

Messung der Resonanzkurve des Z -Bosons
in der Elektron-Positron-Vernichtung
mit dem ALEPH-Detektor

Dissertation
zur Erlangung des Grades
"Doktor der Naturwissenschaften"
am Fachbereich Physik
der Johannes Gutenberg-Universität
in Mainz

Lothar A.T. Bauerdick
geboren in Dortmund

Mainz 1990

1. Gutachter: Prof. Dr. K. Kleinknecht
2. Gutachter: Prof. Dr. T. Walcher

Tag der Einreichung: 25. Juni 1990
Tag der mündlichen Prüfung: 19. Oktober 1990

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung und Zusammenfassung	1
2	Experimenteller Aufbau	5
2.1	Der Elektron-Positron-Speicherring LEP	5
2.2	Das LEP-Experiment ALEPH	5
2.2.1	Inner Tracking Chamber (ITC)	7
2.2.2	Time Projection Chamber (TPC)	8
2.2.3	Elektromagnetisches Kalorimeter (ECAL)	13
2.2.4	Spule und Magnet	13
2.2.5	Hadronkalorimeter (HCAL)	13
2.2.6	Luminositätskalorimeter (LCAL)	14
2.2.7	Trigger	14
2.3	Datennahme und Rekonstruktion	15
3	Datenauswertung	17
3.1	Hadronische Endzustände	17
3.1.1	Auswahl der Hadronereignisse	17
3.1.2	Monte-Carlo-Simulation von Hadronereignissen	19
3.1.3	Bestimmung der Akzeptanz für Hadronereignisse	20
3.1.4	Systematische Fehler auf die Akzeptanz	21
3.1.5	Untergrundereignisse	24
3.1.6	Trigger für Hadronereignisse	26
3.1.7	Zusammenfassung der Akzeptanz- und Effizienzbestimmung	29
3.2	Luminositätsmessung	30
3.2.1	Luminositätskalorimeter (LCAL)	30
3.2.2	Trigger für BHABHA-Ereignisse	31
3.2.3	Auswahl der BHABHA-Ereignisse	32
3.2.4	Bestimmung des Untergrunds aus zufälligen Koinzidenzen	37
3.2.5	Effektiver BHABHA-Wirkungsquerschnitt	38
3.2.6	Systematische Fehler der Luminositätsmessung	40
3.3	Auswahl der verwendeten Daten und Konsistenzüberprüfungen	43
3.4	Wirkungsquerschnitte und Strahlenergie	46
4	Anpassung der Z-Parameter an die Resonanzkurve	50
4.1	Theoretische Vorhersage der Z-Resonanzkurve	50
4.1.1	Ansatz für eine Modell-unabhängige Resonanzkurve	51
4.1.2	Der Wirkungsquerschnitt im Standard-Modell	54
4.1.3	Analytische Näherungsformeln und Programme	57
4.2	Durchführung der Anpassung	57

5	Ergebnisse der Wirkungsquerschnittsmessung	60
5.1	Parameter des Z-Bosons	60
5.2	Anzahl der Neutrino-Generationen	63
5.3	Vergleich mit Ergebnissen anderer Experimente	64
5.4	Parameter des Standard-Modells	64
5.5	Zusammenfassung und Ausblick	68
A	Messung des ALEPH-Magnetfeldes	70
A.1	Anforderungen an das Magnetfeld	70
A.2	Ergebnisse der Messung	71
A.3	Meßapparatur und Datennahme	72
A.4	Rekonstruktion der Feldkarte	75
A.4.1	Direkte Bestimmung von B_z , B_ϕ und B_r	75
A.4.2	Bestimmung von B_ϕ und B_r aus B_z	82
B	Datenerfassungssystem der TPC	92
B.1	FASTBUS-System	92
B.2	TPC-Trigger	92

1 Einleitung und Zusammenfassung

Das Z -Boson wurde 1973 zum ersten Mal nachgewiesen durch die Entdeckung der neutralen Ströme im Neutrino-Streuungsexperiment GARGAMELLE am CERN, in dem Prozeß $\bar{\nu}_\mu e \rightarrow \bar{\nu}_\mu e$ [1]. Damit wurde aus der 1967/68 entwickelten $SU(2) \times U(1)$ -Theorie von Glashow, Salam und Weinberg [2] das Standard-Modell der elektroschwachen Wechselwirkung. Von 't Hooft wurde 1971 gezeigt, daß die Theorie renormierbar ist [3]. Zum ersten Mal gab es eine konsistente Feldtheorie, die elektromagnetische und schwache Wechselwirkung vereinheitlicht.

Die Überträger der elektroschwachen Wechselwirkung sind neben dem Photon das neutrale Z -Boson und die geladenen W -Bosonen. Die Massen dieser Teilchen bestimmen die Stärke der Kopplungen und können daher zu $M_W \approx 80.2 \pm 1.1$ GeV und $M_Z \approx 91.6 \pm 0.9$ GeV vorausgesagt werden, aus der Messung der elektromagnetischen Kopplungskonstanten α in der THOMSON-Streuung, der FERMI-Konstanten G_μ aus dem Myon-Zerfall und des elektroschwachen Mischungswinkel $\sin^2 \theta_W$ aus der relativen Stärke der neutralen und geladenen Ströme in Neutrino-Streuungsexperimenten. Noch bevor die Vektorbosonen 1983 am $p\bar{p}$ -Beschleuniger SPS zum ersten Mal direkt beobachtet wurden [4] und ihre Massen gemessen wurden, begann 1976 die Planung eines e^+e^- -Speicherringes für die direkte Erzeugung von Z -Bosonen und die Paarerzeugung von W -Bosonen. Ende 1981 wurde das Projekt LEP, der *Large Electron Positron collider*, vom CERN Council genehmigt. In der ersten Ausbaustufe sollte die Strahlenergie bis 60 GeV betragen und in der zweiten Ausbaustufe durch den Einbau von supraleitenden Kavitäten für die Beschleunigungsstrecken auf 100 GeV gesteigert werden. Der Ring mit einem Umfang von 27 km wurde zwischen Genfer See und Jura Gebirge unterirdisch gebaut und 1989 fertig gestellt.

Gleichzeitig wurde am SLAC der *Stanford Linear Collider* SLC gebaut, der im Frühsommer 1989 die ersten Z -Bosonen in e^+e^- -Kollisionen erzeugte. Noch vor der Fertigstellung von LEP konnte die MARK-II-Kollaboration mit 106 beobachteten Z -Zerfällen die Masse des Z -Bosons auf $M_Z = (91.11 \pm 0.23)$ GeV und seine Zerfallsbreite auf $\Gamma_Z = (1.61^{+0.60}_{-0.43})$ GeV festlegen [5]. Ebenso wurde von der CDF-Kollaboration der Meßwert für die Z -Masse von $p\bar{p}$ -Experimenten auf $M_Z = (90.9 \pm 0.3_{\text{stat}} \pm 0.2_{\text{Skala}})$ GeV verbessert und die Breite zu $\Gamma_Z = (3.8 \pm 0.8 \pm 1.0)$ GeV gemessen [6].

Ziele des LEP-Projektes

Die Vorbereitungen für das LEP-Projekt bedeuteten auch einen Schritt vorwärts für das Verständnis der Physik des Standard-Modells. Im Jahre 1985 wurde ein erstes "*LEP physics Jamboree*" abgehalten, das 1986 in einem umfangreichen Report resultierte [7]. Im LEP-200-Workshop 1986 [8] wurden die Ziele der Physik mit LEP bei 200 GeV Schwerpunktsenergie untersucht. 1988 wurden die experimentellen Möglichkeiten, die longitudinale Polarisierung der Teilchenstrahlen im Beschleuniger eröffnen, in einem Workshop untersucht [9]. Schließlich wurde 1989 ein weiteres Workshop abgehalten, in dem das angesammelte Wissen über LEP-Physik, insbesondere auch die Ergebnisse der vorbereitenden Rechnungen wie Strahlungskorrekturen und Ereignisgeneratoren zusammengefaßt dargestellt wurden [10].

Die vordringlichsten Ziele der e^+e^- -Experimente sind es, Präzisionsmessungen der Parameter des Standard-Modells durchzuführen und nach Signalen für neue Physik zu suchen. Offensichtlich gilt es zunächst, die Eigenschaften des Z -Bosons genau zu messen, also seine Masse und Zerfallsbreite, sowie die Verzweungsverhältnisse in einzelne Endzustände. Gleichzeitig kann damit die Frage geklärt werden, wieviele verschiedene Arten von leichten Neutrinos es gibt.

Im Standard-Modell der elektroschwachen Wechselwirkung gibt es nur wenige freie Parameter. Die bei LEP vorgenommenen Messungen, zusammen mit den Ergebnissen anderer Experimente, wie den Neutrino-Streuungs- und den $p\bar{p}$ -Experimenten, sowie den Präzisionsmessungen von Kopplungen und Asymmetrien bei niedrigen Energien, erlauben es, Vorhersagen des Standard-Modells zu testen und seine Konsistenz zu überprüfen.

Messung der Zerfälle des Z -Bosons in Hadronen

In dieser Arbeit wird die Messung der Eigenschaften des Z -Bosons mit Zerfällen in Hadronen beschrieben. Die Z -Resonanzkurve wird ausgemessen, indem der Wirkungsquerschnitt des Prozesses $e^+e^- \rightarrow \text{Hadronen}$ bei LEP-Energien bestimmt wird. Mit etwa 24 000 Hadronereignissen und einer integrierten Luminosität von etwa 1.2 nb^{-1} werden die Wirkungsquerschnitte auf 11 verschiedenen Schwerpunktsenergien zwischen 88 GeV und 95 GeV gemessen. Die Daten wurden in der ersten Runperiode von LEP, von September bis Dezember 1989, genommen.

Die Ergebnisse der ALEPH-Kollaboration aus der Messung des Wirkungsquerschnitts für Hadronereignisse wurde für die ersten Daten vom September 1989 mit 3300 Hadronereignissen in der Referenz [13] veröffentlicht. Das Hauptergebnis war, daß die Anzahl der Neutrino-Generationen zu 3.27 ± 0.30 bestimmt wurde und damit die Existenz einer vierten Generation von Neutrinos mit einer Konfidenz von 99.2 % ausgeschlossen werden konnte. In der Periode bis November 1989 wurden insgesamt etwa 18 500 Hadronereignisse angesammelt und die Resultate in [12] veröffentlicht. Eine genauere Diskussion der Analysemethoden und die Ergebnisse von den in den Runperioden 1989 und bis Mai 1990 genommenen Daten, zusammen mit den Ergebnissen aus den Zerfällen des Z -Bosons nach Leptonen, wird in Kürze veröffentlicht werden [14]. Die hier vorgestellte Arbeit ist eine unabhängig vorgenommene Analyse der Daten aus der Runperiode 1989, die das Ergebnis in Referenz [14] bestätigt.

Zusammenfassung

Nach einer kurzen Beschreibung des ALEPH-Detektors und der Datennahme wird die Auswertung der Daten erläutert. Die Messung des Hadronwirkungsquerschnitts und Tests auf systematische Fehler der Ergebnisse werden dargestellt. Aus der Form der Resonanzkurve werden die Masse M_Z , die Zerfallsbreite Γ_Z und die Höhe der Resonanz σ_{had}^0 des Z -Bosons ermittelt. Die dafür verwendeten theoretischen Modelle werden kurz diskutiert. Die Ergebnisse lauten

$$\begin{aligned} M_Z &= (91.207 \pm 0.022_{\text{ALEPH}} \pm 0.030_{\text{LEP}}) \text{ GeV} \\ \Gamma_Z &= (2.555 \pm 0.048) \text{ GeV} \\ \sigma_{\text{had}}^0 &= (41.85 \pm 0.78) \text{ nb.} \end{aligned}$$

Die partiellen Zerfallsbreiten des Z -Bosons werden gemessen zu

$$\begin{aligned} \Gamma_{\text{had}} &= (1.809 \pm 0.039) \text{ MeV} \\ \Gamma_{\text{inv}} &= (0.489 \pm 0.035) \text{ MeV.} \end{aligned}$$

Der Vergleich mit den Vorhersagen des Standard-Modells erlaubt es, die Anzahl der Neutrino-Generationen zu bestimmen,

$$N_\nu = 2.93 \pm 0.14.$$

Eine vierte Neutrino-Generation kann mit einer Konfidenz von $> 99.9\%$ ausgeschlossen werden.

