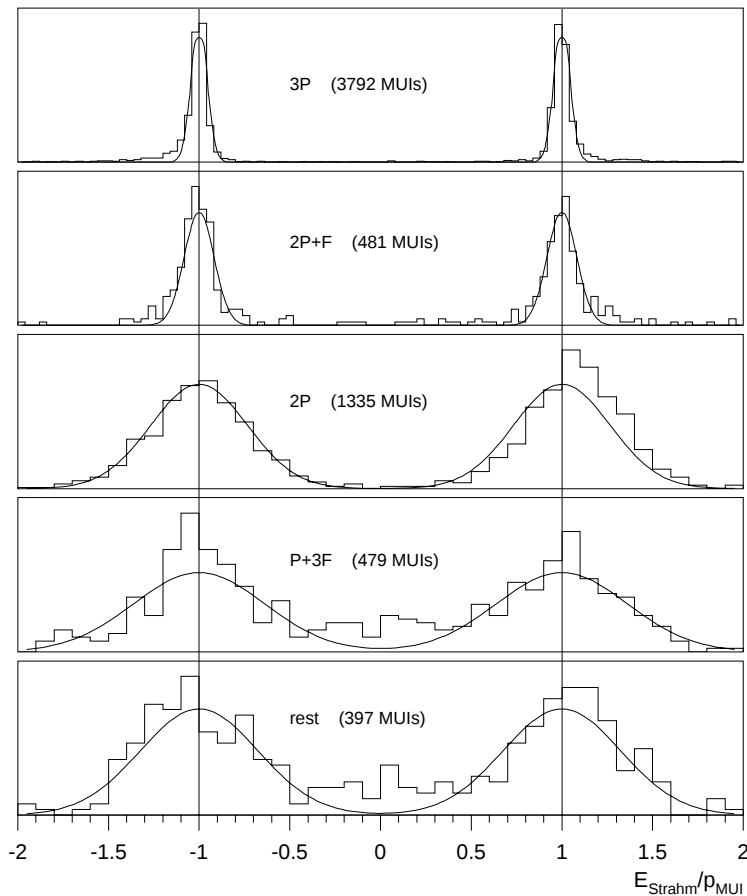


Abbildung 7.3:

Die gemessenen E_{Strahl}/p_{MUI} Verteilungen der Datenperiode 95pk für die fünf Rekonstruktionsklassen 3P, 2P+F, 2P, 3F+P und Rest mit Angabe der Anzahl der in ihnen enthaltenen MUI-Spuren. Würde die eingezeichnete Summe aus zwei Gaußkurven bei +1 und -1 die Verteilungen beschreiben, so entspräche die Ereignisladungsverwirrung P_{cc} dem Überlapp bei 0.

Die Wahrscheinlichkeit der Einzelspurladungsfehlmessung P_{cc} wird aus dem relativen Anteil der Ereignisse bestimmt, bei denen sich die Ladungssumme der beiden in der gleichen Kategorie rekonstruierten Myonspuren nicht zu 0 addiert. Sie ist in Tabelle 7.1 zusammengefaßt.

Spurtyp	P_{cc} in %
3P	0.48 ± 0.09
2P+F	5.27 ± 1.07
2P	1.33 ± 0.47
P+3F	10.01 ± 1.47
Rest	19.61 ± 3.28

Tabelle 7.1:

Ladungsfehlmessung der Einzelspuren bei Impulsrekonstruktion in den Myonkammern für den Spurnachweis mit verschiedenen Anzahlen von Segmenten in den Barrelkammern (P) und den FB-Myonkammern (F).

Bei MM Ereignissen mit Vorwärts- (F) und Rückwärts (B) Myonkammerspur ergibt sich die Ereignisladungsverwirrung zu $\epsilon_{cc} = P_{cc}^F \cdot P_{cc}^B$.

Bei MX-Ereignissen ist $\epsilon_{cc} = P_{cc}$ des einen M-Kandidaten.

Ladungsverwirrung von XX-Ereignissen

Zur Bestimmung der Ladungsverwirrung der TEC-Messung zeigt Abbildung 7.4 die zweidimensionale Verteilung von $\Delta\phi$ gegen $\Delta\rho$ der 95pk Ereignisse.

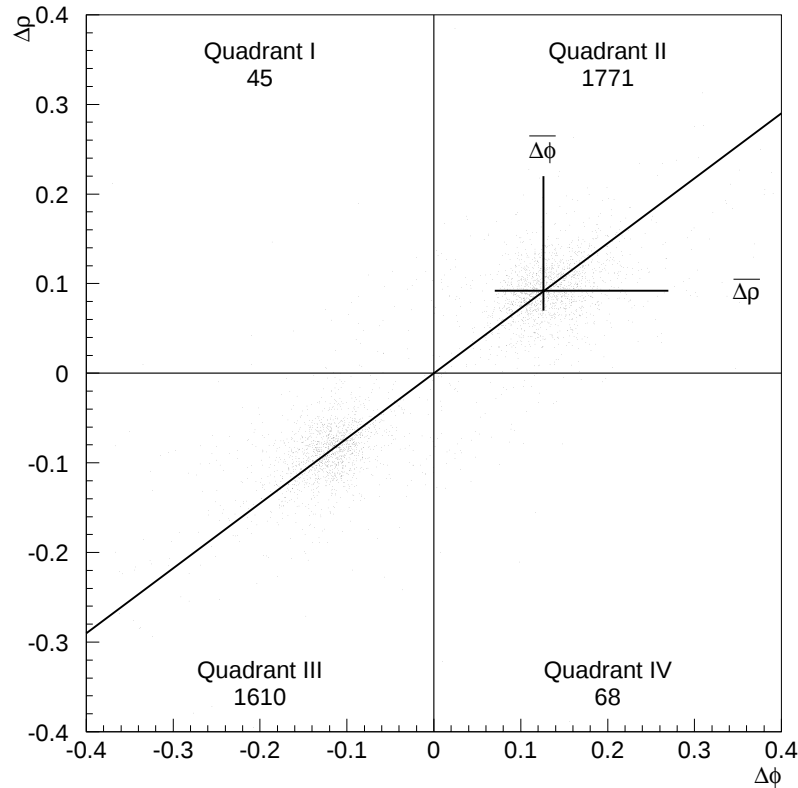


Abbildung 7.4: Korrelation von $\Delta\rho$ gegen $\Delta\phi$ der 95pk Daten mit zwei TEC-Spuren. Für die vier Quadranten ist jeweils die Anzahl der in ihnen enthaltenen Ereignisse angegeben.

Außerdem ist die Mittelwertsdigonale durch $\overline{\Delta\phi}$ und $\overline{\Delta\rho}$ eingezeichnet, auf die die Ereignisse projiziert werden, um die kombinierte Größe Δ zu erhalten.

Für die Asymmetriebestimmung werden nur die Ereignisse der Quadranten II und III verwendet, deren Einzelladungsbestimmungen aus den Vorzeichen von $\Delta\phi$ und $\Delta\rho$ übereinstimmen. Aus der relativen Ereignisanzahl in den Quadranten I und IV läßt sich die Ladungsverwirrung für eine Datenperiode global bestimmen. Um sie aber wiederum ereignisweise bestimmen zu können, wird für die Ereignisse aus II und III die kombinierte Größe $\Delta := (\Delta\rho\overline{\Delta\rho} + \Delta\phi\overline{\Delta\phi})/\sqrt{\overline{\Delta\rho}^2 + \overline{\Delta\phi}^2}$ durch Projektion auf die Mittelwertsdiagonale gebildet. Sie wird hier durch eine um $\Delta = 0$ symmetrische Summe von zwei Doppelgaußkurven folgendermaßen parametrisiert:

$$N(\Delta) = N_{sel} (F^+ p^+(\Delta) + F^- p^-(\Delta)) \quad (7.3)$$

mit $p^\pm(\Delta) = A \cdot \exp\{-(\Delta \pm \overline{\Delta})^2/2\sigma_A^2\} + B \cdot \exp\{-(\Delta \pm \overline{\Delta})^2/2\sigma_B^2\}$
 Für die Anpassung wird der unterschiedlichen Anzahl von Vorwärts- und Rückwärtser-eignissen durch die freien Normierungsfaktoren F^+ und F^- Rechnung getragen. Abbildung 7.5 zeigt diese Anpassung für die Daten der Periode 95pk.

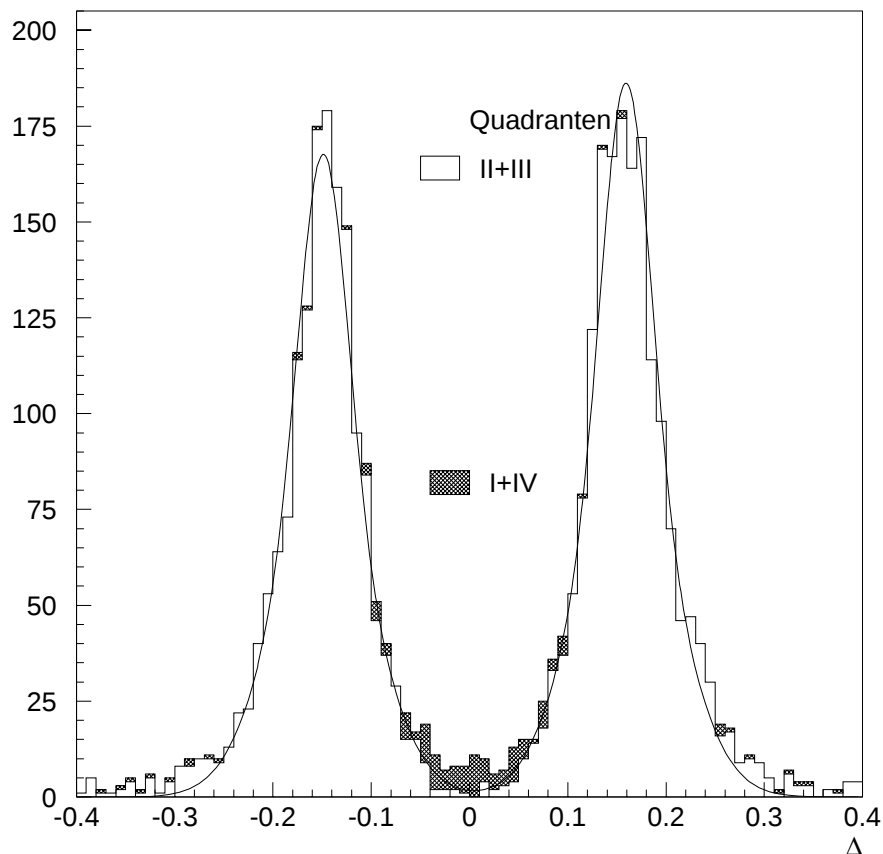


Abbildung 7.5: Die Verteilung der kombinierten Größe $\Delta(\Delta\rho, \Delta\phi)$ zur Ladungstrennung mit der TEC für die 95pk Daten.

Der dunkel schraffierte Bereich enthält die nicht berücksichtigten – da ladungsverwirrten – Ereignisse der Quadranten I und IV.

Die Kurve zeigt eine Anpassung nach Gleichung 7.3.

Mit Hilfe der angepaßten Parameter A, B, σ_A, σ_B und $\bar{\Delta}$ ergibt sich für ein Ereignis mit gemessenem Δ die Wahrscheinlichkeit P^+ für ein Vorwärts- und P^- für ein Rückwärtsereignis. Die höhere Wahrscheinlichkeit hat dabei die Seite, die dem Vorzeichen von $\Delta\phi$ und $\Delta\rho$ entspricht. Die Ereignis-Ladungsverwirrung ϵ_{CC} ergibt sich aus dem relativen Anteil der anderen Seite mit der niedrigeren Wahrscheinlichkeit zu: $\epsilon_{CC} = \min[p^+(\Delta), p^-(\Delta)] / [p^+(\Delta) + p^-(\Delta)]$

7.1.3 Log-Likelihood Anpassung

Die Bestimmung von A_{FB} mit der Fit-Methode geschieht durch die Maximierung einer Likelihood-Funktion L . Sie ist hier als Produkt der Einzelwahrscheinlichkeiten aller zur Asymmetriebestimmung selektierten Ereignisse definiert, in Bezug auf den Polarwinkel des negativ geladenen Myons. Mit Gleichung 7.2 ergibt sich unter Berücksichtigung der Ladungsverwirrung für N Ereignisse:

$$L = \prod_{i=1}^N P_i \quad \text{mit } P_i = \frac{3}{8}(1 + \cos^2 \theta_i) + A_{FB}(1 - 2\epsilon_{CC}^i) \cos \theta_i$$

Technisch wird $-\log L$ und damit die Summe $\sum_{i=1}^N -\log P_i$ mit dem Programmpaket MINUIT [55] minimiert.

7.1.4 Korrekturfaktoren bei Anwendung der Zählmethode

Die Asymmetriebestimmung der inklusiv selektierten LEP II Ereignisse basiert auf der Zählmethode. Die Extrapolation auf den vollen Raumwinkel unter Berücksichtigung der polarwinkelabhängigen Selektionseffizienz wird aus der Simulation abgeschätzt. Sie erfolgt durch Vergleich der Asymmetrie aller oberhalb von $\sqrt{s'}/s \geq 0.10$ simulierten Ereignisse mit der Asymmetrie der selektierten simulierten Ereignisse, die jeweils mit der Zählmethode ermittelt werden. In Tabelle 7.2 sind für die LEP II Datenperioden diese Asymmetrien und die daraus resultierenden Extrapolationsfaktoren x_{FV} mit ihren statistischen Fehlern angegeben.

Die Verschiebung der Asymmetrie durch die Ladungsverwirrung ist bei den selektierten LEP II MM- und MX-Ereignissen vernachlässigbar klein.

LEP II inkl.	$\sqrt{s}$ GeV	A_{FB}^{gen} %	A_{FB}^{sel} %	x_{FV}
95h1	130.10	29.76 ± 1.00	30.78 ± 1.25	0.967 ± 0.024
95h2	136.09	29.20 ± 1.02	30.42 ± 1.31	0.960 ± 0.026
96h1	161.34	26.81 ± 0.74	31.93 ± 0.97	0.840 ± 0.017
96h2	172.13	27.26 ± 0.73	33.02 ± 0.97	0.826 ± 0.017
97h1	182.70	29.34 ± 0.72	32.72 ± 0.99	0.897 ± 0.019

Tabelle 7.2: Faktoren für die Raumwinkel-Extrapolation der LEP II Asymmetriebestimmung.

7.1.5 Untergrundkorrektur

Die so ermittelten Werte für A_{FB} müssen wegen des mitselektierten Untergrunds anderer Asymmetrie noch korrigiert werden. Sind in den N_{sel} selektierten Ereignissen jeweils N_{BG}^i Ereignisse eines Untergrundkanals i mit relativen Anteilen $\eta_{BG}^i = N_{BG}^i/N_{sel}$ enthalten und haben diese Untergrundanteile jeweils eine Asymmetrie A_{FB}^i , so ergibt sich folgender Zusammenhang zwischen beobachteter Asymmetrie A_{FB}^{sel} und zu bestimmender Signal-Asymmetrie A_{FB}^{sig} :

$$A_{FB}^{sel} = A_{FB}^{sig} \cdot C_{BG} \quad \text{mit} \quad C_{BG} = 1 - \sum_i \eta_{BG}^i (1 - A_{FB}^i/A_{FB}^{sig})$$

Für die Bestimmung des Korrekturfaktors C_{BG} werden die Anteile des Untergrundes aus anderen e^+e^- Wechselwirkungen aus der Simulation ermittelt. Ihre Asymmetrie folgt aus der Rekonstruktion dieser Ereignisse als Myonpaar und wird mit der Zählmethode bestimmt.