Im Standard-Modell lassen sich mit diesen Ergebnissen die Masse des W -Bosons sowie der schwache Mischungswinkel angeben und Grenzen auf die Masse des Top-Quarks bestimmen,

$$\begin{aligned} M_W &= (80.18 \pm 0.24) \text{ GeV} \\ \sin^2 \theta_W(M_Z^2) &= 0.2304 \pm 0.0023_{\text{exp}} \pm 0.0003_{M_H} \\ m_t &< 224 \text{ GeV} \quad \text{mit } 99\% \text{ Konfidenzniveau.} \end{aligned}$$

Im Anhang wird auf einige experimentelle Aspekte des zentralen Spurdetektors eingegangen. Um Fehler bei der Abbildung und Impulsmessung von Spuren in der Zeit-Projektionskammer TPC zu minimieren ist die Kenntnis von Feldverzerrungen entscheidend. Die Messung des Magnetfeldes des ALEPH-Detektors und die Rekonstruktion einer Feldkarte wird beschrieben. Des weiteren werden Einzelheiten des Datenerfassungssystems der TPC dargestellt.

2 Experimenteller Aufbau

2.1 Der Elektron-Positron-Speicherring LEP

Der Elektron-Positron-Speicherring LEP ist mit einem Umfang von 27 km für Kollisionen von Elektronen und Positronen bei Schwerpunktsenergien bis $\sqrt{s} = 110 \text{ GeV}$ ausgelegt. Durch den Einbau von supraleitenden Beschleunigungskavitäten soll in einer zweiten Ausbaustufe die Erhöhung der maximalen Schwerpunktsenergie auf $\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}$, also oberhalb der Schwelle für die Paarproduktion von W -Bosonen, möglich werden. Im jetzigen Betrieb laufen jeweils vier Strahlpakete von Elektronen und Positronen in entgegengesetzter Richtung durch eine gemeinsame Strahlröhre. Sie werden in den Wechselwirkungszonen der vier LEP-Experimente zur Kollision gebracht. Die Design-Luminosität für $\sqrt{s} = 91 \text{ GeV}$ beträgt $1.7 \times 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$.

Bereits in der ersten Runperiode, von September bis Dezember 1989, wurden Luminositäten von $4.9 \times 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ erreicht. Die typischen Strahlströme waren 1 mA bis 1.5 mA bei einer β -Funktion von $\beta = 7 \text{ cm}$ an den Wechselwirkungspunkten. Dies wird durch die Benutzung von supraleitenden Quadrupolmagneten direkt in den Experimenten möglich. Die Lebensdauer einer LEP-Füllung betrug durchschnittlich $\approx 10 \text{ h}$.

Die ersten Ereignisse von Zerfällen von Z -Bosonen wurden im August 1989 beobachtet. Während der Runperiode 1989 wurde die Schwerpunktsenergie systematisch zwischen einzelnen Füllungen verändert, um die Resonanzkurve des Z -Bosons zu messen. Es wurden Daten auf 11 verschiedenen Energien zwischen $\sqrt{s} = 88 \text{ GeV}$ und $\sqrt{s} = 95 \text{ GeV}$ genommen. Die in dieser Periode von ALEPH gesammelte integrierte Luminosität betrug etwa 1.2 pb^{-1} .

Um in Zukunft die Luminosität weiter erhöhen zu können, plant LEP den Betrieb mit mehr als vier Strahlpaketen. Zunächst ist an die Verdoppelung der Anzahl auf 8, später auf 32, gedacht. Dies erfordert allerdings wegen der Veränderung der Strahlkreuzungsfrequenz Modifikationen an der Auslese der Detektoren.

2.2 Das LEP-Experiment ALEPH

In einem *letter of intent* wurden erste Vorschläge für das Experiment ALEPH (*A detector for LEP physics*) ausgearbeitet, das am 18. November 1982 als eines von vier LEP-Experimenten akzeptiert wurde. Design-Ziel für den Detektor war es, von den komplexen Ereignissen von Elektron-Positron-Wechselwirkungen im Energiebereich von 90 GeV bis 200 GeV bei Luminositäten von $10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ möglichst viel Information zu sammeln. Die Hauptmerkmale des ALEPH-Detektors sind

- Abdeckung eines Raumwinkels von fast 4π ;
- sehr gute Spurrekonstruktion für geladene Teilchen und sehr gute Impulsauflösung;
- hohe Granularität, um einzelne Teilchen in Jets auflösen zu können.

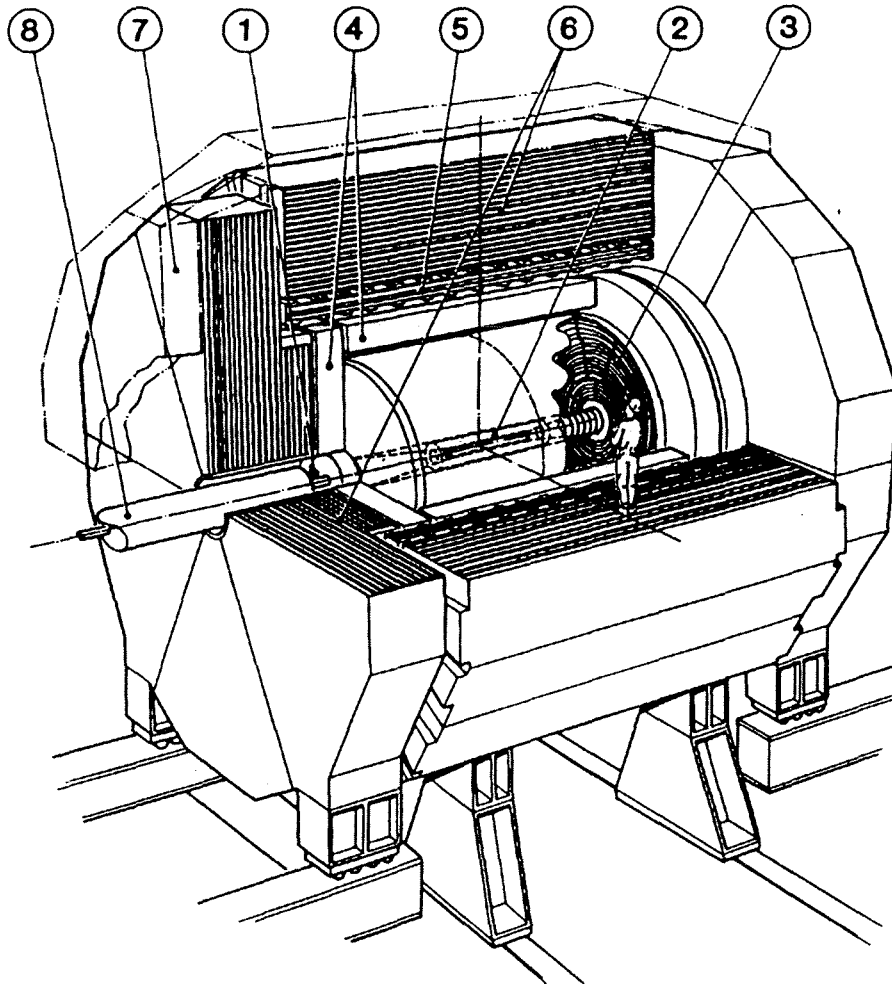


Abb. 2.1: Der ALEPH-Detektor. Die Einzelkomponenten sind mit Zahlen bezeichnet: (1) Luminositätsdetektoren, (2) Vertexdetektor und ITC, (3) zentraler Spurdetektor TPC, (4) elektromagnetisches Kalorimeter, (5) supraleitende Spule mit Kryostaten, (6) Hadronkalorimeter, (7) Myonkammern, (8) supraleitende Quadrupole.

Der Aufbau des ALEPH-Detektors ist in Abb. 2.1 gezeigt. Für die Beschreibung wird ein Zylinderkoordinatensystem (z, r, ϕ) mit der z -Achse in Strahlrichtung gewählt. Die Elektronen des Strahls laufen in positive z -Richtung, von Seite B nach Seite A . θ ist der Polarwinkel zur z -Achse.

Das Strahlrohr mit einem Durchmesser von 7.8 cm ist eine Konstruktion aus einer 500 μm starken, durch Ringe versteiften Aluminium-Magnesium-Legierung. Es trägt einen doppel-lagigen Silizium-Streifendetektor zur Verbesserung der Vertexauflösung von Spuren, der aber erst Anfang 1990 fertig gestellt wurde. Eine konventionelle zylindrische Driftkammer mit axialen Drähten (ITC), mit einem Radius von 13 cm bis 29 cm, dient einem Spurtrigger und liefert für Spuren geladener Teilchen acht Koordinaten in $r - \phi$. Die große zylindrische Zeit-Projektionskammer (TPC) bildet Teilchenspuren in drei Dimensionen ab. Es wird mit den Spurkoordinaten von TPC und ITC eine Impulsauflösung in der Größenordnung $\Delta p_t/p_t^2 = O(10^{-3})/\text{GeV}$ erreicht. Die TPC hilft bei der Teilchenidentifizierung durch die Messung der spezifischen Ionisierung dE/dx . Das elektromagnetische Kalorimeter (ECAL)

dient dem Nachweis von Elektronen und Photonen. Es ist ein Blei-Proportionalkammer-sandwich mit 22 Strahlungslängen Tiefe. Es überdeckt 3.9π Steradian und hat 73 728 Zellen, die in drei Lagen ausgelesen werden. Die hohe Granularität von $\Delta\phi = \Delta\theta \approx 1^\circ$ erlaubt die Auflösung von Teilchen in Jets, die Identifizierung von Elektronen und die Rekonstruktion von π^0 -Zerfällen aus Photonen. Die Energieauflösung $\Delta E/E$ beträgt $18\%/\sqrt{E}$.

Diese Detektoren befinden sich im Inneren des Kryostaten der supraleitenden Spule und werden von ihm getragen. Die Spule mit einem Innendurchmesser von 496 cm und einer Länge von 633 cm erzeugt ein Magnetfeld der Stärke 1.5 Tesla. Das Feld wird vom Eisen des Hadronkalorimeters (HCAL) als Rückflußjoch geformt und ist innerhalb der TPC homogen bis auf $O(10^{-3})$. Das Hadronkalorimeter trägt die anderen Subdetektoren. Es ist als Eisen-Streamerröhrenkalorimeter instrumentiert. Neben einer analogen Energiemessung von Hadronschauern in 4608 Zellen und 2 Lagen ist die Erkennung und Unterscheidung der digitalen Muster von Schauern und Myon-Spuren möglich. Außen sind am HCAL zwei Lagen von Myonkammern angebracht, die aber erst nach Ende 1989 in Betrieb genommen wurden. Um die Strahlröhre herum befinden sich auf beiden Seiten des Detektors die Luminositätsdetektoren. Die Spuren von gestreuten Elektronen unter Polarwinkeln von 40 bis 90 mrad werden von einem Spurdetektor (SATR) vor dem Eintritt in das Luminositätskalorimeter (LCAL) nachgewiesen. Das LCAL ist sehr ähnlich dem ECAL als ein Blei-Proportionalkammerkalorimeter aufgebaut. Die erste sensitive Ebene befindet sich im Abstand von ± 267 cm vom Wechselwirkungspunkt. Es überdeckt einen Winkelbereich von 45 bis 155 mrad. Zusätzlich befinden sich unter sehr kleinen Winkel von 5 mrad in einem Abstand von ± 770 cm vom Wechselwirkungspunkt entfernt noch je zwei Kalorimeter (BCAL), die BHABHA-Ereignisse mit hoher Rate zählen und die Überwachung der Luminosität ermöglichen.