Für A_{FB}^{sig} wird die erwartete Signalasymmetrie A_{FB}^{SM} angenommen.

Der Beitrag des nicht simulierten Untergrundanteils aus kosmischen Myonen wird aus den in Abbildung 6.1 gezeigten Ereignissen mit der Zählmethode ermittelt.

Die berücksichtigten Untergrundanteile für die verschiedenen Datenperioden und die resultierenden Korrekturfaktoren sind in Tabelle 7.3 aufgeführt.

7.2 Systematische Fehler der Asymmetriestimmung

Da die Asymmetrie eine relative Größe ist, fallen die Luminositätsmessung und die integrale Selektionseffizienz als Quellen systematischer Fehler weg.

Als weitere Beiträge kommen Unsicherheiten in der Ladungsverwirrung sowie die statistischen Fehler der Untergrundkorrektur hinzu. Diese Unsicherheiten sind für die LEP I Daten vernachlässigbar klein.

Wegen der größeren Untergrundkorrekturen werden für die LEP II Daten die statistischen Fehler der Korrekturfaktoren berücksichtigt.

Detektorinduzierte Asymmetrie

Der dominante Beitrag folgt aus der Abschätzung der detektorinduzierten Asymmetrie. Durch Ausfälle einzelner Myonkammerzellen kann sich eine Ineffizienz der Myonrekonstruktion ergeben, die nicht symmetrisch in Bezug auf die Krümmungsrichtung der Myonspuren ist. Diese Ineffizienzen werden teilweise ausgeglichen durch die MIP basierte Myonidentifikation in MX und XX Ereignissen. Abgeschätzt wird dieser Effekt wiederum mit Hilfe der Ereignissimulation. Dazu wird für die Periode 95pk eine Real-Detektor-Simulation, sowie eine mit symmetrisch verteilten deaktivierten Myonkammerzellen den gemessenen Daten gegenübergestellt. Die Asymmetrien der Ereignisklassen MM, MX und XX sind in Tabelle 7.4 zusammengestellt.

Wie zu erwarten, zeigt die Simulation mit symmetrisch verteilten toten Zellen keine signifikanten Unterschiede der Asymmetrie in den drei Ereignisklassen MM, MX und XX. Die Simulation mit dem jeweiligen Detektorzustand entsprechend deaktivierten Zellen zeigt in der Tendenz eine gleiche Verschiebung der Asymmetrie

LEP I	A_{FB}^{SM} %	η_{cosmic} %	$\eta_{ee\mu\mu}$ %	C_{BG}			
95ps	1.040	0.58 ± 0.05	0.21 ± 0.05	0.99922 ± 0.00007			
95m2	-16.336	1.18 ± 0.11	0.73 ± 0.18	0.99809 ± 0.00021			
95pk	0.862	0.39 ± 0.06	0.21 ± 0.05	0.99940 ± 0.00007			
95p2	11.288	0.87 ± 0.07	0.14 ± 0.06	0.99900 ± 0.00010			

LEP II inkl.	A_{FB}^{SM} %	η_{WW} %	A_{FB}^{WW} %	η_{cosmic} %	η_{rest} %	C_{BG}	
95h1	29.5	–	–	0.57 ± 0.07	2.13 ± 0.40	0.9731 ± 0.0040	
95h2	29.5	–	–	0.52 ± 0.08	2.09 ± 0.54	0.9738 ± 0.0054	
96h1	29.5	0.17 ± 0.03	52 ± 16	0.81 ± 0.09	4.79 ± 0.90	0.9452 ± 0.0091	
96h2	28.9	0.75 ± 0.13	70 ± 11	0.82 ± 0.10	6.93 ± 1.39	0.9332 ± 0.0144	
97h1	28.3	1.37 ± 0.11	70 ± 4	0.59 ± 0.04	8.16 ± 1.06	0.9326 ± 0.0109	

LEP II exkl.	A_{FB}^{SM} %	η_{WW} %	A_{FB}^{WW} %	η_{isr} %	A_{FB}^{isr} %	η_{rest} %	C_{BG}
95h1	70.7	–	–	8.56 ± 0.54	4 ± 7	1.74 ± 0.45	0.9018 ± 0.0096
95h2	68.6	–	–	7.05 ± 0.52	5 ± 8	1.10 ± 0.43	0.9237 ± 0.0093
96h1	61.9	0.14 ± 0.03	67 ± 24	5.34 ± 0.32	17 ± 6	3.29 ± 1.01	0.9285 ± 0.0113
96h2	59.8	0.86 ± 0.21	98 ± 32	4.48 ± 0.29	24 ± 7	4.00 ± 1.47	0.9387 ± 0.0163
97h1	58.2	1.75 ± 0.17	78 ± 3	3.37 ± 0.25	35 ± 8	2.96 ± 0.82	0.9629 ± 0.0095

Tabelle 7.3: Untergrundkorrekturfaktoren für die Myonpaarasymmetriestimmung. Die Asymmetrie der kosmischen Untergrundereignisse und aus dem $ee\mu\mu$ Kanal, bzw. des restlichen Untergrunds der LEP II Selektion ist mit 0 verträglich.

wie bei den gemessenen Daten. Die Abweichung der Gesamtasymmetrie A_{FB}^{sel} gegenüber A_{FB}^{gen} der generierten Myonpaare ist auf die höher gewichteten Ereignissen im Vorwärtsbereich zurückzuführen. Aufgrund dieser Abweichung wird für die Asymmetriestimmung ein systematischer Fehler von $\Delta A_{FB} = 1.0\%$ angenommen.

Für die LEP II Asymmetrien wird ebenfalls eine systematische Unsicherheit von 1% aus der Detektor induzierten Asymmetrie angenommen.

Datensatz	$A_{FB}^{XX}/\%$	$A_{FB}^{MX}/\%$	$A_{FB}^{MM}/\%$	$A_{FB}^{sel}/\%$	$A_{FB}^{gen}/\%$
sym-RMC	0.69 ± 2.18	0.13 ± 1.09	0.49 ± 0.40	0.42 ± 0.37	0.62
RMC	6.66 ± 2.99	-6.24 ± 1.64	0.15 ± 0.55	-0.28 ± 0.52	0.71
DATEN	18.30 ± 8.48	-3.58 ± 4.99	3.04 ± 1.80	2.87 ± 1.66	–

Tabelle 7.4: Die Myon-Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie der Datenperiode 95pk in Realdetektor-Simulation (RMC), Simulation mit symmetrisiertem Detektor (sym-RMC) und Daten. Angegeben sind jeweils die Asymmetrien in % für die Ereignisklassen MM, MX und XX, deren Summe (sel) und für die Simulation die Asymmetrie auf Generator-Niveau (gen).

Systematik der Raumwinkelextrapolation der inklusiven LEP II Selektion

Für die inklusiv selektierten LEP II Daten ergeben sich weitere Unsicherheiten aus der Raumwinkelextrapolation. Sie entsprechen dem Fehler von x_{FV} aus Tabelle 7.2.

Die Tabelle 7.5 faßt die systematischen Fehler der Asymmetriebestimmung für die inklusive LEP II Selektion zusammen. Die Werte sind als Absolutfehler in der Asymmetrie angegeben.

LEP II inkl.	ΔA_{FB} in %		
	Δ_{DET}	$\Delta_{c_{BG}}$	$\Delta_{x_{FV}}$
95h1	1.0	0.2	1.1
95h2	1.0	0.2	0.9
96h1	1.0	0.2	0.5
96h2	1.0	0.3	0.4
97h1	1.0	0.4	0.7

Tabelle 7.5: Systematische Fehler der Myonpaarasymmetriebestimmung ΔA_{FB} für die inklusiv selektierten LEP II Daten.

Δ_{DET} entspricht der detektorinduzierten Asymmetrie.

$\Delta_{c_{BG}}$ ist der Beitrag der Untergrundkorrektur.

$\Delta_{x_{FV}}$ folgt aus der Unsicherheit der Raumwinkelextrapolation.

Einfluß der ISR-FSR-Interferenz bei exklusiver LEP II Selektion

Für die exklusiv selektierten LEP II Daten wird der Einfluß der ISR-FSR-Interferenz auf die Asymmetrie mit dem Programmpaket ZFITTER abgeschätzt. Die Differenz zwischen den Asymmetrien bei aus- und eingeschalteter ISR-FSR-Interferenz wird hier als systematischer Fehler angenommen. Die dafür verwendeten ZFITTER Datenkarten sind in Anhang A.6 angegeben.

Die Tabelle 7.6 faßt für die inklusive LEP II Selektion die systematischen Fehler der Asymmetriestimmung zusammen.

LEP II exkl.	ΔA_{FB} in %		
	Δ_{DET}	Δ_{cBG}	$\Delta_{ISR-FSR}$
95h1	1.0	1.0	1.1
95h2	1.0	0.7	1.2
96h1	1.0	0.7	1.5
96h2	1.0	0.5	1.6
97h1	1.0	0.6	1.7

Tabelle 7.6: Systematische Fehler der Myonpaarasymmetriestimmung ΔA_{FB} für die exklusiv selektierten LEP II Daten.

Δ_{DET} entspricht der Detektorinduzierten Asymmetrie.

Δ_{cBG} ist der Beitrag der Untergrundkorrektur.

$\Delta_{x_{FV}}$ entspricht dem Einfluß der ISR-FSR-Interferenz..

7.3 Myonpaar-Asymmetrien

Tabelle 7.7 faßt die Asymmetrien der untersuchten Datenperioden zusammen. Angegeben sind jeweils die Anzahl der Ereignisse in Vorwärts- und Rückwärtsrichtung (N^+, N^-), die Ergebnisse der Likelihoodanpassung bzw. die mit der Zählmethode ermittelten Asymmetrien der inklusiv selektierten LEP II Daten zusammen mit ihren statistischen Fehlern, sowie die Korrektur- und Extrapolationsfaktoren und schließlich die endgültig ermittelte Asymmetrie.

Abbildung 7.6 zeigt die Schwerpunktsenergieabhängigkeit der gemessenen Asymmetrien im Vergleich zur Standardmodellerwartung.

LEP I $\xi \leq 15^\circ$	$\sqrt{s}$ GeV	N^+	N^-	A_{FB}^{fit} %	C_{BG}		$A_{FB} = A_{FB}^{fit}/C_{BG}$ %	A_{FB}^{SM} %
95ps	91.3156	3574	3439	1.87 ± 1.22	0.99922		$1.87 \pm 1.22^{stat} \pm 1.0^{syst}$	1.040
95m2	89.4515	1072	1528	-18.82 ± 1.97	0.99809		$-18.85 \pm 1.97^{stat} \pm 1.0^{syst}$	-16.336
95pk	91.2948	1900	1775	2.87 ± 1.66	0.99940		$2.87 \pm 1.66^{stat} \pm 1.0^{syst}$	0.862
95p2	92.9827	2324	1936	10.13 ± 1.56	0.99900		$10.14 \pm 1.56^{stat} \pm 1.0^{syst}$	11.288
LEP II inkl.	$\sqrt{s}$ GeV	N^+	N^-	A_{FB}^{count} %	C_{BG}	X_{FV}	$A_{FB} = A_{FB}^{count} \cdot X_{FV}/C_{BG}$ %	A_{FB}^{SM} %
95h1	130.10	63	25	43.2 ± 9.6	0.9731	0.9667	$42.9 \pm 9.6^{stat} \pm 1.5^{syst}$	29.51
95h2	136.09	43	21	34.4 ± 11.7	0.9738	0.9602	$33.9 \pm 11.6^{stat} \pm 1.4^{syst}$	29.51
96h1	161.34	50	28	28.2 ± 10.9	0.9452	0.8396	$25.1 \pm 9.6^{stat} \pm 1.1^{syst}$	29.49
96h2	172.12	37	24	21.3 ± 12.5	0.9332	0.8257	$18.9 \pm 11.1^{stat} \pm 1.1^{syst}$	28.86
97h1	182.68	180	89	33.8 ± 5.7	0.9326	0.8966	$32.5 \pm 5.5^{stat} \pm 1.3^{syst}$	28.32
LEP II exkl.	$\sqrt{s}$ GeV	N^+	N^-	A_{FB}^{fit} %	C_{BG}		$A_{FB} = A_{FB}^{fit}/C_{BG}$ %	A_{FB}^{SM} %
95h1	130.10	39	4	82.1 ± 8.7	0.9018		$91.0 \pm 9.7^{stat} \pm 1.8^{syst}$	70.65
95h2	136.09	26	5	66.0 ± 10.9	0.9237		$71.4 \pm 11.8^{stat} \pm 1.7^{syst}$	68.62
96h1	161.34	26	9	49.7 ± 13.8	0.9285		$53.5 \pm 14.9^{stat} \pm 1.9^{syst}$	61.88
96h2	172.12	17	11	24.6 ± 18.7	0.9387		$26.2 \pm 19.9^{stat} \pm 2.0^{syst}$	59.78
97h1	182.68	106	32	55.1 ± 7.0	0.9629		$57.2 \pm 7.3^{stat} \pm 2.1^{syst}$	58.15

Tabelle 7.7: Die ermittelten Myonpaar-Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrien A_{FB} . Oben für die LEP I Daten mit Akollinearität $\xi \leq 15^\circ$ und unten für die exklusiv selektierten LEP II Daten jeweils mit Angabe der Likelihoodanpassung A_{FB}^{fit} mit statistischem Fehler und des Untergrundkorrekturfaktors C_{BG} . In der Mitte für die inklusiv selektierten LEP II Daten unter Angabe der Zählmethoden-Asymmetrie A_{FB}^{count} , sowie der Raumwinkelextrapolations- und Untergrundkorrekturfaktoren X_{FV} und C_{BG} .