Der ALEPH-Detektor ist im Detail in der Ref. [11] beschrieben. Hier werden nur Aspekte der Subdetektoren behandelt, die für die Analyse des Hadronwirkungsquerschnitts relevant sind.

2.2.1 Inner Tracking Chamber (ITC)

Die *Inner Tracking Chamber* ITC ist eine zylindrische Driftkammer mit Feld- und Signaldrähten in Strahlrichtung, die hexagonale Driftzellen mit einer Driftlänge von maximal 0.65 cm bilden. Sie hat ein aktives Volumen von 2 m Länge, mit 12.7 cm innerem und 28.5 cm äußerem Radius. Die ITC liefert eine schnelle Triggerentscheidung auf geladene Spuren. Spezielle Prozessoren stellen innerhalb von $3\mu\text{s}$ in Bitmasken Informationen über die Anzahl von in ϕ und z korrelierten Signalen in den Drahtebenen zur Verfügung. Es werden außerdem entlang Spuren mit einem Polarwinkel von $\theta > 14^\circ$ acht Koordinaten in $r - \phi$ durch die Bestimmung der Driftzeit gemessen. Die links-rechts-Ambiguität der Koordinaten wird durch die Versetzung der Driftzellen in den acht Drahtlagen beseitigt. Die Ortsauflösung in dieser Ebene ist $\approx 100\mu\text{m}$. Die z -Koordinaten werden durch den Unterschied in der Ankunftszeit der Signale auf den Drähten mit einer Auflösung von ≈ 3 cm bestimmt.

Die Kammer wurde mit den Gasmischungen Argon(50 %)-Äthan(50 %) und Argon(80 %)-Kohlendioxyd (20 %) bei Hochspannungen zwischen 2.2 kV und 2.4 kV betrieben. Die Effizienz ε_{hit} dafür, daß eine Teilchenspur in einer Drahtlage eine Koordinate erzeugt, wurde im Teststrahl zu $\varepsilon_{\text{hit}} > 98\%$ gemessen.

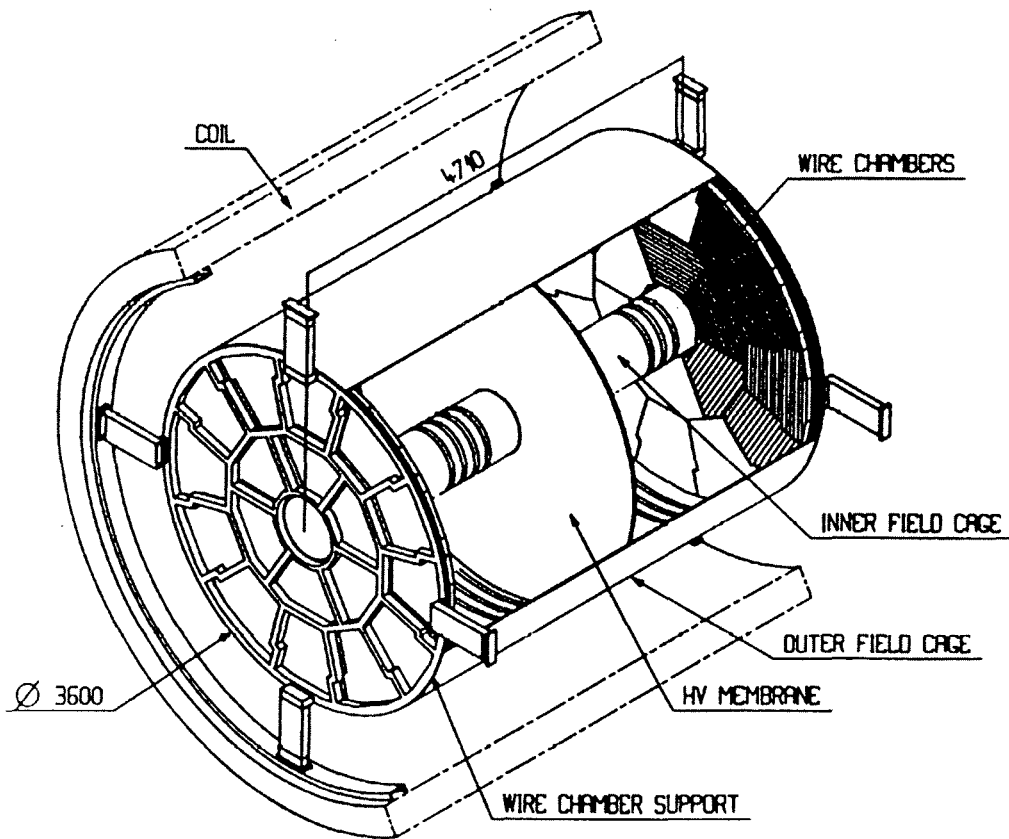


Abb. 2.2: Die TPC.

2.2.2 Time Projection Chamber (TPC)

Als zentraler Spurdetektor wird im ALEPH-Experiment eine große Zeit-Projektionskammer (TPC) benutzt. Dieser Typ Driftkammer leistet präzise und eindeutige, weil drei-dimensionale, Spurerkennung auch in Hadron-Jets mit großen Teilchenmultiplizitäten sowie präzise Impulsmessung. Zudem ist Teilchenidentifizierung durch Messung der spezifischen Ionisation entlang der Spuren möglich. Der Nachteil von relativ langen Driftzeiten (und damit Detektortotzeiten) von $\approx 45 \mu\text{s}$ ist bei LEP, mit Strahlkreuzungsintervallen von $22.5 \mu\text{s}$, von untergeordneter Bedeutung.

Im Unterschied zu konventionellen Driftkammern kommt die TPC ohne Drähte im aktiven Volumen aus. Stattdessen driften die ionisierten Elektronen in einem axialen elektrischen Feld, entlang der Feldlinien eines dazu parallelen Magnetfeldes, von den Spuren, wo sie erzeugt wurden, zu einer der beiden Endplatten. Die Ankunft der Elektronen wird durch Gasverstärkung auf Proportionaldrähten, die in der r - ϕ -Ebene gespannt sind und durch Induktion von Impulsen auf dahinterliegenden Pads nachgewiesen.

Die ALEPH-TPC liefert für Spuren mit Winkeln $\theta > 40^\circ$ 21 Koordinaten mit einer Auflösung von $160 \mu\text{m}$ in r - ϕ und $0.1 \dots 0.2 \text{ cm}$ in z . Zusätzlich mißt sie auf bis zu ≈ 330 Drähten entlang den Spuren die spezifische Ionisierung dE/dx und erlaubt damit Teilchenidentifizierung. Außerdem liefert sie eine Triggerinformation über vom Wechselwirkungspunkt stammende Spuren.

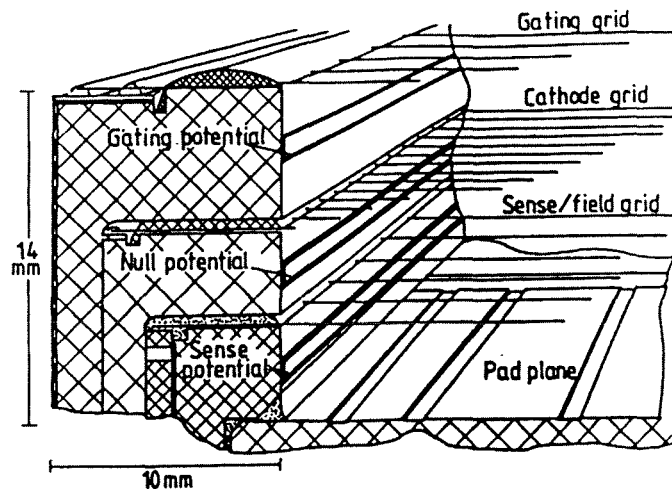


Abb. 2.3: Layout der TPC-Sektoren.

Design und Funktion

In Abb. 2.2 ist die TPC in einer drei-dimensionalen Skizze gezeigt. Sie besteht aus zwei konzentrischen Zylindern mit Durchmessern von 60 cm und 360 cm und einer Länge von 440 cm, die von einer Aluminiumkonstruktion an beiden Endplatten zur Aufnahme der Drahtkammersektoren getragen werden. Sie befindet sich in einem homogenen axialen Magnetfeld mit der nominellen Feldstärke 1.5 T. In der Mittelebene ist eine Hochspannungsmembran aus mit Graphit überzogener Mylar-Folie gespannt, die zusammen mit den Potentialstreifen auf der inneren und äußeren Wandung und den Drahtkammern an den Endplatten ein homogenes Driftfeld von $\approx 115 \text{ V cm}^{-1}$ erzeugt. Das Volumen ist mit einer Gas Mischung aus Argon mit 9 % Methan gefüllt. Die langen Driftstrecken von 220 cm erfordern ein Gassystem[15], das nur geringste Mengen von Elektronen-anlagernden Beimischungen wie O_2 , H_2O und anderen Verunreinigungen erlaubt und eine große Langzeitstabilität im Mischungsverhältnis von $\approx \pm 0.03 \% \text{ CH}_4$ pro Woche erreicht. Es wird im TPC-Gas eine Signalabschwächung von $< 1.5 \%/\text{m}$ Drift erzielt.

Die Elektronen von den ionisierten Spuren von geladenen Teilchen driften im Feld in Richtung der Endplatten. Die Ladung wird dort in 36 Drahtkammern (Sektoren) nachgewiesen. Dies geschieht über Gasverstärkung an den Proportionaldrähten, die auf Pads ein Signal induziert. Die Abb. 2.3 zeigt eine Ansicht der Drahtebenen und der Padebene der TPC-Sektoren.

Zur Kammer hin, auf dem Potential -67 V befindet sich die Lage der *Gating*-Drähte. Durch Anlegen einer Spannung von $\pm 40 \text{ V}$ auf benachbarten Drähten verhindert man das Driften der Ionenrümpfe von den Lawinen der Gasverstärkung in die Kammer hinein, wo sie Raumladungseffekte und damit Feldverzerrungen verursachen würden. Etwa $3 \mu\text{s}$ vor jedem Kreuzen der Strahlpakete wird dieses *Gate* geöffnet, indem die Spannungsdifferenz aufgehoben wird und alle Drähte auf das Potential von -67 V gelegt werden. Nach einer negativen Triggerentscheidung, spätestens aber nach der Driftzeit von $45 \mu\text{s}$, wird es wieder geschlossen. Die zweite Lage von Kathodendrähten schließt das Driftfeld der Kammer auf Erdpotential ab.

Die dritte Drahtlage besteht abwechselnd aus Signaldrähten und Felldrähten. Sie sind in jedem Sektor in tangentialer Richtung zur z -Achse gespannt. Die im Abstand von 0.4 cm

dahinterliegenden Pads haben in radialer Richtung eine Länge von 3 cm und in azimuthaler Richtung eine Breite von 0.62 cm. Damit liegen 7 bis 8 Signaldrähte über einem Pad. Die Padreihen bilden 21 konzentrische Kreise um die z -Achse. Durch die kapazitive Kopplung mit den Drähten induziert eine Teilchenspursignale auf in der Regel drei benachbarten Pads pro Padreihe. Aus der bekannten Anregungsfunktion kann man den Kreuzungspunkt der Spur mit dem Radius der Padreihe mit einem statistischen Fehler von etwa $160\ \mu\text{m}$ messen. Die Ankunftszeit der Ladung liefert über die Driftgeschwindigkeit eine z -Koordinate. Die Granularität der Kammer ist sehr hoch. Es gibt im Durchschnitt 2000 Pads pro Padreihe und eine Auflösung von 512 Digitalisierungen in z -Richtung. Monte-Carlo Studien zeigen, daß im Durchschnitt nur 4.2 % der Cluster von räumlich nahe zusammenliegenden Spuren in Hadronereignissen falsch zugeordnet werden.