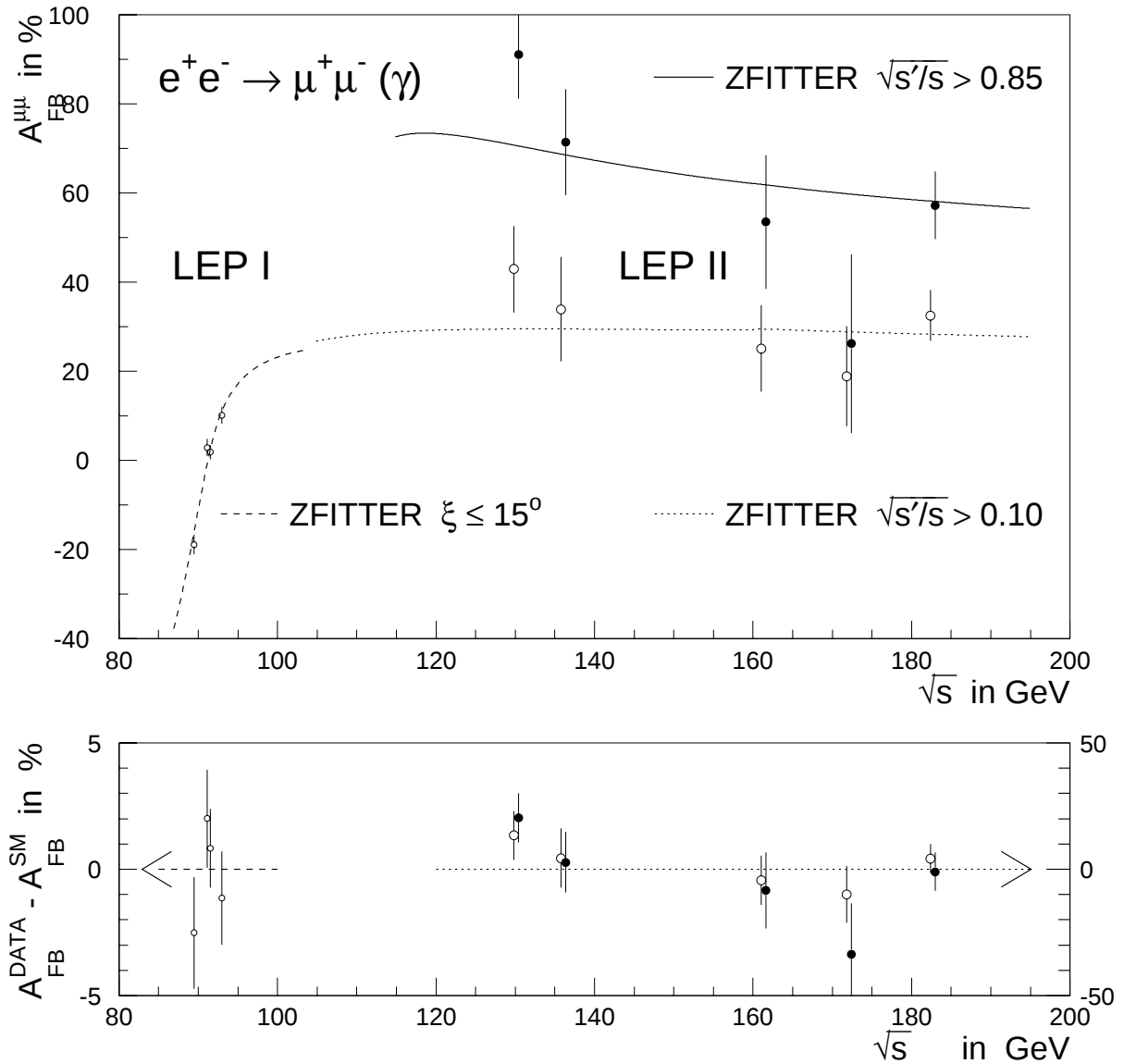


Abbildung 7.6: Die gemessenen Myonpaar-Asymmetrien im Vergleich zur Standardmodellerwartung. Oben absolut, unten in der Differenz.

Zur besseren Übersichtlichkeit sind die Meßpunkte in der Strahlenergie gegeneinander verschoben. In der unteren Darstellung sind für die LEP I und die LEP II Punkte unterschiedliche Abszissen gewählt.

Die Standardmodellwerte sind mit ZFITTER berechnet.

Die LEP I Werte sind für eine Akollinearität $\xi \leq 15^\circ$ angegeben.

Zusätzlich zur Parametrisierung des differentiellen Wirkungsquerschnitts im Rahmen des Standardmodells durch die Bestimmung von A_{FB} wird im Folgenden die gemessene Polarwinkelverteilung der selektierten Myonpaare gezeigt. Um einen Vergleich mit anderen Messungen und theoretischen Vorhersagen zu ermöglichen, müssen diese Verteilungen auf Detektoreffekte und die polarwinkelabhängige Selektionseffizienz korrigiert werden. Dazu wird wiederum die Realdetektorsimulation herangezogen. Für jedes Polarwinkelintervall wird aus dem Verhältnis der selektierten zu den generierten Myonpaarereignissen ein Faktor bestimmt, mit dem die Verteilungen der gemessenen Daten korrigiert werden. Die so ermittelten Polarwinkelverteilungen aller analysierten LEP I Datenperioden und der inklusiv und exklusiv selektierten LEP II Daten der Periode 97h1 zeigen die Abbildungen 7.7 und 7.8. Außerdem sind die Werte in den Tabellen 7.8 und 7.9 aufgelistet.

LEP I	95ps (91.32 GeV)		95m2 (89.45 GeV)		95pk (91.29 GeV)		95p2 (92.98 GeV)	
$\xi \leq 15^\circ$	$d\sigma/d\cos\theta$ [pb]		$d\sigma/d\cos\theta$ [pb]		$d\sigma/d\cos\theta$ [pb]		$d\sigma/d\cos\theta$ [pb]	
$\cos\theta$	Daten	SM	Daten	SM	Daten	SM	Daten	SM
$-0.9 \dots -0.7$	871 ± 22	879	391 ± 15	358	861 ± 32	881	368 ± 13	358
$-0.7 \dots -0.5$	737 ± 23	730	313 ± 14	292	743 ± 32	732	320 ± 14	301
$-0.5 \dots -0.3$	646 ± 22	625	229 ± 12	241	644 ± 30	626	293 ± 13	266
$-0.3 \dots -0.1$	572 ± 20	565	219 ± 12	204	574 ± 28	565	261 ± 12	251
$-0.1 \dots +0.1$	533 ± 18	548	175 ± 10	182	517 ± 26	548	265 ± 12	258
$+0.1 \dots +0.3$	593 ± 21	575	166 ± 10	174	589 ± 29	575	326 ± 14	285
$+0.3 \dots +0.5$	670 ± 22	646	191 ± 11	180	615 ± 29	645	315 ± 13	332
$+0.5 \dots +0.7$	727 ± 23	761	184 ± 11	201	782 ± 33	760	387 ± 15	401
$+0.7 \dots +0.9$	951 ± 23	921	245 ± 12	237	992 ± 34	919	501 ± 16	490

Tabelle 7.8: Der differentielle Wirkungsquerschnitt in pb der LEP I Myonpaarereignisse mit Akolinearität $\xi \leq 15^\circ$ für $\cos\theta$ Intervalle der Breite 0.2. Die gemessenen Werte sind untergrund-, ladungsverwirrung- und akzeptanzkorrigiert. Die Standardmodellwerte sind mit ZFITTER berechnet.

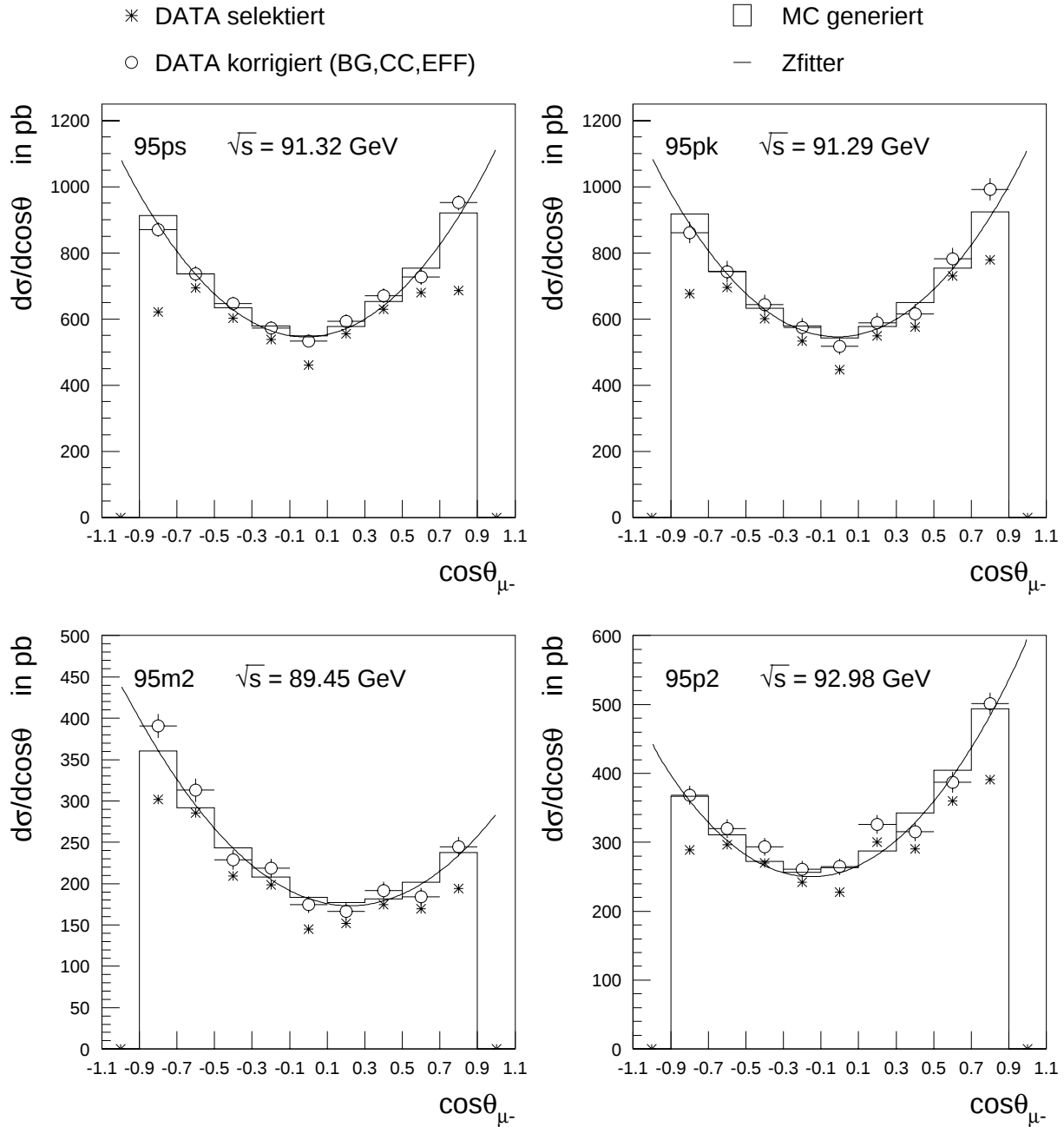


Abbildung 7.7: Der differentielle Myonpaarwirkungsquerschnitt für die analysierten LEP I Datenperioden. Verlangt wird eine Akollinearität $\xi \leq 15^\circ$. Die Untergrund- (BG), Ladungsverwirrung- (CC) und Selektionseffizienzkorrektur (EFF) der selektierten Daten (*) ist für jedes $\cos\theta$ Intervall aus der Simulation (MC) abgeschätzt. Im Vergleich zum KORALZ-MC sind auch die mit ZFITTER berechneten Verteilungen dargestellt.

LEP II inkl.	95h1 (130.10 GeV)		95h2 (136.09 GeV)		96h1 (161.34 GeV)		96h2 (172.12 GeV)		97h1 (182.68 GeV)	
	$d\sigma/d\cos\theta$ [pb]		$d\sigma/d\cos\theta$ [pb]		$d\sigma/d\cos\theta$ [pb]		$d\sigma/d\cos\theta$ [pb]		$d\sigma/d\cos\theta$ [pb]	
	Daten	SM	Daten	SM	Daten	SM	Daten	SM	Daten	SM
$\cos\theta$										
$-0.9 \dots -0.7$	$5.9^{+1.9}_{-2.3}$	8.4	$5.2^{+1.5}_{-2.4}$	7.2	$5.4^{+1.4}_{-1.6}$	4.4	$0.5^{+0.6}_{-1.2}$	3.7	$3.2^{+0.5}_{-0.5}$	3.2
$-0.7 \dots -0.5$	$2.1^{+1.0}_{-1.9}$	6.8	$6.4^{+2.0}_{-2.5}$	5.7	$2.0^{+0.9}_{-1.1}$	3.4	$6.1^{+1.4}_{-1.7}$	2.8	$1.7^{+0.3}_{-0.4}$	2.4
$-0.5 \dots -0.3$	$6.7^{+2.3}_{-2.7}$	6.5	$5.5^{+2.0}_{-2.5}$	5.5	$3.1^{+1.1}_{-1.4}$	3.3	$2.0^{+1.0}_{-1.2}$	2.8	$3.1^{+0.4}_{-0.4}$	2.4
$-0.3 \dots -0.1$	$4.3^{+1.9}_{-2.3}$	7.1	$4.9^{+2.0}_{-2.5}$	6.0	$6.2^{+1.6}_{-1.9}$	3.6	$7.2^{+1.7}_{-2.0}$	3.0	$1.6^{+0.3}_{-0.4}$	2.6
$-0.1 \dots +0.1$	$13.3^{+2.6}_{-3.6}$	8.2	$4.4^{+1.5}_{-2.4}$	7.0	$5.6^{+1.3}_{-1.6}$	4.2	$1.5^{+0.6}_{-1.2}$	3.5	$4.0^{+0.4}_{-0.4}$	3.0
$+0.1 \dots +0.3$	$10.9^{+2.6}_{-3.6}$	9.8	$8.0^{+2.4}_{-2.9}$	8.4	$3.3^{+1.1}_{-1.6}$	5.0	$7.1^{+1.6}_{-2.0}$	4.2	$2.7^{+0.4}_{-0.4}$	3.5
$+0.3 \dots +0.5$	$12.6^{+3.1}_{-3.6}$	12.0	$8.9^{+2.3}_{-3.3}$	10.2	$8.1^{+1.8}_{-2.1}$	6.1	$6.3^{+1.7}_{-2.0}$	5.1	$6.5^{+0.7}_{-0.7}$	4.3
$+0.5 \dots +0.7$	$14.4^{+3.1}_{-3.6}$	15.0	$15.5^{+3.2}_{-3.8}$	12.8	$8.3^{+1.8}_{-2.1}$	7.7	$2.3^{+0.9}_{-1.4}$	6.4	$3.9^{+0.6}_{-0.6}$	5.4
$+0.7 \dots +0.9$	$21.3^{+3.5}_{-4.0}$	19.4	$13.2^{+2.8}_{-3.3}$	16.6	$8.7^{+1.8}_{-2.1}$	10.3	$7.5^{+1.6}_{-2.0}$	8.6	$6.6^{+0.6}_{-0.6}$	7.4