Auf den Drähten wird die auftreffende Ladung gemessen und später den rekonstruierten Teilchenspuren zugeordnet. Die entlang einer radialen Spur bis zu ≈ 330 Drähte erlauben die dE/dx -Messung mit einer Auflösung von $\approx 6\%$. Diese Messung ergänzt besonders für niederenergetische Spuren die Teilchenidentifizierung, insbesondere die Trennung von Hadronen und Elektronen im ECAL, so daß man eine e/π -Trennung von 0.25 % im Impulsbereich zwischen 2 GeV und 21 GeV erhält[16].

Die TPC liefert zusätzlich Triggerinformation über Spuren. Zwischen den Padreihen liegen sog. Triggerpads, die jeweils einen Azimutwinkel von 15° einnehmen. Hardwareprozessoren kombinieren die von diesen Pads stammenden Signale und ermöglichen die Erkennung von Spuren, die vom Wechselwirkungspunkt herkommen. Diese Information steht $\approx 55\ \mu\text{s}$ nach dem Strahlkreuzen zur Verfügung.

Jeder Kanal der TPC wird elektronisch kalibriert. Dazu können Pulse an verschiedenen Punkten der Elektronikette injiziert werden. Die Kalibration erfolgt, indem die Felddrähte mit verschiedenen Amplituden gepulst werden und die resultierenden Signale gemessen werden. Die ADC-Kennlinie jedes Kanals kann an vier Punkten durch Veränderung einer Vergleichsspannung, die von einem DAC produziert wird, unter Softwarekontrolle eingestellt werden.

Die Implementierung der Auslese der $\approx 50\,000$ Kanäle wird zusammen mit einigen Details des Datenerfassungssystems im Anhang B behandelt.

Impulsauflösung

Das Design der TPC optimiert die Impulsmessung, also die Messung der Sagitta von fast geraden Spuren. Dies wird erreicht durch die langen, radialen Pads, die durch das Erzeugen von Signalen auf drei Pads eine Koordinatenmessung mit der Auflösung von $160\ \mu\text{m}$ ermöglicht. Die Effekte, die zur Koordinatenauflösung beitragen sind in Ref. [17] ausführlich diskutiert. Für die 21 Koordinaten entlang einer Spur ergibt sich aus der GLUCKSTERN-Formel die theoretisch erreichbare Impulsauflösung

$$\frac{\Delta p_t}{p_t} \approx 10\% \frac{p_t}{100\ \text{GeV}} \frac{\langle \sigma \rangle}{150\ \mu\text{m}} \frac{1.5\ \text{T}}{B} \left(\frac{140\ \text{cm}}{L} \right)^2 \oplus 0.3\%, \quad (2.1)$$

für Spuren mit Transversalimpuls p_t . Dabei ist $\langle \sigma \rangle$ die Auflösung der Einzelkoordinaten, B die Magnetfeldstärke und L die Länge der Spur in der TPC. Der letzte Term kommt von der Vielfachstreuung im Gas und wird quadratisch addiert.

Es zeigt sich, daß die in Zwei-Myonereignissen gemessene Impulsauflösung bei 45 GeV mit den TPC-Koordinaten allein 5.6 % beträgt. Das Einbeziehen der ITC-Koordinaten verbessert sie auf 4.5 %. Dies Ergebnis wurde nach umfassenden Untersuchungen von systematischen Effekten erreicht, wie die Messung von Koordinatenverschiebungen durch

Fehlausrichtung von Sektoren und der TPC bezogen auf die ITC sowie die Korrektur von Feldverzerrungen. Der Einfluß von systematischen Verzerrungen der Spuren wird im nächsten Abschnitt beschrieben.

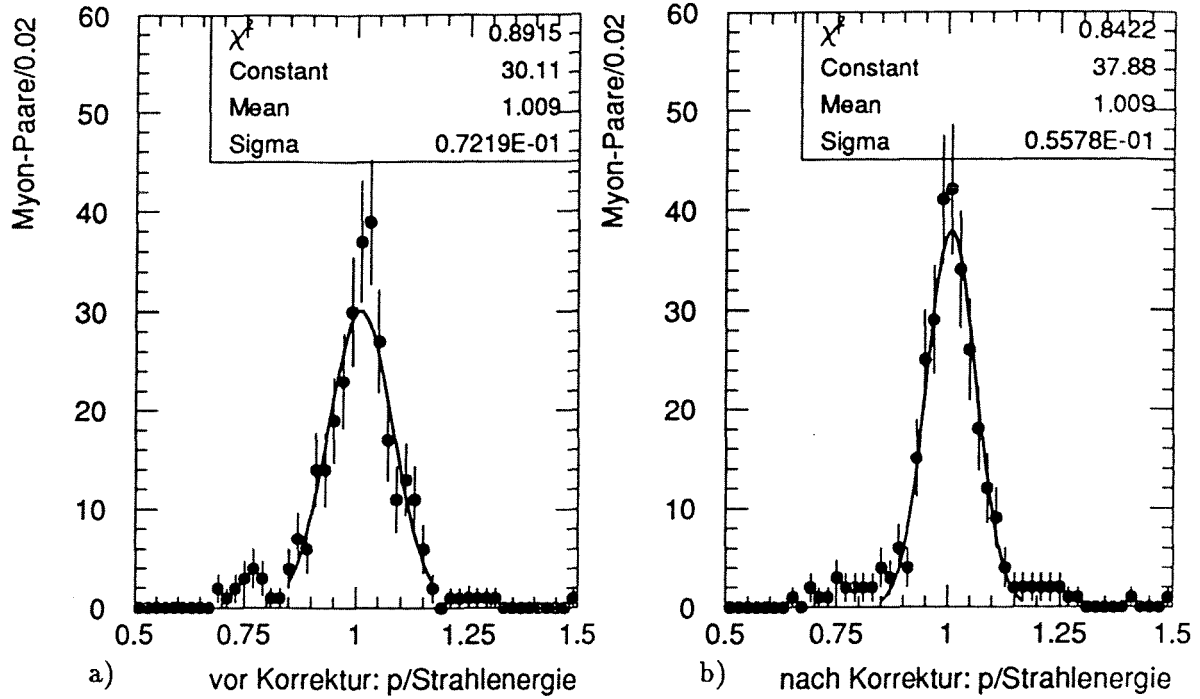


Abb. 2.4: Impulsauflösung in der TPC vor (links) und nach (rechts) Koordinatenkorrekturen. Es wurden Ereignisse mit Myon-Paaren ausgewählt, mit einem Schnitt auf den Akollinearitätswinkel der beiden Spuren von $\theta_{\text{acoll}} < 1^\circ$, so daß keine Bremsstrahlung im Anfangszustand vorhanden ist. Die Spuren haben 21 rekonstruierte Koordinaten in der TPC. Man findet eine Auflösung von $\Delta p/E_{\text{Strahl}} = 7.2\%$ ohne Koordinatenkorrekturen. Dies kann verbessert werden zu $\Delta p/E_{\text{Strahl}} = 5.6\%$, wenn man die durch Laserkalibration, Magnetfeldmessung und Sektorausrichtung gewonnenen Korrekturen verwendet.

Drift der Elektronen

Mit der Wahl des elektrischen Driftfeldes von $\approx 115 \text{ V m}^{-1}$ liegt man im durch den RAMSAUER-Effekt hervorgerufenen Minimum des Stoßquerschnitts für Elektronen in Argon und damit auf dem Maximum der Driftgeschwindigkeit. So minimiert man die Totzeit der Kammer und gleichzeitig die Diffusion. Die Drift von Elektronen in einem parallelen elektrischen und magnetischen Feld wird durch die charakteristische Größe $\omega\tau$ bestimmt. Dabei ist $\omega = eB/m_e c$ die Zyklotronfrequenz des Ionisierungselektrons im Magnetfeld und τ die mittlere Zeit zwischen zwei Stößen mit Gasmolekülen. Es zeigt sich in Messungen[18], daß die transversale Diffusion im Magnetfeld um einen Faktor $1/\omega\tau$ reduziert wird. Die Drift der Elektronen kann durch die LANGEVIN-Gleichung beschrieben werden[18], die die Lösung für den Driftgeschwindigkeitsvektor $\mathbf{v}_D$ besitzt

$$\mathbf{v}_D = \frac{\mu}{1 + \omega^2 \tau^2} |\mathbf{E}| \left(\mathbf{e} + \omega\tau \mathbf{e} \times \mathbf{b} + \omega^2 \tau^2 (\mathbf{e} \cdot \mathbf{b}) \cdot \mathbf{b} \right), \quad (2.2)$$

mit der Beweglichkeit der Elektronen im Gas $\mu = e\tau/m_e$ und den Feldrichtungen $\mathbf{e} = \mathbf{E}/|\mathbf{E}|$ und $\mathbf{b} = \mathbf{B}/|\mathbf{B}|$.

Für die Bedingungen der TPC erhält man $\omega\tau \approx 10$. Das bedeutet, daß die driftenden Elektronen im Wesentlichen den Magnetfeldlinien folgen. Dies ist in sofern vorteilhaft, als es einfacher ist, ein homogenes Magnetfeld zu erzeugen, als ein elektrisches Feld homogen und frei von Raumladungseffekten zu halten. Aus der Bewegungsgleichung (2.2) ergibt sich, daß systematische Verzerrung von Teilchenspuren durch die ortsabhängigen Integrale über die radialen und azimuthalen Feldkomponenten entlang der Driftstrecke der Elektronen gegeben sind. Den Anforderungen an den systematischen Fehler der Sagitta von $\Delta s < 100 \mu\text{m}$ entsprechen $\int_0^{220\text{cm}} (B_r/B_z) dz < 0.2 \text{ cm}$ und $\int_0^{220\text{cm}} (B_\phi/B_z) dz < 0.02 \text{ cm}$. Mit dieser Genauigkeit muß das Feld bekannt sein, um systematische Fehler in der Impuls- und Vertexauflösung korrigieren zu können.

Daher ist es entscheidend, das Magnetfeld im Driftvolumen der TPC möglichst homogen zu halten und Inhomogenitäten mit einer Feldkarte zu korrigieren. Es wurde in einem Testaufbau des ALEPH-Magneten eine Magnetfeldmessung durchgeführt [19,20] und eine Feldkarte von B_z , B_r und B_ϕ erstellt. Durchführung, Auswertung und Ergebnis der Messung sind ausführlich im Anhang A dargestellt. Es zeigt sich, daß der Abfall der Feldstärke der Spule am Rand und leichte Überkompensation der Kompensationsspulen eine r -Komponente des Feldes mit $B_r/B_z < 0.2\%$ erzeugt. Durch kleine Unterschiede in der Suzeptibilität der HCAL Module gibt es eine ϕ -Komponente von $B_\phi/B_z < 0.05\%$.

Die dadurch hervorgerufenen systematischen Effekte liegen für Teilchenspuren in der Größenordnung $\Delta r \approx 0.2 \text{ cm}$. Die kleinen Effekte des Magnetfeldes in der r - ϕ -Ebene haben eine starke ϕ -Abhängigkeit und sind bisher noch nicht mit einem abschließenden Ergebnis studiert worden. Insbesondere zeigt sich eine Überlagerung mit Effekten, die durch Fehlausrichtungen von Sektoren erklärt werden können. Für die Impulsmessung wichtiger als die Einflüsse des Magnetfeldes scheinen Effekte durch elektrische Inhomogenitäten in der Nähe der Kammern zu sein. Diese verursachen systematische Fehler in der Sagitta von Spuren, obwohl sie durch $1/(\omega\tau)$ unterdrückt werden. Mit Hilfe des im folgenden Abschnitt beschriebenen Laserkalibrationssystems können sie gemessen und korrigiert werden.

Für die Rekonstruktion der Daten aus der Runperiode von 1989 wurden die von der Magnetfeldkarte in r -Richtung vorhergesagten Verzerrungen korrigiert und in ϕ -Richtung eine Parametrisierung benutzt, die aus Messungen mit dem Laserkalibrationssystem gewonnen wurde.

Lasersystem

Für die TPC wurde ein Laserkalibrationssystem entwickelt [11]. Es macht sich zu Nutze, daß intensive UV-Laserstrahlen über Zwei-Photon-Prozesse kleine Verunreinigungen im Kammergas ionisieren können, so daß im Driftvolumen gerade Spuren erzeugt werden können [18]. Die Verzerrungen von Spuren durch Feldinhomogenitäten können so gemessen und korrigiert werden.

Die Strahlen zweier Nd-YAG Laser werden von einer Plattform auf dem Detektor über ein System von Spiegeln in Verteilerringe auf beiden Seiten der TPC geleitet, die außen an der Befestigungsstruktur für den inneren Feldkäfig angebracht sind. Dort werden die Strahlen aufgespalten und in drei Positionen in ϕ entlang des inneren Feldkäfigs in die Kammer hinein reflektiert. Entlang den Strahlen sind jeweils vier Spiegel und ein Prisma angeordnet, die einen Teil der Intensität in das Driftvolumen hineinreflektieren. Dadurch entstehen auf jeder TPC-Hälfte drei mal fünf Strahlen, die mit verschiedenen Polarwinkeln in Richtung des Wechselwirkungspunktes zeigen. Während die genaue Position der Strahlen nicht bekannt ist, ist ihr relativer Winkel sehr genau, auf 0.02° , gemessen. Das erlaubt die Bestimmung und Überwachung der Driftgeschwindigkeit in der TPC. Außerdem wurde das

Lasersystem erfolgreich eingesetzt, um systematische Verschiebungen und Krümmung von Spuren zu korrigieren. Dazu wurden die Unterschiede der Verzerrungen von Laserspurten zwischen ein- und ausgeschaltetem Magnetfeld gemessen und die sich ergebenden Spurverzerrungen in r - ϕ und r - z parametrisiert.

Inbetriebnahme

Die TPC wurde in den Jahren 1983 bis 1989 gebaut und in Betrieb genommen. Es wurde ein Prototyp von 90 cm Durchmesser und einer Driftlänge von 135 cm mit einer Magnetfeldstärke von 1.2 T gebaut. Die Funktionsweise unter e^+e^- -Bedingungen wurde mit Hilfe von detaillierten Monte-Carlo-Studien untersucht. Die Inbetriebnahme der Kammer mit allen Sektoren und dem endgültigen Gassystem wurde im Jahre 1988 in einem Testaufbau begonnen und im Januar 1989 mit dem Umzug und der Installation in ALEPH abgeschlossen. Die gesamte Ausleseelektronik wurde ebenfalls bereits im Testaufbau in Betrieb genommen. Damit konnte die Datenauslese und die Datenrekonstruktion bereits vor dem Start von LEP mit kosmischen Ereignissen und dem Laserkalibrationssystem getestet und fertiggestellt werden.

2.2.3 Elektromagnetisches Kalorimeter (ECAL)

Das ECAL besteht aus den beiden Endkappen und einem sog. *Barrel*-Teil, der die TPC faßförmig umschließt. Diese Teile sind aus jeweils 12 Modulen von 45 Lagen Bleiplatten mit dazwischenliegenden Proportionalkammern zusammengesetzt. Die Ionisation des Gases durch elektromagnetische Schauer, die sich in den Bleiplatten entwickeln, erzeugt durch Gasverstärkung Signale auf den Drähten der Kammern. Gleichzeitig werden Signale auf Kathodenpads induziert. Hintereinanderliegende Pads von auf der Stirnfläche des Detektors etwa 3 cm x 3 cm Größe sind projektiv auf den Wechselwirkungspunkt gerichtet. Ihre Signale werden analog addiert, so daß "Türme" von Pads in drei "Etagen" gemeinsam ausgelesen werden. Die Tiefe dieser drei Stapel sind 10 Lagen von zusammen 4 Strahlungslängen X_0 , 23 Lagen von $9X_0$ und 12 Lagen von $9X_0$. Die Signale der Drähte in jeder der 45 Ebenen werden addiert und zusammen ausgelesen. Diese Information liefert ein Tiefenprofil der Energieverteilung von Schauern. Die Kammern werden mit einem Gasgemisch von Xe(80 %)-CO₂(20 %) betrieben. Der Kalibration wird für jedes Modul in einer kleinen Testkammer überwacht.

Von den Drähten werden Signale für die Triggerlogik abgeleitet. Die Ausgänge von Ebenen mit gerader und ungerader Nummer werden aufaddiert und pro Modul in der Triggerentscheidung verwertet.

2.2.4 Spule und Magnet

Die Spule erzeugt ein axiales Magnetfeld, das die Impulsmessung von Spuren ermöglicht und die Drift der Elektronen in der TPC bestimmt. Als Rückflußjoch dient das Hadronkalorimeter. Es wurde in einem Testaufbau eine Feldkarte des Magneten ausgemessen. Die Beschreibung des Magneten und die Ergebnisse der Magnetfeldmessung finden sich in Anhang A, zusammen mit der Beschreibung der Messung und Auswertung der Feldkarte.

2.2.5 Hadronkalorimeter (HCAL)

Das Hadronkalorimeter ist eine ≈ 2600 t schwere Eisenkonstruktion. Es trägt zum einen die anderen Detektoren und dient als Rückflußjoch für die Spule. Es ist zum anderen als ein

Eisen-Streamerröhren-Kalorimeter mit Padauslese instrumentiert. Die Endkappen sind in sechs, die Barrelregion in 12 Module geteilt. Die Module sind aus 22 Eisenplatten von 5 cm Dicke zusammengeschweißt, die in einem Abstand von 2.2 cm gehalten werden. Zwischen die Platten sind Einheiten von jeweils 8 aus Plastik gefertigten Röhren geschoben, die je einen 100 μm starken Draht aufnehmen.

Beide Deckflächen der Module werden als Elektroden benutzt, auf denen Signale induziert werden. Die eine Seite ist in Pads aufgeteilt. Die in den 22 Lagen hintereinanderliegenden Pads werden in projektiven Türmen, die auf den Wechselwirkungspunkt zeigen, zusammengefaßt und in zwei Lagen ausgelesen. Jeder dieser Türme nimmt einen Azimutwinkel von 3.7° ein. Auf der anderen Seite der Röhren werden Signale auf Streifen induziert, die parallel zu den Drähten durch die ganzen Module laufen. Sie liefern eine zusätzliche digitale Information darüber, ob auf dem Draht eine Streamerentladung stattfand. Dieses digitale Muster wird für die Identifizierung von Myonen benutzt, die als minimal ionisierendes Teilchen durch das Eisenkalorimeter hindurchtreten. Die Signale von den Drähten werden in Doppelsebenen zusammengefaßt und im Trigger verwendet.

2.2.6 Luminositätskalorimeter (LCAL)

Das LCAL wird in Abschnitt 3.2.1 auf Seite 30 bei der Beschreibung der Messung der Luminosität detailliert beschrieben.

2.2.7 Trigger

Die Triggerelektronik hat die Aufgabe, bei jedem Kreuzen der Elektron- und Positronpakete des Beschleunigers im Detektor zu entscheiden, ob ein "gutes" Ereignis stattgefunden hat. Dadurch wird die Rate der Strahlkreuzungen von $\approx 44.5 \text{ kHz}$ auf eine Ausleserate von $< 1 \text{ Hz}$ gebracht. Der zu verworfende Untergrund besteht aus Rauschen der Detektorelektronik, kosmischer Höhenstrahlung, Wechselwirkungen des Strahls mit Restmolekülen oder der Wand des Strahlrohres oder Synchrotronstrahlung, um nur einige Möglichkeiten zu nennen.

Die Triggerentscheidung wird auf drei Ebenen gefällt. Die erste Ebene benutzt die Detektorsignale, bis auf die der TPC, und kommt innerhalb von etwa 6 μs zur Entscheidung. Auf der zweiten Ebene wird die Spurinformation von der ITC durch die genauere Information aus der TPC ersetzt. Die Triggerentscheidung fällt nach etwa 55 μs . Nach dieser Ebene beträgt die Rate bereits weniger als 1 Hz. Der TPC-Trigger wurde 1989 allerdings nur im letzten Drittel der Runperiode verwendet. Der Trigger auf der dritten Ebene ist ein reiner Softwaretrigger, der auf speziellen Prozessoren im Hauptcomputer für die Datenauslese implementiert ist und Teile der Rohdaten rekonstruiert. Dieser Mechanismus wurde erst gegen Ende der Datennahme in Betrieb genommen.

Der Trigger auf Ebene eins und zwei benutzt analoge Signale der einzelnen Detektoren und Bitmasken der Spurtrigger von ITC und TPC. Die Signale von ECAL, HCAL und ITC sind in 76 Segmente in θ und ϕ aufgeteilt. Die Triggerelektronik erlaubt das Setzen von Diskriminatorschwellen auf verschiedenen Höhen und das Programmieren von Koinzidenzen. Das System ist sehr flexibel und die verwendeten Triggerkombinationen wurden 1989 sehr einfach und robust gehalten.

In der hier beschriebenen Analyse wurden nur die sehr einfachen Basistrigger benutzt, die im Wesentlichen auf Energiesummen im ECAL und Spuren in ITC und HCAL beruhen, sowie auf Energiesummen im LCAL für den Luminositätstrigger. Sie werden im Detail in späteren Abschnitten beschrieben.

2.3 Datennahme und Rekonstruktion

Die Elektronik der Subdetektoren wird in einer flexiblen hierarchischen Baumstruktur ausgelesen. Die Auslese beginnt mit einem Zeitsignal, das mit dem Kreuzen der Strahlpakete synchronisiert ist und die Digitalisierung der einzelnen Kanäle des Detektors initiiert. Gleichzeitig werden analoge Signale der Detektoren in der Triggerlogik verwendet, um eine Triggerentscheidung auf der ersten Ebene herbeizuführen. Diese ist nach etwa $6\text{ }\mu\text{s}$ gefällt. Fällt sie positiv aus, wird das Driften der Elektronen in der TPC abgewartet (etwa $45\text{ }\mu\text{s}$), um die Triggerinformation über geladene Spuren von der ITC durch die Information von der TPC zu ersetzen. Fällt die Entscheidung auf Ebene zwei erneut positiv aus, werden Triggermaske und Ereignisnummer vom sog. *Trigger-Supervisor* an die Ausleseelektronik der Subdetektoren gesandt und die Auslese der digitalisierten Informationen beginnt. Die Daten der einzelnen Teile des Detektors werden in sog. *Event-buildern* zusammengesetzt und schließlich in den Hauptcomputer eingelesen. Dort stehen sie mehreren Prozessen zur Verfügung, die zentral vom sog. *Run-Controller* gesteuert werden. Einer dieser Prozesse schreibt die Daten auf einen Plattenspeicher, andere überwachen die Qualität der Daten oder zeigen Ereignisdisplays.

Die Datennahme erfolgt in sog. *Runs*, also zusammenhängenden Perioden der Datennahme. Die Länge eines Runs kann bis zu etwa 400 Hadronereignisse betragen. Nach Beendigung eines Runs werden die Daten sofort an die Rekonstruktionseinrichtung FALCON übergeben. Es handelt sich um eine Anzahl zentral gesteuerter Rechner, auf denen das Rekonstruktionsprogramm JULIA läuft. Hier werden aus den Rohdaten die sog. *Production Output Tapes* erstellt, also Dateien, die nicht mehr die digitalisierten Informationen der Detektorkanäle enthalten, sondern rekonstruierte Ereignisgrößen wie Koordinaten, Spuren mit Impulsen oder Energiecluster. Mit diesen Daten wird die Analyse durchgeführt.