LEP II exkl.	95h1 (130.10 GeV)		95h2 (136.09 GeV)		96h1 (161.34 GeV)		96h2 (172.12 GeV)		97h1 (182.68 GeV)	
	$d\sigma/d\cos\theta$ [pb]		$d\sigma/d\cos\theta$ [pb]		$d\sigma/d\cos\theta$ [pb]		$d\sigma/d\cos\theta$ [pb]		$d\sigma/d\cos\theta$ [pb]	
	Daten	SM	Daten	SM	Daten	SM	Daten	SM	Daten	SM
$\cos\theta$										
$-0.9 \dots -0.7$	$0.1^{+0.5}_{-1.5}$	0.4	$0.2^{+0.6}_{-1.5}$	0.5	$0.6^{+0.6}_{-1.1}$	0.6	$0.0^{+0.0}_{-0.7}$	0.6	$0.7^{+0.3}_{-0.3}$	0.5
$-0.7 \dots -0.5$	$0.0^{+0.0}_{-1.1}$	0.8	$0.0^{+0.0}_{-1.1}$	0.7	$0.3^{+0.3}_{-0.9}$	0.7	$3.0^{+1.1}_{-1.7}$	0.6	$0.2^{+0.2}_{-0.2}$	0.6
$-0.5 \dots -0.3$	$1.1^{+1.0}_{-1.9}$	1.3	$1.6^{+1.1}_{-2.0}$	1.2	$1.3^{+0.9}_{-1.1}$	0.9	$0.4^{+0.3}_{-0.9}$	0.8	$0.7^{+0.2}_{-0.3}$	0.7
$-0.3 \dots -0.1$	$0.0^{+0.0}_{-1.1}$	2.2	$0.5^{+0.6}_{-1.5}$	1.9	$0.9^{+0.6}_{-1.1}$	1.3	$1.6^{+1.0}_{-1.2}$	1.1	$0.4^{+0.2}_{-0.3}$	1.0
$-0.1 \dots +0.1$	$5.2^{+1.9}_{-2.3}$	3.3	$2.6^{+1.1}_{-2.0}$	2.8	$2.0^{+0.9}_{-1.1}$	1.8	$0.5^{+0.3}_{-0.9}$	1.5	$2.0^{+0.3}_{-0.4}$	1.3
$+0.1 \dots +0.3$	$8.5^{+2.7}_{-3.2}$	4.6	$5.4^{+1.9}_{-2.9}$	3.9	$1.5^{+0.9}_{-1.1}$	2.5	$1.5^{+1.0}_{-1.2}$	2.1	$1.1^{+0.3}_{-0.4}$	1.8
$+0.3 \dots +0.5$	$4.1^{+1.9}_{-2.3}$	6.2	$1.4^{+1.1}_{-2.0}$	5.3	$2.5^{+1.1}_{-1.4}$	3.3	$3.1^{+1.1}_{-1.7}$	2.7	$3.3^{+0.5}_{-0.5}$	2.4
$+0.5 \dots +0.7$	$7.8^{+2.7}_{-3.2}$	8.0	$7.6^{+2.4}_{-2.9}$	6.9	$3.0^{+1.1}_{-1.6}$	4.2	$0.9^{+0.6}_{-1.2}$	3.5	$2.5^{+0.5}_{-0.5}$	3.0
$+0.7 \dots +0.9$	$10.8^{+2.7}_{-3.2}$	10.2	$10.5^{+2.3}_{-3.3}$	8.7	$6.1^{+1.6}_{-1.9}$	5.3	$3.8^{+1.1}_{-1.7}$	4.4	$3.1^{+0.4}_{-0.4}$	3.8

Tabelle 7.9: Der differentielle Wirkungsquerschnitt der inklusiv (oben) und exklusiv (unten) selektierten LEP II Myonpaarereignisse in pb für $\cos\theta$ Intervalle der Breite 0.2.

Die gemessenen Werte sind untergrund-, ladungsverwirrung- und akzeptanzkorrigiert.

Die Standardmodellwerte sind mit ZFITTER berechnet.

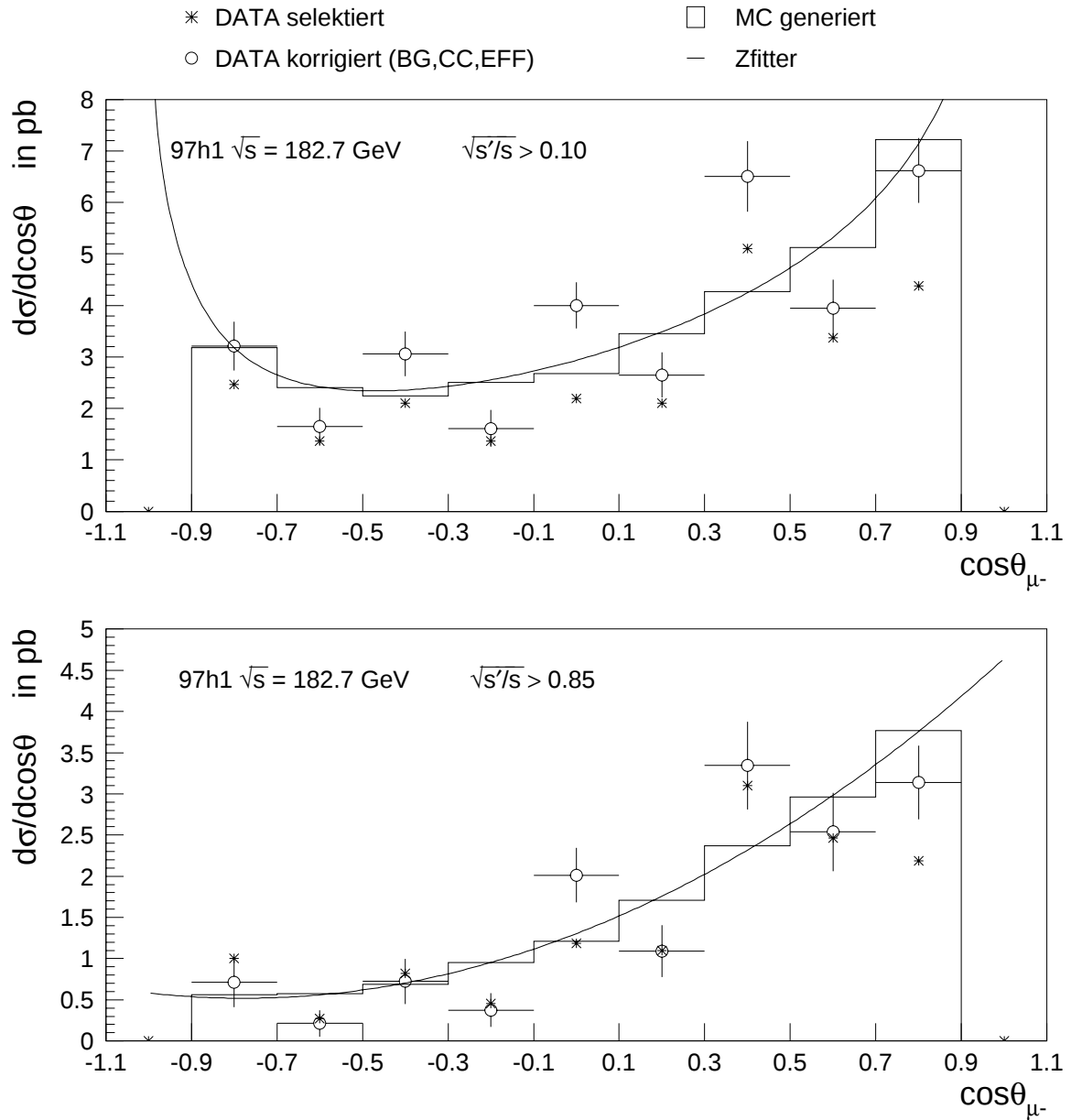


Abbildung 7.8: Der differentielle Myonpaarwirkungsquerschnitt der inklusiv (oben) und exklusiv (unten) selektierten Myonpaare der Datenperiode 97h1. Die Untergrund- (BG), Ladungsverwirrung- (CC) und Selektionseffizienzkorrektur (EFF) der selektierten Daten (*) ist für jedes $\cos\theta$ Intervall aus der Simulation (MC) abgeschätzt. Im Vergleich zum KORALZ-MC sind auch die mit ZFITTER berechneten Verteilungen dargestellt.

Kapitel 8

SM-Parameterbestimmungen

Mit den hier bei neun Schwerpunktsenergien um und oberhalb der Z-Resonanz ermittelten Myonpaar-Wirkungsquerschnitten und -Asymmetrien können zusammen mit weiteren L3-Messungen eine Reihe von SM-Parametern bestimmt werden.

Zur Anpassung der SM-Parametrisierungen an die gemessenen Daten wird das Programmpaket EWAPIC [59] benutzt. Es verwendet ZFITTER für die Berechnung der SM-Wirkungsquerschnitte und Asymmetrien. Die gewählten Parametereinstellungen finden sich in Anhang A.6.

Mit EWAPIC werden die gemessenen Daten aller LEP-Experimente bei Berücksichtigung der teilweise korrelierten Fehler gemeinsam ausgewertet. Die Parametrisierung der SM-Vorhersagen geschieht hier sowohl in Kopplungskonstanten als auch im S-Matrix-Ansatz. Die durch Anpassung an einen Datensatz ermittelten SM-Parameter sind mit ihrer Korrelationsmatrix für weitere Anpassungsrechnungen verwendbar. Sie enthalten die auf die gewählte Parametrisierung reduzierte Information des ursprünglichen Datensatzes. Auf diese Weise werden LEP I und LEP II Daten gemeinsam im S-Matrix-Ansatz ausgewertet.

Die EWAPIC Ein- und Ausgabedaten für diese Anpassungsrechnungen sind in Anhang A.7 dokumentiert.

8.1 Anpassungen an L3-Messungen bei LEP I

Verwendet werden dazu die L3-Messungen der Jahre 90-95 bei Schwerpunktsenergien im Bereich der Z-Resonanz, wie sie in [69] veröffentlicht sind. Die Myonpaarmessungen von 1995 sind durch die in den Kapiteln 6 und 7 vorgestellten Werte ersetzt worden.

8.1.1 Leptonuniversalität

Zur Überprüfung der Leptonuniversalität wird an die gemessenen Daten die 9-Parameter Beschreibung mit freien Vektor- und Axialvektor-Kopplungskonstanten der drei Leptonen an das Z nach Gleichung 2.11 angepaßt. Das Ergebnis zeigt Tabelle 8.1.

Par.	Wert
M_Z	$91.1894 \pm 0.0031 \text{ GeV}$
Γ_Z	$2.5029 \pm 0.0041 \text{ GeV}$
Γ_{had}	$1.7506 \pm 0.0047 \text{ GeV}$
$\bar{g}_a^e$	-0.5015 ± 0.0007
$\bar{g}_a^\mu$	-0.5013 ± 0.0014
$\bar{g}_a^\tau$	-0.5024 ± 0.0017
$\bar{g}_v^e$	-0.0412 ± 0.0027
$\bar{g}_v^\mu$	-0.0377 ± 0.0076
$\bar{g}_v^\tau$	-0.0384 ± 0.0026

Tabelle 8.1:

9-Parameter $\bar{g}_a \bar{g}_v$ Anpassung an L3
LEP I Fermionpaarmessungen ohne
Annahme von Leptonuniversalität.

Im Rahmen der angegebenen Fehler sind die leptonischen Kopplungskonstanten gleich, und damit die SM-Annahme der Leptonuniversalität bestätigt. Unter dieser Annahme wird nun die gleiche Anpassung mit nur einer leptonischen Vektor- und Axialvektor-Kopplungskonstante durchgeführt. Die Anzahl der freien Parameter reduziert sich auf fünf, und das Ergebnis ist in Tabelle 8.2 angegeben.

Par.	Wert
M_Z	$91.1895 \pm 0.0031 \text{ GeV}$
Γ_Z	$2.5029 \pm 0.0041 \text{ GeV}$
Γ_{had}	$1.7510 \pm 0.0038 \text{ GeV}$
$\bar{g}_a^l$	-0.5016 ± 0.0005
$\bar{g}_v^l$	-0.0397 ± 0.0017

Tabelle 8.2:

5-Parameter $\bar{g}_a \bar{g}_v$ Anpassung an L3
LEP I Fermionpaarmessungen bei
Annahme von Leptonuniversalität

Abbildung 8.1 zeigt zusammenfassend die Korrelation der Vektor- und Axialvektor-Kopplungskonstanten für die einzelnen Leptonen und nach Zusammenfassung der leptonischen Messungen unter Annahme der Leptonuniversalität in der Darstellung von $\bar{g}_v$ gegen $\bar{g}_a$.

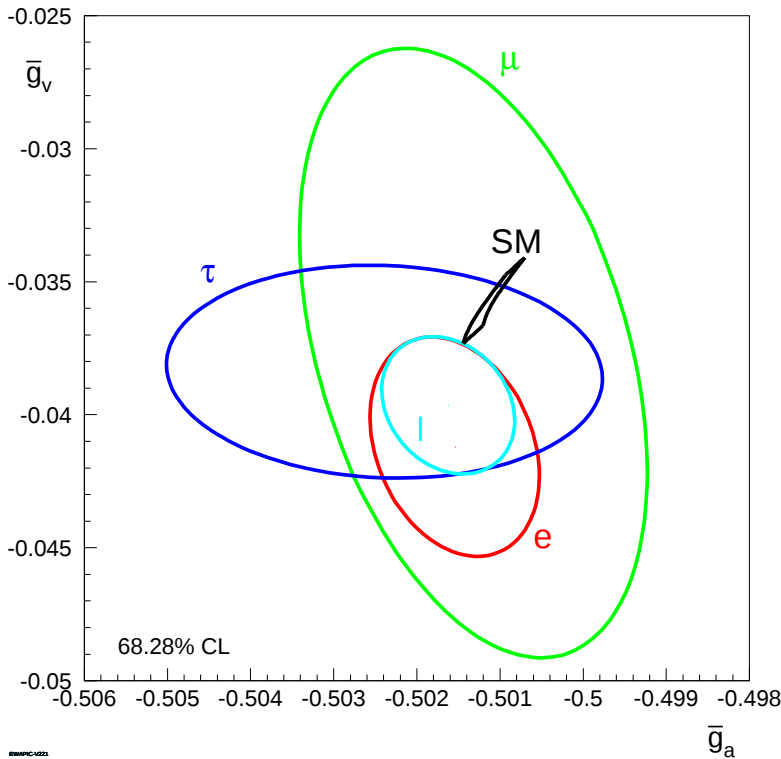


Abbildung 8.1: Korrelation von $\bar{g}_v$ gegen $\bar{g}_a$ im 68% Vertrauensbereich. Zum einen bei getrennter Anpassung der e, μ und τ Kopplungskonstanten an die L3 LEP I Fermionpaarmessungen und bei Annahme von Leptonuniversalität als leptonische Kopplungskonstanten (l). Der mit SM bezeichnete Bereich stellt den Erwartungswert des Standardmodells für $M_h = 300^{+700}_{-205}$ GeV und $M_t = 173.8 \pm 5.2$ GeV dar.

8.1.2 Z-Masse und Breite aus Myonpaarmessungen

Neben den Kopplungskonstanten kann mit den Myonpaarmessungen allein auch die Masse und die totale Breite des Z-Bosons bestimmt werden. Die Ergebnisse haben zwar einen größeren statistischen Fehler als die Parameterbestimmungen aus den hadronischen Ereignissen mit einem zwanzigfach höheren Wirkungsquerschnitt, sind aber eine weitere Konsistenzüberprüfung.

Dazu wird in der 5-Parameter-Beschreibung die partielle hadronische Breite Γ_{had} aus der Variation herausgenommen, und mit den übrigen vier Parametern die Anpassung an die L3-Myonpaarmessungen durchgeführt. Die Ergebnisse sind in Tabelle 8.3 zusammengefaßt.

Nur mit den L3-Myonpaarmessungen ist die Z-Masse mit einem Fehler von 13 MeV bestimmt. Im Rahmen der Meßunsicherheiten stimmen der Zentralwert, sowie die totale Zerfallsbreite mit den hadronisch dominierten Ergebnissen der 5-Parameter-Anpassung aus Tabelle 8.2 überein.