Die Abb. 2.5 zeigt ein rekonstruiertes Hadronereignis im Ereignisdisplay.

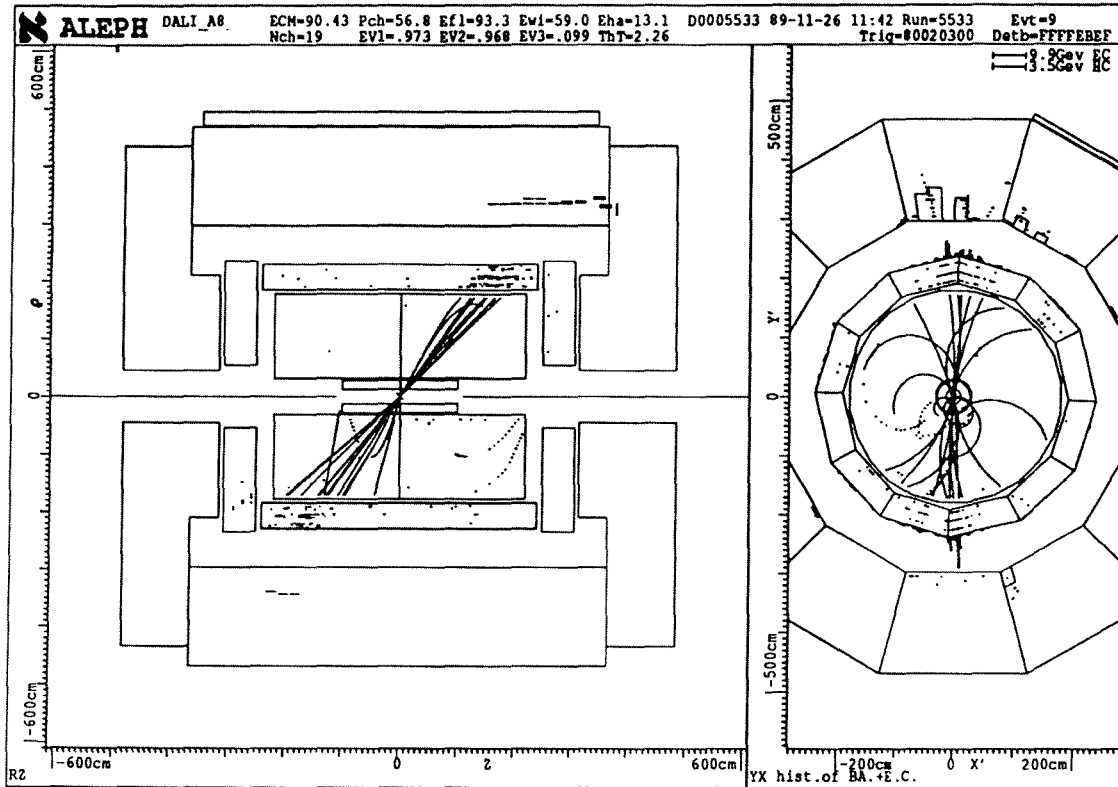


Abb. 2.5: Ereignisdisplay eines Z -Zerfalls in Hadronen. Gezeigt sind Projektionen des Ereignisses in r - z und in die x - y -Ebene. In ITC und TPC sind über die rekonstruierten Koordinaten die Helices von Spuren gelegt. In der x - y -Projektion sind die Energien, die in den Türmen der Kalorimeter gemessen wurden, als Histogramme eingezeichnet. Im HCAL sieht man zusätzlich Spuren von Schauerteilchen durch die digitale Auslese.

3 Datenauswertung

Ziel der Datenauswertung ist es, die Wirkungsquerschnitte für den Prozess $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow \text{Hadronen}$ möglichst genau zu messen und systematische Fehler abzuschätzen. Dazu zählt man die Ereignisse mit Hadronenzuständen und gleichzeitig die Anzahl der BHABHA-Ereignisse im Luminositätskalorimeter. Da der Wirkungsquerschnitt σ_L für BHABHA-Streuung unter kleinen Winkeln innerhalb der Akzeptanz des Luminositätsdetektors sehr genau bestimmt werden kann, erhält man mit N_L BHABHA-Ereignissen die Normierung des Wirkungsquerschnitts. Für die gleichzeitig gemessene Anzahl N_{had} hadronischer Z -Zerfälle muß die Akzeptanz ε^a des Detektors und der Selektion sowie die Effizienz der Datennahme ε^t ermittelt werden. Dann ergibt sich der Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung von Hadronenereignissen zu

$$\sigma_{\text{had}} = \frac{N_{\text{had}}}{\varepsilon^a \varepsilon^t} \frac{\sigma_L}{N_L}. \quad (3.1)$$

3.1 Hadronische Endzustände

Die Auswahlkriterien für Hadronereignisse werden beschrieben und ihre Akzeptanz durch Monte-Carlo-Simulation bestimmt. Die Effizienz des Detektors für den Nachweis von Hadronereignissen wird gemessen.

3.1.1 Auswahl der Hadronereignisse

An die Auswahlkriterien für Ereignisse von hadronischen Z^0 -Zerfällen werden die folgenden Forderungen gerichtet:

- Die Akzeptanz soll möglichst hoch sein, so daß sich Fehler bei ihrer Bestimmung möglichst wenig auf das Ergebnis auswirken können.
- Die notwendigen Schnitte werden so gewählt, daß sie die Akzeptanz möglichst wenig verändern, wenn man ihre Lage innerhalb der Ungenauigkeit der Monte-Carlo-Simulation variiert. Die Akzeptanz soll daher möglichst schwach von den Schnitten abhängen.
- Das Ergebnis für den Wirkungsquerschnitt soll möglichst wenig von theoretischen Modellen abhängen. Der Einfluß des bei der Bestimmung der Akzeptanz verwendeten Ereignisgenerators und der Detektorsimulation soll minimal sein. Er soll sich als systematischer Fehler abschätzen lassen.

Es zeigt sich, daß die Auswahl hadronischer Ereignisse im ALEPH-Detektor mit Hilfe nur sehr weniger Meßgrößen möglich ist und eine hohe Effizienz aufweist. Tatsächlich benutzt das einfachste Verfahren nur Informationen von der zentralen Spurkammer TPC. Es wird im folgenden beschrieben.

Zunächst wird eine "gute" Teilchenspur im Detektor folgendermaßen definiert:

- Die Spur soll vom dem Punkt ausgehen, wo sich die e^+ - und e^- -Strahlen kreuzen. LEP hat die Strahlparameter $\sigma_x \approx 250 \mu\text{m}$, $\sigma_y \approx 15 \mu\text{m}$ und die Strahlbündel sind etwa 1.8 cm lang. Für jede Teilchenspur werden die folgenden Parameter berechnet: der Wert der kleinsten Annäherung der Spur an die Strahlachse, d_0 und die z -Koordinate dieses Punktes, z_0 . Der sog. *beamspot*, also der für jede Füllung verschiedene Kreuzungspunkt der e^+ - und e^- -Strahlen wird in jedem Run aus den Daten ermittelt, indem die Vertizes von Ereignissen mit vielen Spuren geladener Teilchen rekonstruiert und gemittelt werden. Die Verteilungen von d_0 und z_0 für Spuren, die den nachfolgend beschriebenen Kriterien genügen, sind in Abb. 3.1 gezeigt. Die Anforderung an eine "gute" Spur ist $|d_0| < 2 \text{ cm}$ und $|z_0| < 10 \text{ cm}$

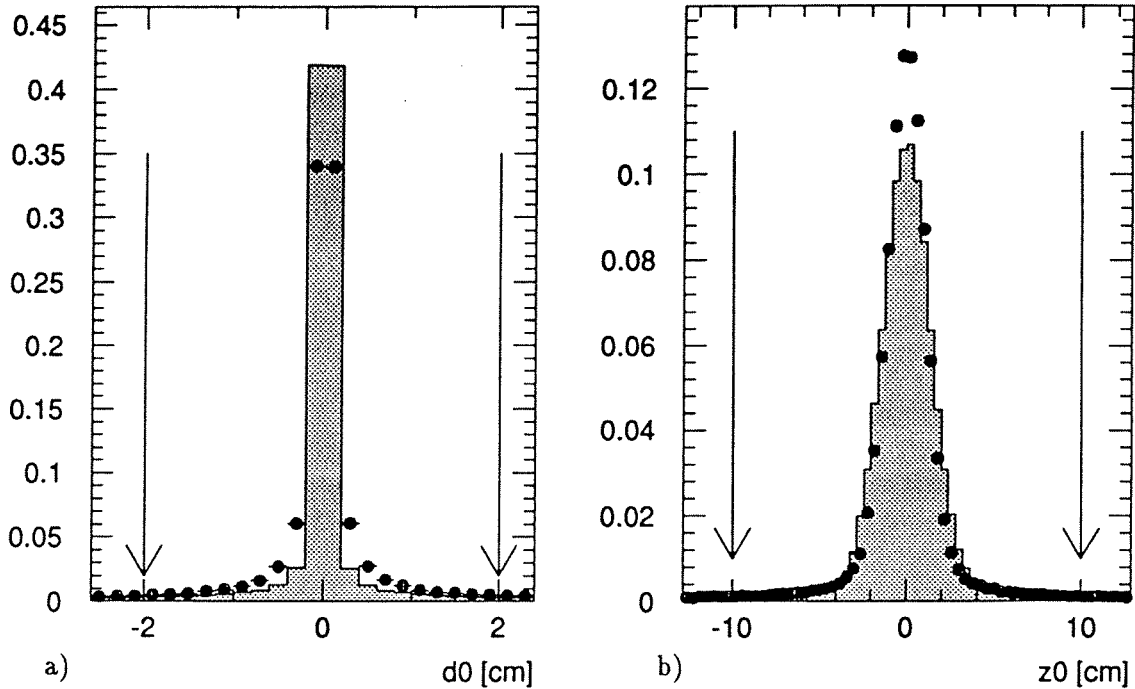


Abb. 3.1: a) d_0 -Verteilung und b) z_0 -Verteilungen für Spuren mit $|\cos(\theta)| < 0.95$ und 4 oder mehr rekonstruierten Koordinaten in der TPC. Die Verteilungen sind auf eins normiert. Punkte stehen für Daten, das Histogramm zeigt die Monte-Carlo-Simulation. Die Pfeile bezeichnen die Schnitte für "gute" Spuren.

- Die Spur soll mindestens sechs Padstreifen der TPC überqueren, so daß entlang einer Spur mindestens sechs Koordinaten gemessen werden können. Dies übersetzt sich in einen minimalen Winkel zwischen z -Achse und Spur von $\theta > 18.2^\circ$.
- Die Spur muß aus mindestens 4 Koordinaten in der TPC rekonstruiert sein.

Die Rekonstruktionseffizienz für Spuren mit diesen Anforderungen ist 99 %. An die Ereignisse werden dann die folgenden Bedingungen gestellt:

- Ereignisse werden akzeptiert, wenn sie mindestens 5 "gute" TPC-Spuren geladener Teilchen enthalten, $N_{\text{ch}} \geq 5$.
- Es wird die in "guten" Spuren von geladen Teilchen gemessene Energie $E_{\text{ch}} \equiv \sum_{\text{Spuren}} \sqrt{p^2 + m_\pi^2}$ berechnet, unter Benutzung der Pionmasse. Es wird verlangt, daß diese Energie größer ist als 10 % der Schwerpunktsenergie, $E_{\text{ch}} > 0.1\sqrt{s}$.