Par.	Wert
M_Z	$91.196 \pm 0.013 \text{ GeV}$
Γ_Z	$2.497 \pm 0.021 \text{ GeV}$
$\bar{g}_a^\mu$	-0.5008 ± 0.0019
$\bar{g}_v^\mu$	-0.0400 ± 0.0038

Tabelle 8.3:

*4-Parameter $\bar{g}_a \bar{g}_v$ Anpassung an L3
LEP I Myonpaarmessungen*

8.2 Einfluß der LEP II Myonpaarmessungen

Bei den bisher gezeigten Anpassungsrechnungen sind die LEP II Myonpaarmessungen bei Schwerpunktsenergien oberhalb der Z-Resonanz noch nicht berücksichtigt worden. Diese Messungen ermöglichen die Bestimmung der Interferenz zwischen Photon- und Z-Austausch. Dazu werden in der 8-Parameter-Beschreibung nach Gleichung 2.10 mit freien Interferenz-Parametern j_{tot} und j_{fb} die hadronischen Parameter wiederum aus der Variation herausgenommen, und die übrigen sechs Parameter an die Messungen angepaßt. Zunächst werden nur die LEP I Messungen verwendet. Es zeigt sich eine starke Korrelation zwischen der Z-Masse und dem Interferenzparameter j_{tot} , da der Interferenzterm bei $\sqrt{s} = M_Z$ das Vorzeichen wechselt und somit eine Verschiebung der Lage des Maximums der Z-Resonanzkurve bewirkt. Weil der Betrag des Interferenzterms bei den LEP I Energien im Bereich der Z-Resonanz aber in der Größenordnung des statistischen Fehlers der Wirkungsquerschnittsmessung liegt, konnte er bisher mit den LEP Messungen nicht mit ausreichender Präzision experimentell bestimmt werden. Er wurde daher aus den Anpassungsrechnungen herausgenommen, um den Fehler der Z-Massenbestimmung nicht unnötig zu verschlechtern. Die Modell-Unabhängigkeit des S-Matrix-Ansatzes wird durch den auf den SM-Erwartungswert gesetzten Interferenzterm allerdings wieder eingeschränkt. Die Tabellen 8.4 und 8.5 zeigen diesen Effekt in den Ergebnissen der Anpassungsrechnungen ohne und mit freier Anpassung des Interferenzterms:

Par.	Wert
M_Z	$91.199 \pm 0.013 \text{ GeV}$
Γ_Z	$2.498 \pm 0.021 \text{ GeV}$
r_μ^{tot}	0.1426 ± 0.0022
r_μ^{fb}	0.0035 ± 0.0007
j_μ^{fb}	0.830 ± 0.049

Tabelle 8.4:

*5-Parameter S-Matrix Anpassung an L3
LEP I Myonpaarmessungen. Der Interferenzterm j_μ^{tot} wird auf den SM-Wert gesetzt und nicht angepaßt.*

Par.	Wert	
M_Z	91.174 $\pm$ 0.050	GeV
Γ_Z	2.503 $\pm$ 0.022	GeV
r_μ^{tot}	0.1431 $\pm$ 0.0024	
j_μ^{tot}	0.08 $\pm$ 0.14	
r_μ^{fb}	0.0031 $\pm$ 0.0010	
j_μ^{fb}	0.831 $\pm$ 0.050	

Tabelle 8.5:

6-Parameter *S*-Matrix Anpassung an L3 LEP I Myonpaarmessungen mit frei angepaßtem γ -Z-Interferenzterm j_μ^{tot} .

Die Unsicherheit der Z-Massenbestimmung vergrößert sich von 13 MeV wie bei der Kopplungskonstanten-Parametrisierung aus Tabelle 8.3 auf 50 MeV.

Den LEP I Messungen, repräsentiert durch die 6 Parameter aus Tabelle 8.5 inklusive ihrer Korrelationsmatrix aus Anhang A.7, werden nun die LEP II Myonpaarmessungen hinzugefügt. Die gleiche Anpassungsrechnung wie für Tabelle 8.5 liefert folgendes, in Tabelle 8.6 angegebenes Ergebnis:

Par.	Wert	
M_Z	91.199 $\pm$ 0.023	GeV
Γ_Z	2.495 $\pm$ 0.021	GeV
r_μ^{tot}	0.1423 $\pm$ 0.0022	
j_μ^{tot}	0.005 $\pm$ 0.053	
r_μ^{fb}	0.0034 $\pm$ 0.0007	
j_μ^{fb}	0.803 $\pm$ 0.043	

Tabelle 8.6:

6-Parameter *S*-Matrix Anpassung an L3 LEP I+II Myonpaarmessungen mit wiederum frei angepaßtem γ -Z-Interferenzterm j_μ^{tot} .

Bei frei angepaßtem Interferenzterm hat sich die Unsicherheit der Z-Masse durch den Einschluß der LEP II Myonpaarmessungen von 50 MeV auf 23 MeV reduziert. Abbildung 8.2 zeigt die starke Korrelation zwischen Z-Masse und dem Interferenzterm, sowie deren Einfluß auf die Z-Massen-Unsicherheit ohne die LEP II Messungen und die beträchtliche Verkleinerung der Fehlerkontur bei Einschluß dieser Messungen.

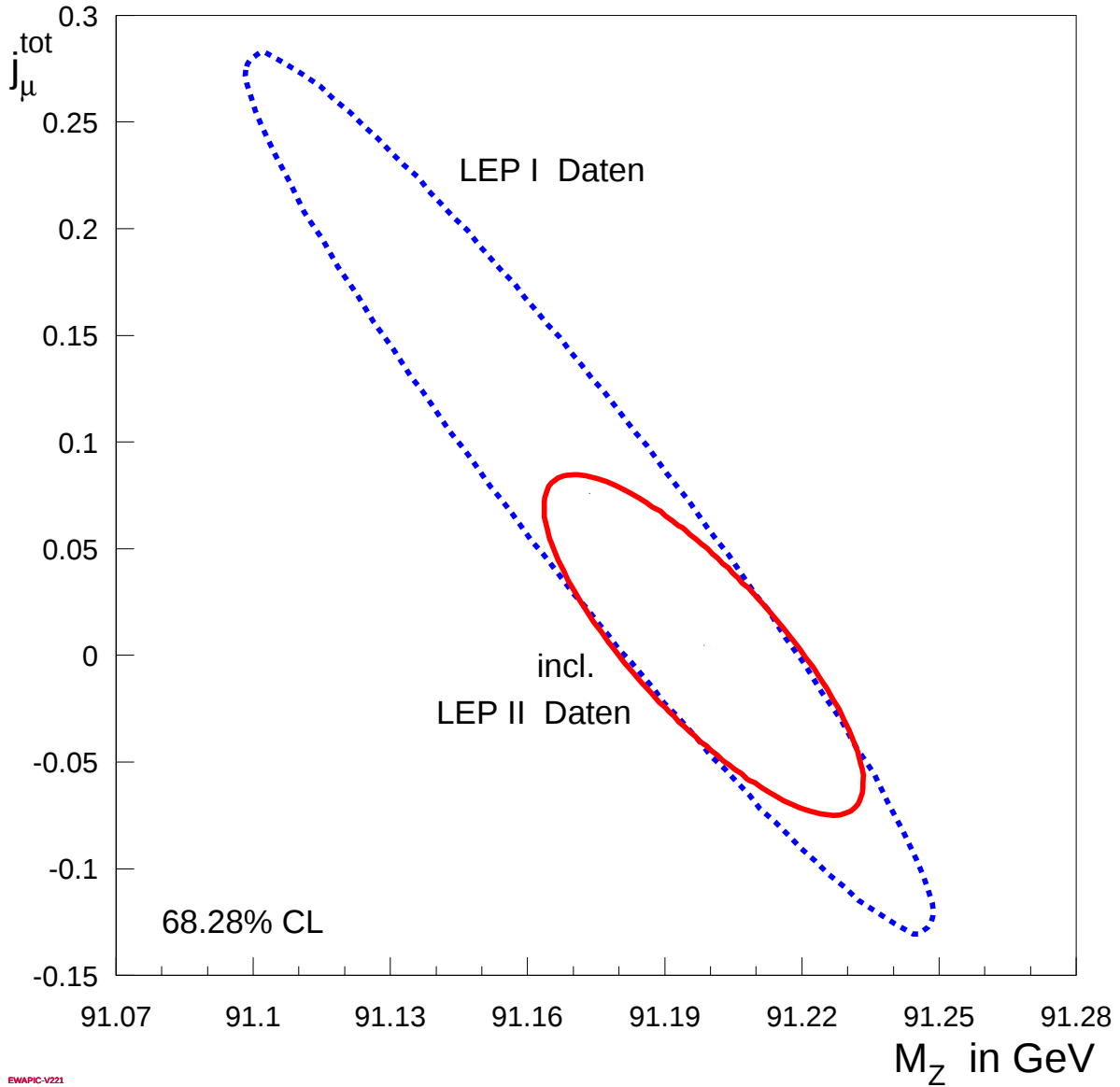


Abbildung 8.2: Korrelation von j_μ^{tot} gegen M_Z als Ergebnis einer Anpassung der S -Matrix-Parametrisierung mit freiem Gamma-Z-Interferenzterm j_μ^{tot} an die L3-Myonpaardaten. Gestrichelt dargestellt der 68 % Vertrauensbereich bei ausschließlicher Verwendung der LEP I Daten. Durchgezogen dargestellt ist die Verbesserung der Messung durch die Hinzunahme der LEP II Daten.

Kapitel 9

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurden die totalen Wirkungsquerschnitte σ_{tot} und die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrien A_{FB} der Reaktion $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$ bei Schwerpunktsenergien zwischen 89 GeV und 183 GeV am LEP-Beschleuniger mit Messungen am L3-Detektor in den Jahren 1995-1997 bestimmt. Die Daten umfassen Messungen bei LEP I auf der Z-Resonanz und bei LEP II oberhalb der W-Paarproduktionsschwelle.

Der Akzeptanzbereich der Myonselektion wurde auf den Polarwinkelbereich oberhalb von $|\cos\theta| \geq 0.8$ bis $|\cos\theta| \leq 0.9$ erweitert. Die gemessenen Wirkungsquerschnitte und Asymmetrien sind in guter Übereinsimmung mit der Standardmodellervorhersage, sowie mit anderen Auswertungen der selben Daten [65]. Gegenüber den bisherigen Myonpaarmessungen mit L3-Daten bis einschließlich 1994 [62] wurde die Unsicherheit in Bezug auf die Annahme der Leptonuniversalität und die Bestimmung der Z-Masse und Breite weiter verringert: Bei Anpassung von $\bar{g}_v^\mu$ und $\bar{g}_a^\mu$ ergeben sich M_Z und Γ_Z aus den L3-Myonpaarmessungen bei LEP I zu

$$M_Z = (91.196 \pm 0.013) \text{ GeV} \quad \text{und} \quad \Gamma_Z = (2.497 \pm 0.021) \text{ GeV}$$

und bestätigen den von Quarkpaaren dominierten Weltmittelwert [67]:

$$M_Z = (91.1872 \pm 0.0021) \text{ GeV} \quad \text{und} \quad \Gamma_Z = (2.4944 \pm 0.0024) \text{ GeV}$$

Die Z-Masse wird zusätzlich durch die Anpassung der S-Matrix-Parametrisierung der Myonpaarproduktion ohne Einschränkung des γ -Z-Interferenzterms bestimmt. Mit der LEP II Datennahme stehen dafür nun Ergebnisse der Myonpaarproduktion weit oberhalb der Z-Resonanz zur Verfügung. Werden diese den LEP I Messungen hinzugefügt, so reduziert sich der Fehler der Z-Masse auf die Hälfte.

Die in dieser Arbeit diskutierten Ergebnisse wurden erzielt, indem das 1995 neu installierte FB-Myonkammersystem in der Analyse voll genutzt wurde. Mit den Myonpaarereignissen wurde die Funktionsfähigkeit dieses Systems im Hinblick auf die W-Paarereignisse in allen Komponenten – Datennahme, Datenreduktion, Datenrekonstruktion und Impulsmessung sowie Ereignistrigger – eingehend getestet und die systematischen Unsicherheiten ermittelt. Die gute Übereinstimmung der hier vorgestellten Ergebnisse mit anderen vergleichbaren Messungen demonstriert, daß das FB-Myonkammersystem funktionstüchtig ist und seine systematischen Unsicherheiten beherrscht werden.

Anhang A

Anhänge

A.1 Verwendete Abkürzungen

B.E.M	Beam Energy Model (LEP Strahlenergie-Modell)
CERN	Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire
ECAL	Elektromagnetisches Kalorimeter
FSR	Final State Radiation (Bremsstrahlung im Endzustand)
HCAL	Hadronisches Kalorimeter
ISR	Initial State Radiation (Bremsstrahlung im Anfangszustand)
MIP	Minimal Ionizing Particle (Minimalionisierendes Teilchen)
MSM	Minimales Standardmodell (mit einem Higgs-Dublett)
QCD	Quantenchromodynamik
RDCA	Distance of closest approach in r (minimaler $r\phi$ Vertexabstand)
SM	Standardmodell
TEC	Time Expansion Chamber (innere L3-Spurkammer)
ZDCA	Distance of closest approach in z (minimaler z Vertexabstand)

A.2 Selektionskriterien für Myonspur-Komponenten

Anforderungen an Myonkammerspuren:

- eindeutige Spurrekonstruktion oder beste Segmentkombination (JBESRE)
- rekonstruierter Impuls $P_{AMUI} \geq 500 \text{ MeV}/c$
- $r\phi$ Vertex Abstand $RDCA_{AMUI} \leq 200 \text{ mm}$
- Z Vertex Abstand $ZDCA_{AMUI} \leq 500 \text{ mm}$
- Abstand zum nächsten AMUI $\Delta\phi \geq 15^\circ$
 ansonsten Wahl des *besseren* AMUIs
Besser: mehr getroffene Myonkammerlagen
 oder bei Gleichheit niedrigeres χ^2 der Myonimpulsrekonstruktion

Anforderungen an TEC-Spuren:

- Anzahl der getroffenen Drähte $N_{TEC}^{hit} \geq 10$
- Spurlänge $N_{TEC}^{span} \geq 15$
- rekonstruierter Impuls $P_{TEC} \geq 500 \text{ MeV}/c$
- $r\phi$ Vertex Abstand $RDCA_{TEC} \leq 10 \text{ mm}$
- Z Vertex Abstand $ZDCA_{TEC} \leq 100 \text{ mm}$
- Kandidat-Zuordnung für *beste* TEC-Spur innerhalb $\Delta\phi_{AMUI}^{TEC} \leq 10^\circ$
 Außerhalb : Neuer X-Kandidat mit *bester* TEC-Spur innerhalb $\Delta\phi \leq 10^\circ$
Besser: mehr getroffene Drähte

Anforderungen an HCAL-MIP Kandidaten:

- Anteil getroffener $r\phi$ und Z-Lagen $\eta_{HCAL}^{hit} \geq 25\%$
- Cluster-Energie $E_{HCAL}^{clus} \leq 8 \text{ GeV}$
- Hit-Energie $E_{HCAL}^{clus}/N_{HCAL}^{hit} \leq 1 \text{ GeV}$
- Kandidat-Zuordnung für *besten* HCAL-Cluster innerhalb $\Delta\phi_{OBJC}^{HCAL} \leq 15^\circ$
Besser: mehr getroffene $r\phi$ und Z-Lagen