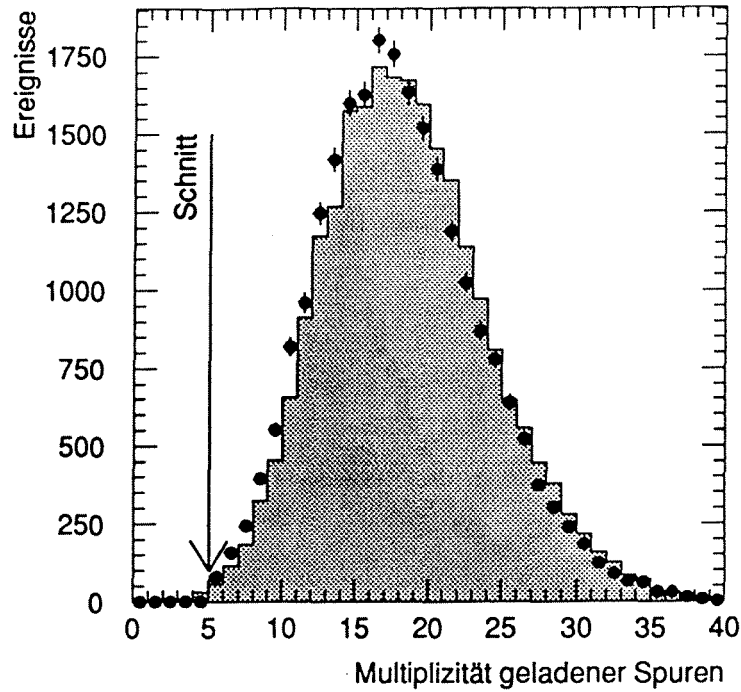


Abb. 3.2: Verteilung der Multiplizität von Spuren geladener Teilchen. Die Daten (Punkte) zeigen eine mittlere Multiplizität von "guten" TPC-Spuren von 18.0. Die Monte-Carlo-Simulation (Histogramm) hat den Mittelwert bei 18.5.

Die Abb. 3.2 zeigt die Verteilung der Anzahl von Spuren geladener Teilchen ("geladene Multiplizität") in Ereignissen, die die Selektionskriterien für hadronische Zerfälle erfüllen. Die gleiche Verteilung der im Monte-Carlo simulierten Ereignisse ist ebenfalls gezeigt. Das gemessene Spektrum von E_{ch} und das der simulierten Ereignisse ist in Abb. 3.3 dargestellt.

3.1.2 Monte-Carlo-Simulation von Hadronereignissen

Zur Bestimmung der Akzeptanz der Hadronereignisse wird eine Simulation von Zerfällen von Z -Bosonen im ALEPH-Detektor durchgeführt. Mit einem Ereignisgenerator wird der Prozess $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ mit anschließender Hadronisierung der Partonen simuliert. Es wird eine adaptierte Version des Programms DYMU3[21,22] benutzt, das Bremsstrahlung im Anfangs- und Endzustand berücksichtigt. Die Viererimpulse der produzierten Quarks und Photonen werden an das Computerprogramm JETSET[23], Version 6.3 übergeben. Mit dem sog. *Lund-partonshower*-Modell[24] wird die Entwicklung eines Schauers von Quarks und Gluonen durch die Prozesse $q \rightarrow qg$, $g \rightarrow gg$ und $g \rightarrow q\bar{q}$ simuliert, wie es die QCD in der sog. *leading-log*-Näherung vorhersagt. Die Hadronisierung zu Mesonen und Baryonen wird durch die sog. *string*-Fragmentierung[25] beschrieben und der Zerfall von kurzlebigen Teilchen wird simuliert.

Das theoretische Modell für die Hadronisierung von Partonen ist rein phänomenologisch begründet. Das Modell enthält freie Parameter, die an die Daten von Experimenten bei PETRA und PEP, bei Schwerpunktsenergien im Bereich von 29 bis 35 GeV, angepaßt wurden. Die jetzt vorliegenden Messungen bei LEP-Energien erlauben ein Optimieren dieser Parameter. Dies ist im hier benutzten Monte-Carlo jedoch noch nicht vorgenommen worden. Die dennoch sehr gute Übereinstimmung der Simulation mit den Eigenschaften von Hadronereignissen, wie sie mit dem ALEPH-Detektor gemessen werden, wird in Ref. [26]

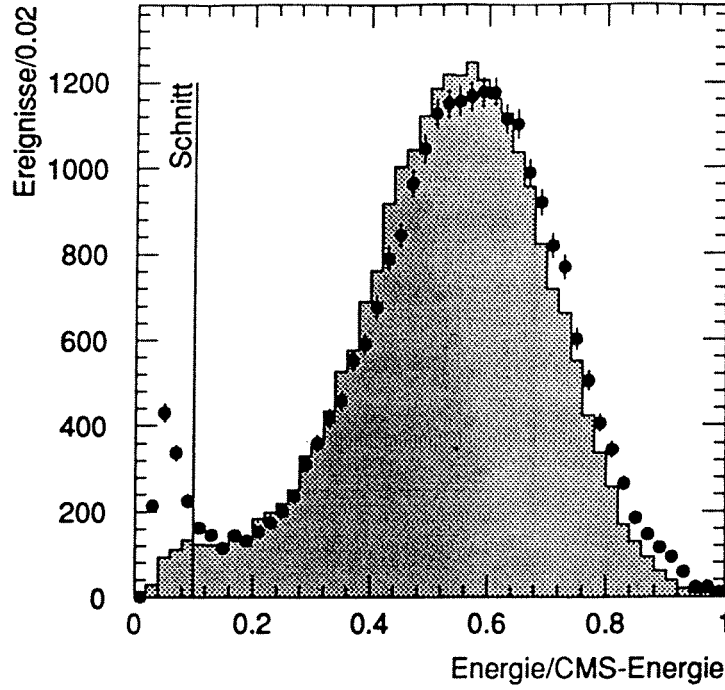


Abb. 3.9: Verteilung der Energie E_{ch} in Spuren geladener Teilchen, normiert auf die Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$; Punkte: Daten, Histogramm: Monte-Carlo-Simulation.

ausführlich diskutiert.

In der Detektorsimulation werden die Viererimpulse der langlebigen Teilchen aus dem Ereignisgenerator benutzt. Die Wechselwirkung der Teilchen mit der Materie und dem Magnetfeld des Detektors, die Erzeugung von sekundären Teilchen sowie Zerfälle von Teilchen werden mit Hilfe des Programmpaketes GEANT[27] simuliert. Das Computerprogramm GALEPH[28] enthält die Beschreibung der Materieverteilung im ALEPH-Detektor. Die Wechselwirkung der Teilchen mit den sensitiven Teilen des Detektors, das Ansprechen der Ausleseelektronik und die Digitalisierung der simulierten Signale wird nachgebildet. Es werden schließlich simulierte Rohdaten erzeugt, welche die gleichen Datenformate wie echte Rohdaten besitzen. Die simulierten Daten werden wie die echten Ereignisse rekonstruiert und im Analyseschritt dem Selektionsverfahren unterworfen.

3.1.3 Bestimmung der Akzeptanz für Hadronereignisse

Die Akzeptanz ϵ^a für die Selektion von Hadronereignissen ergibt sich mit N_g generierten Monte-Carlo-Ereignissen aus der Anzahl N_s der simulierten Ereignisse, die nach der Selektion verbleiben zu

$$\epsilon^a = \frac{N_s}{N_g} \pm \sqrt{\frac{N_s(N_g - N_s)}{N_g^3}}. \quad (3.2)$$

Die Akzeptanz wurde für Schwerpunktsenergien zwischen 88.2 GeV und 93.2 GeV bestimmt. Dabei wurde die Masse des Z-Bosons auf $M_Z = 91.2$ GeV gesetzt. Tabelle 3.1 gibt die detaillierten Ergebnisse für die einzelnen Energiepunkte. Man sieht einen leichten Trend mit einer Abweichung von bis zu +0.3 % bei $\sqrt{s} = 88.2$ GeV. Dies kann man wegen des unterschiedlichen Einflusses der Bremsstrahlung im Anfangszustand unter- und oberhalb der Resonanzspitze erwarten. Die Zahlen sind aber statistisch miteinander verträglich. Es wird

daher ein mit der Anzahl der gemessenen Hadronereignisse gewichteter Mittelwert verwendet. Die Akzeptanz für Z -Zerfälle in Hadronen mit den beschriebenen Selektionskriterien beträgt $\epsilon^a = (97.5 \pm 0.1_{\text{stat}}) \%$.

E_{cms} [GeV]	N_g	ϵ^a [%]
91.2	25000	97.42 ± 0.1
88.2	4000	97.7 ± 0.24
89.2	6000	97.6 ± 0.20
90.2	6000	97.3 ± 0.20
92.2	7000	97.4 ± 0.20
93.2	4000	97.4 ± 0.25

Tab. 3.1: Akzeptanz für die Selektion von Hadronereignissen, ermittelt durch Monte-Carlo-Simulation bei verschiedenen Schwerpunktsenergien.

3.1.4 Systematische Fehler auf die Akzeptanz

Es werden nun Verteilungen der Daten mit den simulierten Verteilungen verglichen und untersucht, wie groß die Effekte von Variationen der Selektionsschnitte oder Unsicherheiten in der Simulation der Monte-Carlo-Ereignisse sind. Daraus läßt sich der systematische Fehler auf die Akzeptanzbestimmung abschätzen.

Der Vergleich von Daten und Monte-Carlo-Ereignissen zeigt allgemein eine sehr gute Übereinstimmung. Interessant sind insbesondere die Verteilungen der Meßgrößen, in denen die Akzeptanzschnitte durchgeführt werden, also Abb. 3.2 für die Multiplizität von Spuren geladener Teilchen und Abb. 3.3 für die gemessene Energie in den Spuren.

Schnitt in der Multiplizitätsverteilung

In der Multiplizitätsverteilung findet man in der Form der Verteilung eine sehr gute Übereinstimmung von Daten und Monte-Carlo-Ereignissen. Die Verteilung der Monte-Carlo-Simulation ist jedoch um etwa +0.5 Spuren verschoben. Es stellt sich daher die Frage, ob systematisch Spuren bei der Rekonstruktion der Daten verloren gehen, was im Monte-Carlo nicht simuliert wird, oder ob der Ereignisgenerator für die Hadronisierung zu viele geladene Teilchen vorhersagt.

Abb. 3.4 gibt Aufschluß darüber, daß die Spuren nicht etwa durch Ineffizienzen der TPC-Spurrekonstruktion verloren gehen. Es ist die Winkelverteilung der aus den Spuren geladener Teilchen ermittelten Sphärizitätsachse gezeigt. Die Sphärizität ist eine Variable, welche die Kugelförmigkeit eines Ereignisses mit vielen Spuren beschreibt. Sie wird aus den Eigenwerten des Impulstensors $M_{\alpha\beta} \equiv \sum_j p_{\alpha j} p_{\beta j}$ berechnet, wo α und β die x -, y - und z -Komponenten des Impulsvektors der j -ten Spur bezeichnen und über alle Spuren summiert wird. Die Eigenwerte Q_i mit $0 < Q_1 < Q_2 < Q_3$ werden normiert auf $Q_1 + Q_2 + Q_3 = 1$. Dann wird die Sphärizität S definiert als $S = \frac{3}{2}(Q_1 + Q_2)$. Sie strebt gegen null für extreme Zwei-Jet-Ereignisse und ist eins, wenn keinerlei Jet-artige Struktur im Ereignis vorliegt. Der Eigenvektor $\mathbf{n}_3$ zum größten Eigenwert definiert die Sphärizitätsachse. Sie beschreibt für zwei-Jet-Ereignisse die Richtung der Jets und gibt die Hauptrichtung der Spuren an. Ihre Winkelverteilung spiegelt die ursprüngliche Winkelverteilung der Partonen wieder. Man erkennt in Abb. 3.4 die $|1 + \cos^2 \theta_{\text{Sph}}|$ -Form der Verteilung. Bei $\cos \theta_{\text{Sph}} > 0.94$ zeigt der steile Abfall der Verteilung, daß Ereignisse mit Sphärizitätsachse in Richtung der