A.3 Polarwinkel-Rekonstruktionsstrategie

Die Bestimmung des Polarwinkels θ eines Myonkandidaten wird in folgender Reihenfolge versucht:

- 1 Myonkammerspur mit mindestens zwei Z/ θ messenden getroffenen Lagen
- 2 TEC-Spur mit getroffenen SMD-Z und TEC-Z Lagen
- 3 Myonkammerspur mit mindestens einer Z/ θ messenden getroffenen Lage
- 4 ECAL-Cluster mit $100 \text{ MeV} \leq E_{ECAL}^{clus} \leq 500 \text{ MeV}$
- 5 HCAL-Cluster mit $\eta_{HCAL}^{hit} \geq 25\%$ und $0.5 \text{ GeV} \leq E_{HCAL}^{clus} \leq 8 \text{ GeV}$
- 6 TECspur mit Z-Messung (evtl. nur aus Drahtladungsteilung)

Im Falle der 'Ausweich'-Messungen (3-6) erfolgen 2 Konsistenzüberprüfungen:

- Messung 3 im Widerspruch zu konsistenten Messungen 4-6: θ aus 6
- Messung 6 im Widerspruch ECAL+HCAL Clustersystem: θ aus 4

A.4 Rekonstruktion der Bremsstrahlungsphotonen

Bremsstrahlungsphoton-Selektion:

- deponierte Kalorimeterenergie $E^{clus} = E_{ECAL}^{clus} + E_{HCAL}^{clus} \geq 10 GeV$
- elektromagnetischer Anteil $E_{ECAL}^{clus}/E^{clus} \geq 90\%$
- 'elektromagnetische' Schauerform im ECAL
- isoliert $\Delta\alpha_{myon}^{clus} \geq 15^\circ$
- neutral: $\Delta\alpha_{TEC}^{clus} \geq 15^\circ$ für alle TEC-Spuren mit $P_{TEC} \geq 1 GeV/c$

A.5

Statistischer Fehler der Variation V von Seite 43. Zur Skalierung der Untergrundanteile N_{BG} vgl Gleichung 6.1.

$$\begin{aligned}\Delta_V &= \frac{N_{sig}}{N_{MC}} \frac{N_{MC}^0}{N_{sig}^0} \sqrt{\left(\frac{\sigma_{N_{sig}}}{N_{sig}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{N_{MC}}}{N_{MC}}\right)^2} \\ \sigma_{N_{MC}} &= \sqrt{|\Delta N_{MC}|} \\ \sigma_{N_{sig}} &= \sqrt{(\sigma_{N_{sel}})^2 + (\sigma_{N_{BG}})^2} \\ \sigma_{N_{sel}} &= \sqrt{|\Delta N_{sel}|} \\ \sigma_{N_{BG}} &= \mathcal{L} \sqrt{\sum_i \left(\sigma_{gen}^i / N_{BGgen}^i \cdot \sqrt{|\Delta N_{BGsel}^i|} \right)^2}\end{aligned}$$

A.6 Die verwendeten ZFITTER Parameter

Programmversion ZFITTER 6.21

Verwendete Standardmodellparameter:

```
ZMASS = 91.18980
TMASS = 173.80000
HMASS = 150.00000
DAL5H = .02804 (Beitrag der 5 leichten Quark zur Alpha-QED Korrektur)
ALFAS = .11900
```

Verwendete Standardwerte der Datenkarten:

```
AFBC: 1 SCAL: 0 SCRE: 0 AMT4: 4 BORN: 0
BOXD: 2 CONV: 1 FINR: 0 FOT2: 3 GAMS: 1
DIAG: 1 INTF: 0 BARB: 2 PART: 0 POWR: 1
PRNT: 1 ALEM: 3 QCDC: 3 VPOL: 1 WEAK: 1
FTJR: 1 EXPR: 0 EXPF: 0 HIGS: 0 AFMT: 1
CZAK: 1 PREC:10 HIG2: 0 ALE2: 3 GFER: 2
ISPP: 2 FSRS: 1 MISC: 0 MISD: 1 IPFC: 5
IPSC: 0 IPT0: 3
```

Die Improved-Born Kurve in Abb. 2.6 ist mit BORN=1 berechnet.

Der Einfluß der ISR-FSR Interferenz auf die exklusiven LEP II Wirkungsquerschnitte in Tab. 6.7 und die Asymmetrien in Tab. 7.5 bzw. 7.6 wurde mit INTF=1 untersucht.

Verwendete Standardschnitte:

```
ICUT  =    1
ACOL  =  180.0 (kein Schnitt)    bzw. 15.0 für LEP I Afb
EMIN  =    0.0
S_PR  = (SPCUT*RS)**2    mit Schwerpunktsenergie RS = sqrt(S)
ANGO  =    0.0           SPCUT = 0.0           RS= 80-100 (LEP I)
ANG1  =  180.0           0.10/0.85    RS=120-200 (LEP II)
SIPP  =    S_PR
```

A.7 EWAPIC Ein- und Ausgabedaten

Die hier in **Verbatim**-Schrifttyp gesetzten Zeilen sind direkt den verwendeten EWAPIC-Eingabe- bzw. den produzierten Ausgabedateien entnommen.

A.7.1 Meßergebnisse im EWAPIC-Eingabeformat

Um die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit für Anpassungsrechnungen mit EWAPIC zu verwenden, müssen sie in einem speziellen Eingabeformat vorliegen. Die folgenden Abschnitte enthalten die totalen Wirkungsquerschnitte, und die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrien im EWAPIC-Eingabeformat.

```
* LEP I DiMu Xsections T.S. 2/2000
* -----
  elseif [ECMS_PERI].eq.95a then
    dset/declare [stitle] txs muon
    dset/syserr 0.00940 0.00010
  * ECMS[GeV] TXS[nb] STAERR UCOSYS EFFILL
    dset/measurement 91.31560 1.48600 0.01740 0.00190 1.0 | 7139
  elseif [ECMS_PERI].eq.95b then
    dset/declare [stitle] txs muon
    dset/syserr 0.00540 0.00010
  * ECMS[GeV] TXS[nb] STAERR UCOSYS EFFILL
    dset/measurement 89.45150 0.49740 0.00960 0.00180 1.0 | 2666
  elseif [ECMS_PERI].eq.95c then
    dset/declare [stitle] txs muon
    dset/syserr 0.00180 0.00010
  * ECMS[GeV] TXS[nb] STAERR UCOSYS EFFILL
    dset/measurement 91.29480 1.47880 0.02410 0.00190 1.0 | 3751
  elseif [ECMS_PERI].eq.95d then
    dset/declare [stitle] txs muon
    dset/syserr 0.00180 0.00010
  * ECMS[GeV] TXS[nb] STAERR UCOSYS EFFILL
    dset/measurement 92.98270 0.71150 0.01080 0.00170 1.0 | 4358

* LEP I DiMu Asymmetries T.S. 2/2000
* -----
  elseif [ECMS_PERI].eq.95a then
    dset/declare [stitle] afb muon
    dset/cut acoln 15.0
    dset/syserr 0.01000
  * ECMS[GeV] AFB STAERR UCOSYS EFFILL
    dset/measurement 91.31560 0.01870 0.01220 0.00000 1.0 | 7013
  elseif [ECMS_PERI].eq.95b then
    dset/declare [stitle] afb muon
    dset/cut acoln 15.0
    dset/syserr 0.01000
  * ECMS[GeV] AFB STAERR UCOSYS EFFILL
    dset/measurement 89.45150 -0.18850 0.01970 0.00000 1.0 | 2600
  elseif [ECMS_PERI].eq.95c then
    dset/declare [stitle] afb muon
    dset/cut acoln 15.0
    dset/syserr 0.01000
  * ECMS[GeV] AFB STAERR UCOSYS EFFILL
    dset/measurement 91.29480 0.02870 0.01660 0.00000 1.0 | 3675
  elseif [ECMS_PERI].eq.95d then
    dset/declare [stitle] afb muon
    dset/cut acoln 15.0
    dset/syserr 0.01000
  * ECMS[GeV] AFB STAERR UCOSYS EFFILL
    dset/measurement 92.98270 0.10140 0.01560 0.00000 1.0 | 4260
```

```

* LEP II DiMu Xsections T.S. 2/2000
* -----
elseif [ECMS_PERI].eq.95e then
  if [SPRI].ne.s then
    dset/declare [stitle] txs muon
    dset/cut      sp_over_s 0.10
    dset/syserr   0.035
  *
    ECMS[GV]  TXS[nb]  STAERR  UCOSYS  EFFILL | SELECT
    dset/measurement 130.100  0.02206  0.00235 0.0  4.0 | 88
  else
    dset/declare [stitle] txs muon
    dset/cut      sp_over_s 0.85
    dset/syserr   0.042
    dset/measurement 130.100  0.00838  0.00128 0.0  4.0 | 43
  endif
elseif [ECMS_PERI].eq.95f then
  if [SPRI].ne.s then
    dset/declare [stitle] txs muon
    dset/cut      sp_over_s 0.10
    dset/syserr   0.035
  *
    ECMS[GV]  TXS[nb]  STAERR  UCOSYS  EFFILL | SELECT
    dset/measurement 136.090  0.01764  0.00221 0.0  4.0 | 64
  else
    dset/declare [stitle] txs muon
    dset/cut      sp_over_s 0.85
    dset/syserr   0.042
    dset/measurement 136.090  0.00688  0.00124 0.0  4.0 | 31
  endif
elseif [ECMS_PERI].eq.96a then
  if [SPRI].ne.s then
    dset/declare [stitle] txs muon
    dset/cut      sp_over_s 0.10
    dset/syserr   0.024
  *
    ECMS[GV]  TXS[nb]  STAERR  UCOSYS  EFFILL | SELECT
    dset/measurement 161.34  0.01262  0.0015 0.0  4.0 | 78
  else
    dset/declare [stitle] txs muon
    dset/cut      sp_over_s 0.85
    dset/syserr   0.044
    dset/measurement 161.34  0.00427  0.00072 0.0  4.0 | 35
  endif
elseif [ECMS_PERI].eq.96b then
  if [SPRI].ne.s then
    dset/declare [stitle] txs muon
    dset/cut      sp_over_s 0.10
    dset/syserr   0.043
  *
    ECMS[GV]  TXS[nb]  STAERR  UCOSYS  EFFILL | SELECT
    dset/measurement 172.12  0.01016  0.0013 0.0  4.0 | 61
  else
    dset/declare [stitle] txs muon
    dset/cut      sp_over_s 0.85
    dset/syserr   0.065
    dset/measurement 172.12  0.00353  0.00067 0.0  4.0 | 28
  endif
elseif [ECMS_PERI].eq.97a then
  if [SPRI].ne.s then
    dset/declare [stitle] txs muon
    dset/cut      sp_over_s 0.10
    dset/syserr   0.034
  *
    ECMS[GV]  TXS[nb]  STAERR  UCOSYS  EFFILL | SELECT
    dset/measurement 182.68  0.00829  0.00051 0.0  4.0 | 269
  else
    dset/declare [stitle] txs muon
    dset/cut      sp_over_s 0.85
    dset/syserr   0.030
    dset/measurement 182.68  0.00337  0.00029 0.0  4.0 | 138
  endif
endif

```

```

* LEP II DiMu Asymmetries T.S. 2/2000
* -----
  elseif [ECMS_PERI].eq.95e then
    if [SPRI].ne.s then
      dset/declare [stitle] afb muon
      dset/cut      sp_over_s 0.10
      dset/syserr   0.015
      *            ECMS[GV]  AFB      STAERR UCOSYS  EFFILL | SELECT
      dset/measurement 130.10  0.429  0.096  0.0      4.0  | 88
    else
      dset/declare [stitle] afb muon
      dset/cut      sp_over_s 0.85
      dset/syserr   0.018
      dset/measurement 130.10  0.910  0.097  0.0      4.0  | 43
    endif
  elseif [ECMS_PERI].eq.95f then
    if [SPRI].ne.s then
      dset/declare [stitle] afb muon
      dset/cut      sp_over_s 0.10
      dset/syserr   0.015
      *            ECMS[GV]  AFB      STAERR UCOSYS  EFFILL | SELECT
      dset/measurement 136.09  0.339  0.116  0.0      4.0  | 64
    else
      dset/declare [stitle] afb muon
      dset/cut      sp_over_s 0.85
      dset/syserr   0.018
      dset/measurement 136.09  0.714  0.118  0.0      4.0  | 31
    endif
  elseif [ECMS_PERI].eq.96a then
    if [SPRI].ne.s then
      dset/declare [stitle] afb muon
      dset/cut      sp_over_s 0.10
      dset/syserr   0.011
      *            ECMS[GV]  AFB      STAERR UCOSYS  EFFILL | SELECT
      dset/measurement 161.34  0.251  0.096  0.0      4.0  | 78
    else
      dset/declare [stitle] afb muon
      dset/cut      sp_over_s 0.85
      dset/syserr   0.019
      dset/measurement 161.34  0.535  0.149  0.0      4.0  | 35
    endif
  elseif [ECMS_PERI].eq.96b then
    if [SPRI].ne.s then
      dset/declare [stitle] afb muon
      dset/cut      sp_over_s 0.10
      dset/syserr   0.011
      *            ECMS[GV]  AFB      STAERR UCOSYS  EFFILL | SELECT
      dset/measurement 172.12  0.189  0.111  0.0      4.0  | 61
    else
      dset/declare [stitle] afb muon
      dset/cut      sp_over_s 0.85
      dset/syserr   0.020
      dset/measurement 172.12  0.262  0.199  0.0      4.0  | 28
    endif
  elseif [ECMS_PERI].eq.97a then
    if [SPRI].ne.s then
      dset/declare [stitle] afb muon
      dset/cut      sp_over_s 0.10
      dset/syserr   0.013
      *            ECMS[GV]  AFB      STAERR UCOSYS  EFFILL | SELECT
      dset/measurement 182.68  0.325  0.055  0.0      4.0  | 269
    else
      dset/declare [stitle] afb muon
      dset/cut      sp_over_s 0.85
      dset/syserr   0.020
      dset/measurement 182.68  0.572  0.073  0.0      4.0  | 138
    endif

```

A.7.2 Ergebnisse der EWAPIC-Anpassungsrechnungen

Neben den Parameterwerten und ihren Fehlern bestimmt EWAPIC auch die Korrelationsmatrix. Die einzelnen Tabellen hier dokumentieren die vollständigen EWAPIC-Ausgaben. Auf die entsprechende Tabelle in Kapitel 8 wird jeweils Bezug genommen. Sind in den Tabellen nur Elektronparameter angegeben (`.._elec` oder `...._el`), so wurde für diese Anpassungen Leptonuniversalität angenommen. Bei Fermionpaarmessungen sind damit Elektron, Myon und Tau zusammengefaßt, bei Myonpaarmessungen sind damit die Myonparameter bestimmt.

Parameter	Zentralwert	Fehler	Korrelationsmatrix									
z_mass	91.18943	.00312	1.000	.065	.136	.058	-.018	-.033	.013	-.050	-.010	
gz_tot	2.50286	.00414	.065	1.000	.538	-.530	-.255	-.200	-.006	-.006	-.010	
gz_hadr	1.75064	.00465	.136	.538	1.000	.268	-.427	-.349	.054	-.038	-.019	
ga_elec	-.501545	.000672	.058	-.530	.268	1.000	-.159	-.099	-.267	.080	-.013	
ga_muon	-.50132	.00138	-.018	-.255	-.427	-.159	1.000	.163	.110	-.389	.011	
ga_tau	-.50239	.00173	-.033	-.200	-.349	-.099	.163	1.000	-.023	.015	-.066	
gv_elec	-.04120	.00272	.013	-.006	.054	-.267	.110	-.023	1.000	-.330	.020	
gv_muon	-.03768	.00756	-.050	-.006	-.038	.080	-.389	.015	-.330	1.000	-.005	
gv_tau	-.03838	.00264	-.010	-.010	-.019	-.013	.011	-.066	.020	-.005	1.000	
* CHI2 / NDF: 163.814 / 168 => Probability: 57.685 %.												

zu Tabelle 8.1: EWAPIC Anpassung an L3 LEP I Fermionpaarmessungen

Parameter	Zentralwert	Fehler	Korrelationsmatrix									
z_mass	91.18949	.00311	1.000	.065	.116	.031	-.020					
gz_tot	2.50288	.00414	.065	1.000	.664	-.672	-.014					
gz_hadr	1.75099	.00378	.116	.664	1.000	-.093	.013					
ga_elec	-.501623	.000527	.031	-.672	-.093	1.000	-.225					
gv_elec	-.03965	.00170	-.020	-.014	.013	-.225	1.000					
* CHI2 / NDF: .930 / 4 => Probability: 92.024 %.												

zu Tabelle 8.2: EWAPIC Anpassung an L3 LEP I Fermionpaarmessungen

Parameter	Zentralwert	Fehler	Korrelationsmatrix									
z_mass	91.1963	.0133	1.000	.084	-.013	-.273						
gz_tot	2.4966	.0206	.084	1.000	-.938	-.063						
ga_elec	-.50076	.00189	-.013	-.938	1.000	-.105						
gv_elec	-.03997	.00383	-.273	-.063	-.105	1.000						
* CHI2 / NDF: 40.617 / 46 => Probability: 69.655 %.												

zu Tabelle 8.3: EWAPIC Anpassung an L3 LEP I Myonpaarmessungen

Parameter	Zentralwert	Fehler	Korrelationsmatrix					
z_mass	91.1988	.0134	1.000	.125	.130	.302	-.021	
gz_tot	2.4981	.0208	.125	1.000	.952	.113	.222	
rtxs_el	.14258	.00216	.130	.952	1.000	.117	.234	
rafb_el	.003460	.000704	.302	.113	.117	1.000	.160	
jafb_el	.8300	.0492	-.021	.222	.234	.160	1.000	
* CHI2 / NDF: .280 / 1 => Probability: 59.652 %.								

zu Tabelle 8.4: EWAPIC Anpassung an L3 LEP I Myonpaarmessungen

Parameter	Zentralwert	Fehler	Korrelationsmatrix					
z_mass	91.1735	.0496	1.000	-.329	-.360	-.963	.719	-.023
gz_tot	2.5025	.0224	-.329	1.000	.959	.374	-.180	.213
rtxs_el	.14309	.00236	-.360	.959	1.000	.407	-.201	.221
jtxs_el	.076	.136	-.963	.374	.407	1.000	-.685	.018
rafb_el	.003110	.000966	.719	-.180	-.201	-.685	1.000	.104
jafb_el	.8305	.0492	-.023	.213	.221	.018	.104	1.000
* CHI2 / NDF: 39.749 / 44 => Probability: 65.428 %.								

zu Tabelle 8.5: EWAPIC Anpassung an L3 LEP I Myonpaarmessungen

Parameter	Zentralwert	Fehler	Korrelationsmatrix					
z_mass	91.1985	.0230	1.000	-.071	-.082	-.813	.413	-.311
gz_tot	2.4951	.0210	-.071	1.000	.953	.177	.044	.249
rtxs_el	.14226	.00218	-.082	.953	1.000	.194	.042	.264
jtxs_el	.0049	.0527	-.813	.177	.194	1.000	-.299	.372
rafb_el	.003385	.000734	.413	.044	.042	-.299	1.000	-.004
jafb_el	.8025	.0426	-.311	.249	.264	.372	-.004	1.000
* CHI2 / NDF: 7.741 / 10 => Probability: 65.410 %.								

zu Tabelle 8.6: EWAPIC Anpassung an L3 LEP I+II Myonpaarmessungen

Literaturverzeichnis

- [1] J. Dalton, *A new System of Chemical Philosophy*, Part I (1808).
- [2] J.J Thomson, *Cathode Rays*, Phil. Mag. **44** (1897) 293 ; Nature **55** (1897) 453.
- [3] E. Rutherford, *The scattering of alpha and beta particles by matter and the structure of the atom*, Philosophical Magazine **21** (1911) 669.
- [4] W. Friedrich, P. Knipping, M.F.T. von Laue, *Interferenz-Erscheinungen bei Röntgenstrahlen*, Sitzungsberichte der Bayerischen Akademie der Wissenschaften, Math.-phys. Klasse (1912) 303.
- [5] P.A.M. Dirac, Proc.Roy.Soc. **A117** (1928) 610.
- [6] J. Chadwick, *Possible Existence of a Neutron*, Nature **129** (1932) 312.
- [7] *The Apparent Existence of Easily Deflectable Positives*, Science **76** (1932) 238.
- [8] C.D. Anderson, Phys. Rev. **51** (1937) 884;
J.C. Street, E.C. Stevenson, Phys. Rev. **52** (1937) 1003;
C.D. Anderson, S. Neddermeyer, Phys. Rev. **54** (1938) 88.
- [9] M. Gell-Mann, Y. Ne'eman, *The eightfold way*, W.A. Benjamin, New York, (1964);
G. Zweig, CERN-Report TH-401 (1964), TH-412 (1964).
- [10] J.C. Maxwell, *On a dynamical Theory of the Electromagnetic Field*, Phil. Trans. Roy. Soc. London **CLV** (1865) 459.
- [11] S. Tomonaga, Prog.Theor.Phys. **1** (1946) 27;
J. Schwinger, Phys.Rev. **74** (1948) 1439;
R.P. Feynman, Phys.Rev. **76** (1949) 769.
- [12] W. Pauli, *Neutrinohypothese in offenem Brief vom 12.4.1930*,
in: Aufsätze und Vorträge über Physik und Erkenntnistheorie, Die Wissenschaft **Bd. 115**, Vieweg-Verlag, Braunschweig (1961).
- [13] S.L. Glashow, Nucl. Phys. **22** (1961) 579;
A. Salam, J.C. Ward, Phys. Lett. **13** (1964) 168;
S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **19** (1967) 1264.

-
- [14] The Gargamelle Neutrino Collaboration, F.J. Hasert *et al*,
Search for Elastic Muon-Neutrino Electron Scattering, Phys. Lett. **B46** (1973) 121;
Observation of Neutrino like Interactions without Muon or Electron in the Gargamelle Neutrino Experiment, Phys. Lett. **B46** (1973) 138.
 - [15] P.W. Higgs, *Broken Symmetries, Massless Particles and Gauge Fields*, Phys. Lett. **12** (1964) 132;
P.W. Higgs, *Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons*, Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 508;
P.W. Higgs, *Spontaneous Symmetry Breakdown without Massless Bosons*, Phys. Rev. **145** (1966) 1156.
 - [16] H. Fritzsch, M. Gell-Mann, H. Leutwyler, *Advantages of the Color Octet Gluon Picture*, Phys. Lett. **B47** (1973) 365.
 - [17] R.P. Feynman, Phys. Rev. Lett. **23** (1969) 1415, *Photon-Hadron-Interactions*, W.A. Benjamin, New York (1972);
J.D. Bjorken, E.A. Paschos, Phys. Rev. **185** (1969) 1975;
S.D. Drell, T.M. Yan, Ann.Phys.(N.Y.) **66** (1971) 578;
P.V. Landshoff, J.C. Polkinghorne, R.D. Short, Nucl. Phys. **B28** (1971) 225;
P.V. Landshoff, J.C. Polkinghorne, Nucl. Phys. **B28** (1971) 240.
 - [18] O. Nachtmann, *Phänomene und Konzepte der Elementarteilchen Physik*, Vieweg, Braunschweig (1986).
 - [19] C. Caso *et al.*, *Review of Particle Physics*, Eur. Phys. J. **C3** (1998) 1.
 - [20] M. Steinhauer, *Leptonic Contribution to the Effective Electromagnetic Coupling Constant up to three Loops*, Phys. Lett. **B429** (1998) 158;
S. Eidelman, F. Jegerlehner, *Hadronic Contributions to g-2 of the Leptons and to the Effective Fine Structure Constant $\alpha(M(z)^{**2})$* , Z.Phys. **C67** (1995) 585;
H. Burkhardt, B. Pietrzyk, *Update of the Hadronic Contribution to the QED Vacuum Polarization*, Phys. Lett. **B356** (1995) 398.
 - [21] M.J.G. Veltman, *Limit on Mass Differences in the Weinberg Model*, Nucl. Phys. **B123** (1977) 89;
Second Threshold in Weak Interactions, Acta. Phys. Polon. **B8** (1977) 475.
 - [22] G. t'Hooft, *A Confrontation with Infinity* und
M.J.G. Veltman, *From Weak Interactions to Gravitation*,
Vorträge zum gemeinsam erhaltenen Nobelpreis für Physik "für ihre entscheidenden, die Quantenstruktur betreffenden Beiträge zur Theorie der elektroschwachen Wechselwirkung in der Physik" (1999).
 - [23] F.A. Berends, *Z Line Shape*, CERN Report **89-08 Vol.I** (1989) 89.

-
- [24] A. Leike, T. Riemann, J. Rose *S Matrix Approach to the Z Lineshape*, Phys. Lett. **B 273** (1991) 513;
T. Riemann, *Cross-Section Asymmetries around the Z Peak*, Phys. Lett. **B 293** (1992) 451.
- [25] R. Ley, <http://www.cern.ch/CERN/Divisions/PS/PSComplex/CERNAcc.html>
- [26] L. Arnaudon *et al.*, Phys. Lett. **B 284** (1992) 431;
L. Arnaudon *et al.*, *Accurate Determination of the LEP beam energy by Resonant Depolarization*, CERN-SL **94-71** (1994).
- [27] The Working Group on LEP energy, R. Assmann *et al.*, Z. Phys. **C 66** (1995) 567;
The Working Group on LEP energy, *LEP Energy Calibration in 1993, 1994 and 1995*, Internal Note **95-10**;
A. Drees, *LEP beam energy calibration in 1995*, 31st Rencontre de Moriond : '96 Electroweak Interactions and Unified Theories' Les Arcs, France ; 16 - 23 Mar 1996, Publ. in: Proceedings J Trần Thanh Vân Ed. Frontières, Gif-sur-Yvette, (1996) M92 67-72 ;
R.W. Assmann *et al.* (LEP Energy Working Group), *Calibration of centre-of-mass energies at LEP1 for precise measurements of Z properties*, Eur. Phys. J., **C6** (1999) 187.
- [28] The Working Group on LEP energy, *LEP Energy Calibration in 1996*, Internal Note **97-01**.
- [29] M. Acciarri *et al.*, *The L3 Silicon Micro-vertex Detector*, Nucl. Inst. Meth. **A 351** (1994) 300.
- [30] F. Beissel *et al.*, *Construction and Performance of the L3 Central Tracking Detector*, Nucl. Inst. Meth. **A 332** (1993) 33.
- [31] K. Deiters *et al.*, *Construction and Performance of a Large Cylindrical Wire Chamber with Cathode Readout*, Institut für Hochenergiephysik Zeuthen, PHE **91-015** (1991).
- [32] L3 Collab., B. Adeva *et al.*, *The L3 BGO Electromagnetic Calorimeter*, Nucl. Inst. Meth. **A 265** (1988) 252.
- [33] L3 Collab., G. Basti *et al.*, *The L3 lead-scintillating fiber calorimeter*, Nucl. Inst. Meth. **A 374** (1996) 293.
- [34] L3 Collab., O. Adriani *et al.*, Physics Reports **236** (1993) 1.
- [35] U. Uwer, *Aufbau und Eichung der Szintillationszähler des L3-Experiments*, Diplomarbeit, III. Phys. Inst. RWTH Aachen (1990).
- [36] L3 Collab., O. Adriani *et al.*, *Hadron Calorimetry in the L3 Detector*, Nucl. Inst. Meth. **A 302** (1991) 53.

-
- [37] I.C. Brock *et al.*, *Luminosity Measurement in the L3 Detector at LEP*, CERN-PPE **96-89** (1996);
M. Acciarri *et al.*, *Luminosity Measurement in the L3 Detector at LEP*, Nucl. Inst. Meth. **A 381** (1996) 236.
- [38] L3 Collab., M. Acciarri *et al.*, Z. Phys. **C 62** (1994) 551;
I.C. Brock, *et al.*, Nucl. Inst. Meth. **A 381** (1996) 236.
- [39] L3 Collab., B. Adeva *et al.*, *Muon Detection in the L3 Experiment at LEP*, Nucl. Inst. Meth. **A 277** (1989) 187;
L3 Collab., B. Adeva *et al.*, *Test Results of the L3 Precision Muon Detector*, Nucl. Inst. Meth. **A 289** (1990) 335.
- [40] L3 Collab., A. Adam *et al.*, *The Forward Muon Detector of L3*, Nucl. Inst. Meth. **A 383** (1996) 342.
- [41] R. Santonico, R. Cardarelli, Nucl. Inst. Meth. **A 187** (1981) 377.
- [42] J. Berdugo, C. Burgos, M. Cerrada, K. Deiters, M. Fabre, W. Lustermann, A. Robohm, W. van Rossum, *The Alignment of the Forward-Backward Muon Chambers*, L3 Note **1909** (1995);
J. Berdugo, C. Burgos, M. Cerrada, K. Deiters, M. Fabre, W. Lustermann, A. Robohm, W. van Rossum, *The Alignment of the L3 Forward-Backward Muon Chambers at LEP 200*, Nucl. Inst. Meth. **A 384** (1997) 364.
- [43] X.D. Cai, *Data Acquisition and Trigger System in the L3 Experiment*, Dissertation, Université de Savoie (Chambéry/Annecy) (1994).
- [44] P. Bene *et al.*, *First Level Charged Particle Trigger for the L3 Detector*, Nucl. Inst. Meth. **A 306** (1991) 150.
- [45] Y. Bertsch *et al.*, *The Second Level Trigger of the L3 Experiment*, Nucl. Inst. Meth. **A 340** (1994) 309.
- [46] C. Dionisi *et al.*, *The Third Level Trigger System of the L3 Experiment at LEP*, Nucl. Inst. Meth. **A 306** (1991) 150.
- [47] J. Perrier, *Level-1 TEC Trigger*, L3 Note **622** 1989.
M. Bourquin *et al.*, *First - Level Charged Particle Trigger for the L3 Detector*, Nucl. Inst. Meth. **A 306** (1991) 151; L3 Note **1014** (1990).
- [48] R. Bizzari *et al.*, *The L3 Energy Trigger*, Nucl. Inst. Meth. **A 283** (1989) 799;
P. Bagnaia *et al.*, *The First Level Energy Trigger of the L3 Experiment*, Nucl. Inst. Meth. **A 324** (1993) 101;
P. Bagnaia *et al.*, *The L3 Energy Trigger for the LEP 8 bunch operation*, Nucl. Inst. Meth. **A 323** (1992) 528.
- [49] M. Fukushima, *L3 Level 1 Muon Trigger*, L3 Note **515** (1987);
T.S. Dai, M. Fukushima, *L3 Level 1 Muon Trigger Schematics*, L3 Note **668** (1989).

- [50] G. Carlino, P. Paolucci, D. Piccolo, *The forward-backward Trigger Efficiency*, L3 Note **1951** (1996).
- [51] J. Swain, L. Taylor, *L3 Computing Guide*, Northeastern University **NUB-3065** (1993).
- [52] R. Brun *et al.*, *GEANT*, CERN DD/EE/84-1 (Revised), 1987
GEANT Version 3.16 (1993) wird benutzt.
- [53] F.A. Berends, P.H. Daverfeldt, R. Kleiss, Nucl. Phys. **B 253** (1985) 441.
- [54] T. Sjöstrand, *PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4 Physics and Manual*, CERN-TH **7112/93** (1993), Comp. Phys. Comm. **82** (1994) 74.
- [55] F. James, M. Roos, *MINUIT, Function Minimization and Error Analysis*, CERN Program Library Long Writeup **D506** (1992).
- [56] M. Skrzypek, S. Jadach, W. Placzek, Z. Was, Comp. Phys. Comm. **94** (1996) 216;
M. Skrzypek, S. Jadach, M. Martinez, W. Placzek, Z. Was, Phys. Lett. **B 372** (1996) 289.
- [57] S. Jadach, B.F.L. Ward, Z. Was, Comp. Phys. Comm. **79** (1994) 503.
- [58] D. Bardin *et al.*, *An Analytical Program for Fermion Pair Production in e^+e^- annihilation*, CERN-TH **6443/92** (1992).
- [59] EWAPIC ist eine von C. Paus weiter entwickelte Version des Programmpaketes FUNPLO von J. Rose and T. Hebbeker. Eine Beschreibung findet sich in:
C. Paus, *Measurement of the Hadron Cross Section with the L3 Detector and Determination of Standard Model Parameters*,
Dissertation, III.Phys.Inst. RWTH Aachen (1996).
- [60] S. Kirsch, T. Riemann, Phys. Comm. **88** (1995) 89.
- [61] ALEPH Collaboration, *Preliminary results from the 130/136 GeV LEP run with ALEPH*, presented by G. Rolandi at CERN Particle Physics Seminar, CERN PRE 95-003;
ALEPH Collaboration, D. Buskulic *et al.*, *Four-jet final state production in e^+e^- collisions at centre of mass energies of 130 and 136 GeV*, Z. Phys. **C 71** (1996) 179;
ALEPH Collaboration, R. Barate *et al.*, *Four-jet final state production in e^+e^- collisions at centre-of-mass energies ranging from 130 to 184 GeV*, Phys. Lett. **B 420** (1998) 196.
- [62] S. Roth, *Messung der Myonpaarproduktion und ihrer Strahlungskorrekturen mit dem L3-Detektor bei LEP*,
Dissertation, III.Phys.Inst. RWTH-Aachen, PITHA 97/10 (Januar 1997).

-
- [63] M.A. Geitz, *Investigation of Environmental Effects on the LEP Beam Energy*, Diplomarbeit, III.Phys.Inst. RWTH-Aachen, PITHA 96/14 (Januar 1996).
- [64] R. Bock, *Messung der Myonpaarproduktion im Prozeß $e^+e^- \rightarrow Z^0, \gamma \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$ im Kleinwinkelbereich*, Dissertation, I.Phys.Inst. RWTH-Aachen, PITHA 98/15 (Januar 1998).
- [65] A. Robohm, *Measurement of muon-pair production with the L3 experiment*, Dissertation, ETH Zürich, (1998).
- [66] C. Schäfer, *Measurement of Bhabha Scattering at Center-of-Mass Energies between 89 GeV and 183 GeV with the L3 Detector at LEP*, Dissertation, III.Phys.Inst. RWTH-Aachen, (Juni 1999).
- [67] The LEP Electroweak Working Group and the SLD Heavy Flavour and Electroweak Groups, D. Abbaneo *et al.*, *A Combination of Preliminary Electroweak Electroweak Measurements and Constraints to the Standard Model*, CERN-EP/2000-022.
- [68] L3 Collab., M. Acciarri *et al.*, *Measurement of Hadron and Lepton-Pair Production at $130 \text{ GeV} < \sqrt{s} < 140 \text{ GeV}$ at LEP*, CERN-PPE/95-191, Phys. Lett. **B370** (1996) 195.
- [69] L3 Collab., M. Acciarri *et al.*, *Measurements of Cross Sections and Forward-Backward Asymmetries at the Z Resonance and Determination of Electroweak Parameters*, CERN-EP/2000-022, akzeptiert von European Physical Journal C.
- [70] CDF Collaboration, F. Abe *et al.*, Phys. Rev. Lett. **73** (1994) 225;
CDF Collaboration, F. Abe *et al.*, Phys. Rev. **D 50** (1994) 2966.

Abbildungsverzeichnis

2.1	Born-Level Feynman-Diagramm für $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$	10
2.2	Feynman-Diagramm mit Photonabstrahlung	12
2.3	Feynman-Graph der Vakuumpolarisation	12
2.4	Feynman-Graph der Vertexkorrekturen	12
2.5	Feynman-Diagramm für Box-Graphen	12
2.6	Der totale Wirkungsquerschnitt	14
2.7	LEP II Kinematik	17
3.1	CERN-Beschleuniger	19
3.2	LEP Strahlstruktur	21
3.3	L3-Detektor	23
3.4	Innerer L3-Detektor	24
3.5	Zeitauflösung der Barrel- und Endkappenszintillatoren	27
3.6	Myon-Impulsmessung	29
3.7	FB-Myonkammer-System	30
3.8	FB-Kammermodul	30
3.9	FB-Kammerzelle	31
3.10	Zeitauflösung des FB-RPC Systems	32
3.11	L3-Myonkammersystem in Seitenansicht	32
3.12	Myonkammer-Effizienz und -Impulsauflösung	34
5.1	L3 Myonpaar	40
5.2	L3 Myonpaar	41
5.3	Zum Z zurückgestrahltes LEP II Ereignis	44
5.4	Schnitt auf maximalen Myonimpuls	45
5.5	Ereignis-Akollinearität und -Akoplanarität	46
5.6	Vertexabstand-Schnitt	47
5.7	Flugzeitschnitt	48
5.8	Multiplizitätsschnitte	49
5.9	Äußerer Akzeptanzbereich	50
5.10	Innerer Akzeptanzbereich	50
5.11	Flugzeitdifferenz	52
5.12	LEP II reduzierte Schwerpunktsenergie bei $\sqrt{s} = 183$ GeV	53
5.13	LEP II reduzierte Schwerpunktsenergie bei $\sqrt{s} = 130 - 172$ GeV	54
5.14	LEP I Myonpolarwinkel	56

5.15	LEP II Myonpolarwinkel	58
6.1	LEP I Vertex-Zeit vs. Vertex-Abstand	61
6.2	LEP I Trigger-Ineffizienz	65
6.3	Myonpaar Wirkungsquerschnitte	72
7.1	KORALZ Polarwinkel der inklusiv selektierten LEP II Myonen . . .	74
7.2	TEC μ^- Identifizierung mit $\bar{\phi}$ und ρ	75
7.3	LEP I Myonimpulsrekonstruktion	76
7.4	Korrelation von $\Delta\rho$ gegen $\Delta\phi$	77
7.5	Ladungstrennung mit der TEC	78
7.6	Myonpaar-Asymmetrien	85
7.7	Differentieller LEP I Myonpaarwirkungsquerschnitt	87
7.8	Differentieller LEP II 97h1 Myonpaarwirkungsquerschnitt	89
8.1	Korrelation von $\bar{g}_v$ gegen $\bar{g}_a$	93
8.2	Korrelation von j_μ^{tot} gegen M_Z	96

Tabellenverzeichnis

2.1	Der Fermionsektor des Standardmodells	9
2.2	Der Bosonsektor des Standardmodells	9
3.1	LEP-Parameter	20
3.2	LEP Schwerpunktsenergie-Fehler	23
3.3	Die analysierten Datenperioden	35
4.1	Verwendete Ereignisgeneratoren	38
5.1	Analysierte 95pk Daten	51
5.2	selektierte LEP I Myonpaarereignisse	55
5.3	selektierte Ereignisse LEP II	57
6.1	analysierte Luminosität	60
6.2	LEP I Untergrund und Selektionseffizienz	62
6.3	LEP II inklusiv selektierter Untergrund	62
6.4	LEP II exklusiv selektierter Untergrund	63
6.5	Triggereffizienzen der LEP I Datenperioden	64
6.6	Vergleich der Myon- und MIP-Selektion	66
6.7	ISR-FSR-Interferenz-Korrekturfaktoren bei exkl. LEP II Selektion . .	69
6.8	Systematische Fehler der Wirkungsquerschnittsbestimmung	70
6.9	Die totalen Myonpaarproduktion-Wirkungsquerschnitte	71
7.1	Ladungsfehlmessung der Myonkammer-Impulsrekonstruktion	77
7.2	LEP II inklusiv A/FB Raumwinkel-Extrapolation	79
7.3	Asymmetrie-Untergrundkorrektur	81
7.4	Detektorinduzierte Asymmetrie	82
7.5	Systematische Fehler der inklusiven LEP II Asymmetriebestimmung .	82
7.6	Systematische Fehler der LEP II Asymmetriebestimmung	83
7.7	Myonpaar-Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrien 1995-1997	84
7.8	LEP I differentieller Wirkungsquerschnitt	86
7.9	LEP II differentieller Wirkungsquerschnitt	88
8.1	9-Param. $\bar{g}_a \bar{g}_v$ Anpassung an L3 LEP I Fermionpaarmessungen . . .	92
8.2	5-Param. $\bar{g}_a \bar{g}_v$ Anpassung an L3 LEP I Fermionpaarmessungen . . .	92
8.3	4-Param. $\bar{g}_a \bar{g}_v$ Anpassung an L3 LEP I Myonpaarmessungen	94
8.4	5-Param. S-Matrix Anpassung an L3 LEP I Myonpaarmessungen . .	94

8.5	6-Param. S-Matrix Anpassung an L3 LEP I Myonpaarmessungen . .	95
8.6	6-Param. S-Matrix Anpassung an L3 LEP I+II Myonpaarmessungen	95
A.1	EWAPIC Ausgabe zu Tabelle 8.1	106
A.2	EWAPIC Ausgabe zu Tabelle 8.2	106
A.3	EWAPIC Ausgabe zu Tabelle 8.3	106
A.4	EWAPIC Ausgabe zu Tabelle 8.4	107
A.5	EWAPIC Ausgabe zu Tabelle 8.5	107
A.6	EWAPIC Ausgabe zu Tabelle 8.6	107

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich schließlich bei all denen bedanken, ohne deren Hilfe und Unterstützung diese Arbeit nicht zustandegekommen wäre.

Mein Doktorvater Prof. Dr. D. Schmitz hat es mir ermöglicht, mich am Ausbau des L3-Detektors zu beteiligen. Mit seiner geduldigen Betreuung hat er auch mich nach dem Bau, der Installation und der Datenauswertung von der Funktionstüchtigkeit des L3 Vorwärtsmyonkammersystems überzeugt und so meiner Dissertation zu einem Abschluß verholfen. Für die Übernahme des Koreferats danke ich Prof. Dr. K. Lübelmeyer, der die Entwicklung der FB-Myonkammern in Aachen mitinitiierte. Für die Montage der Kammern gilt mein Dank den mechanischen und elektronischen Werkstätten, sowie Olaf Syben und Manfred Sassowsky die unter Leitung von Prof. Dr. A. Böhm den Teststand zur Qualitätskontrolle aufgebaut hatten.

In Genf war es Ralf Bock, der mir bei der Einarbeitung half, um seine Arbeit in der L3-Myonkammergruppe fortsetzen und weitere Aufgaben übernehmen zu können. Für die Beantwortung aller Fragen zur Myonkammerhardware und die Unterstützung bei den Umbauarbeiten der L3-Myonkammersoftware danke ich Michel Fabre und Paul de Jong. Ein offenes Ohr hatten weiterhin meine Genfer Bürokollegen Alfons Weber und Christoph Schäfer sowie mein Studienfreund Ulrich Uwer, der die Koordination der L3-Fermionpaargruppe übernommen hatte. Die Myonpaaranalyse im Rahmen dieser Gruppe geschah in enger Zusammenarbeit mit Arne Robohm, der nach meiner Rückkehr nach Aachen die für meine Analyse vor Ort noch notwendige Datenverarbeitung abschloß. Um den dafür notwendigen stabilen Rechner- und Netzbetrieb am Cern und in Aachen sorgten sich Mehnaz Hafeez und Rolf Steinberg. Jederzeit diskussionsbereit bezüglich der Standardmodellinterpretation meiner Meßergebnisse fand ich Joachim Mnich und Martin Grünewald, der mir auch eine lauffähige EWAPIC-Version zusammenstellte.

Für die Durchsicht des Manuskripts inklusive der konstruktiven Änderungsvorschläge danke ich Georg Schwering und Thomas Kirn. Letzterem gebührt weiterhin der Dank für die seit Diplomzeiten und auch jetzt im AMS-Projekt bewährte Zusammenarbeit im gemeinsamen Büro. Immer aufmunternd ist mir sein Kaffee, verbunden mit den kontemplativen Pausen vor der Dartscheibe, die – dann an der Tafel – die Lösung für so manches Analyseproblem brachten.

Meine Freundin Katharina Schwabe, die zeitgleich ihre Diplomarbeit schuf, war mir während des Verfassens der Dissertation der Ansporn, meine Prüfung noch vor ihrer abzuschließen. Den Professoren Dr. G. Flügge und Dr. G. Roepstorff danke ich, dieses terminlich noch ermöglicht zu haben.

Meine Eltern schließlich unterstützten fortwährend meine wissenschaftlichen Ambitionen und haben nun nach meinem Großonkel wieder einen promovierten Physiker in der Familie.

Tabellarischer Lebenslauf

Name:	Thorsten Siedenburg
Geburtsdatum:	31. August 1965
Geburtsort:	Varel
Eltern:	Gudrun Siedenburg geb. Wolf Peter Siedenburg
1971-1972	Erstes Schuljahr auf der Grundschule Glarum
1972-1975	2. bis 4. Schuljahr auf der Deutschen Auslandsschule in Brüssel
1975-1981	Unter- und Mittelstufe auf dem Goethe-Gymnasium in Flensburg
1981-1984	Oberstufe auf der Deutschen Auslandsschule in London
Mai 1984	Erwerb der Allgemeinen Hochschulreife
1984-1985	Wehrdienst
April 1986	Immatrikulation zum Physikstudium an der RWTH Aachen
Oktober 1987	Vordiplom in Physik
November 1991	Diplomarbeit in Experimentalphysik am I. Physikalischen Institut der RWTH Aachen (Prof. Dr. D. Schmitz)
Februar 1994	Abschluß: Diplom-Physiker
ab Februar 1994	Wissenschaftlicher Mitarbeiter am I. Physikalischen Institut der RWTH Aachen
1995-1997	Aufenthalt am Europäischen Forschungszentrum für Hochenergiephysik CERN