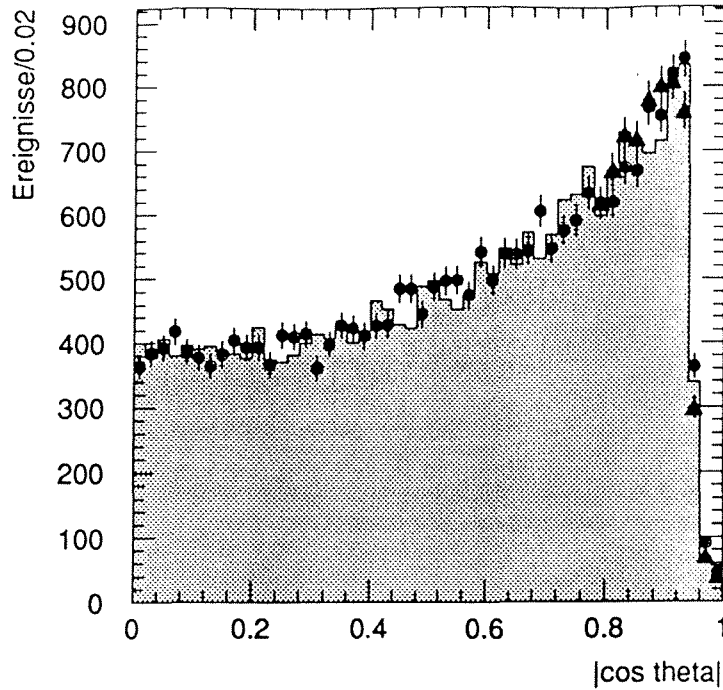


Abb. 3.4: Verteilung von $|\cos \theta_{\text{Sph}}|$. Die Winkelverteilung der Sphärizitätsachse ist im Vergleich zur Monte-Carlo-Simulation gezeigt. Die Punkte stehen für die Daten, das Histogramm ist die Monte-Carlo-Verteilung. Zusätzlich zeigen die Dreiecke den Abfall der Verteilung an der Grenze der Akzeptanz, wenn man im Monte-Carlo eine Ineffizienz der Spurrekonstruktion von 20 % für die inneren TPC-Sektoren annimmt.

Strahlröhre verloren gehen. Das resultiert daraus, daß von den Spuren ein Winkel von $|\cos \theta| < 0.95$ verlangt wird. Dieser Abfall wird vom Monte-Carlo sehr gut beschrieben.

Um die Verschiebung der Multiplizitätsverteilung durch Ineffizienzen der Spurrekonstruktion der TPC bei kleinen Winkel zu erklären, muß man eine Ineffizienz für Spuren im Winkelbereich von $|\cos \theta| = 0.95 \dots 0.91$, also in den inneren Sektoren der TPC, von etwa 20 % annehmen, die in den Daten aber nicht zu finden ist. Zur Überprüfung wurde eine solche Ineffizienz im Monte-Carlo simuliert. Der sich ergebende Abfall der Winkelverteilung der Sphärizitätsachse in Richtung der Strahlachse ist in Abb.3.4 gezeigt. Er ist sehr verschieden von den Daten. Die gute Übereinstimmung zwischen Monte-Carlo und Daten läßt also keinen Raum dafür, daß Spuren von Teilchen an der Grenze der Akzeptanzregion über das von der Detektorsimulation vorhergesagte Ausmaß hinaus verlorengehen, sondern das Hadronisierungsmodell sagt zu viele geladene Teilchen voraus.

Der Einfluß des Fehlers vom Schnitt in der Multiplizitätsverteilung wird folgendermaßen abgeschätzt. Der Unterschied zwischen den Verteilungen von Daten und Monte-Carlo zeigt, daß das Monte-Carlo die Multiplizitätsverteilung der Daten auf besser als ± 1 Spur beschreibt. Eine Verschiebung der Monte-Carlo-Verteilung um ± 1 Spur resultiert in einer Änderung der Anzahl von 24 354 selektierten Monte-Carlo-Ereignissen um +30 bzw. -56 Ereignisse. Dies entspricht einer Unsicherheit in der Akzeptanz von $\Delta \epsilon^a = 0.2 \%$ und wird als Beitrag zum systematischen Fehler für ϵ^a berücksichtigt.

Schnitt in der Energieverteilung

Die Verteilungen der in geladenen Spuren gemessenen Energie ist in Abb. 3.3 auf Seite 20 gezeigt. Insbesondere für $E_{ch} < 0.4\sqrt{s}$, in der Nähe des Akzeptanzschnittes, wird die Verteilung ausreichend gut vom Monte-Carlo reproduziert. Man erkennt in den Daten eine erhöhte Anzahl von Ereignissen mit Energien unterhalb des Schnittes bei $E_{ch} = 0.1\sqrt{s}$. Sie werden als Untergrund aus sog. $\gamma\gamma$ -Ereignissen identifiziert. Der Wirkungsquerschnitt des oberhalb des Schnittes verbleibenden Untergrunds wird mit $\sigma_{\gamma\gamma} = (21 \pm 35) \text{ pb}$ abgeschätzt und subtrahiert, wie in Abschnitt 3.1.5 erläutert wird.

Der systematische Fehler durch den Schnitt in der Verteilung wird dadurch abgeschätzt, daß auf die Energie, die in geladenen Spuren gemessen wird, im Vergleich zum Monte-Carlo eine Unsicherheit von 2 % der Schwerpunktsenergie zugelassen wird. Es werden 376 oder 1.5 % der 25 000 bei $\sqrt{s} = M_Z$ im Monte-Carlo generierten Ereignisse durch den Energieschnitt verworfen. Ein Verschieben der Energieverteilung um den genannten Wert würde diese Zahl um -136 bzw. +125 Ereignisse verändern. Es ergibt sich somit ein Fehlerbeitrag auf die Akzeptanz von $\Delta\epsilon^a = 0.6 \%$.

Zusätzliche Überprüfungen der Akzeptanz

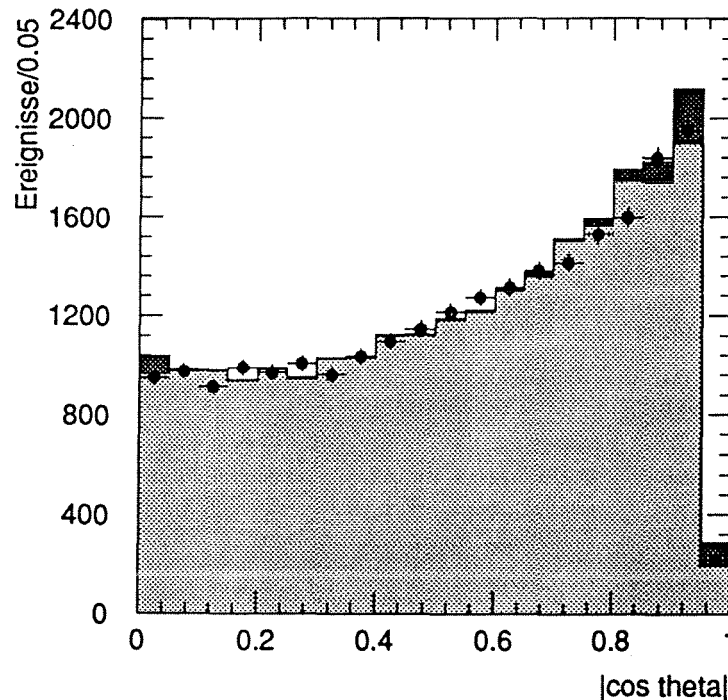


Abb. 3.5: Bestimmung der Akzeptanz aus der Winkelverteilung der Sphärizitätsachse. Gezeigt ist im Histogramm die Verteilungen für die akzeptierten Monte-Carlo-Ereignisse, die dunkelgraue Fläche ist der Anteil, der durch die Akzeptanzschnitte verloren geht. Dabei wurde die Sphärizitätsachse mit "guten" TPC-Spuren berechnet. Die Verteilung der Daten ist ebenfalls gezeigt (Punkte).

Die Abb. 3.5 zeigt eine Methode der Akzeptanzbestimmung aus der Winkelverteilung der Sphärizitätsachse. Sie benutzt die in den Daten gemessene Verteilung und ist daher nahezu unabhängig vom Hadronisierungsmodell des Monte-Carlos. Die Akzeptanz für Monte-Carlo-Ereignisse wird in Bins der Winkelverteilung der Sphärizitätsachse bestimmt. Die Abb. 3.5

zeigt die Verteilung vor und nach den Akzeptanzschnitten im Monte-Carlo. Die Akzeptanz für Hadronereignisse $\varepsilon_{\text{Sph}}^a$ wird dann durch die im Monte-Carlo gefundene Akzeptanz für jedes Bin und der Anzahl der Daten im Bin berechnet. Man findet für $\sqrt{s} = 91.2 \text{ GeV}$ den Wert $\varepsilon_{\text{Sph}}^a = (97.35 \pm 0.1_{\text{stat}}) \%$. Dies ist insignifikant kleiner als der entsprechende Wert aus Tabelle 3.1.

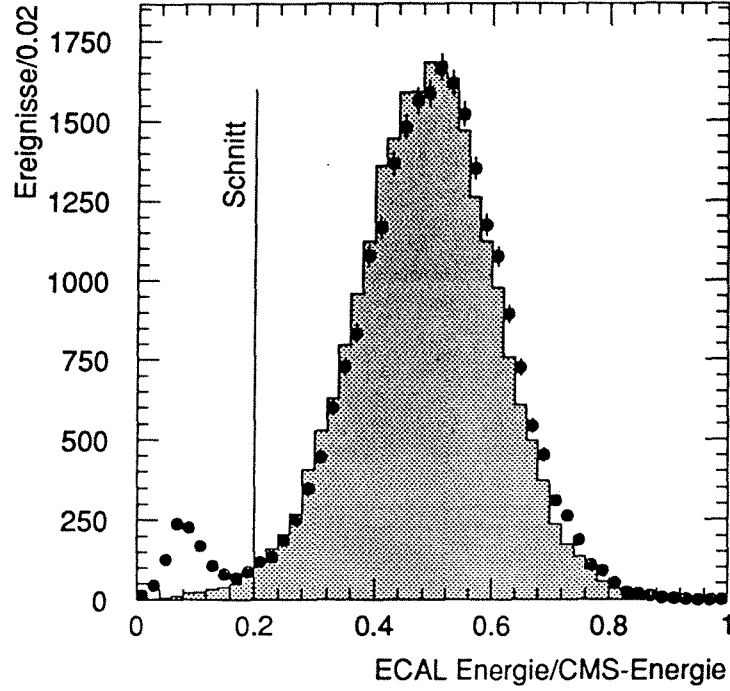


Abb. 3.6: Verteilung der im ECAL nachgewiesenen Energie für Daten (Punkte) und Monte-Carlo-Ereignisse (Histogramm). Der Schnitt in $E_{\text{ch}} > 0.1\sqrt{s}$ wurde versuchsweise durch den eingezeichneten Schnitt bei $E_{\text{ECAL}} > 0.2\sqrt{s}$ ersetzt. Der resultierende Unterschied zwischen Daten und Monte-Carlo ist $< 0.3 \%$.

In Abb. 3.6 ist der Vergleich zwischen Daten und Monte-Carlo-Ereignissen der im ECAL nachgewiesenen Energie dargestellt. Es wird dazu die auf den Drahtebenen der Proportionalkammern gemessene Energie E_{ECAL} benutzt. Als zusätzlicher systematischer Test wurde der Schnitt in $E_{\text{ch}} > 0.1\sqrt{s}$ durch einen Schnitt in der ECAL-Energie bei $E_{\text{ECAL}} > 0.2\sqrt{s}$ ersetzt. Das Monte-Carlo sagt eine Änderung der Akzeptanz von $\Delta\varepsilon^a = +0.44 \%$ voraus. Die Anzahl der akzeptierten Ereignisse ändert sich um $\Delta\varepsilon^a = +0.16 \%$. Der Unterschied der Änderung in Daten und Monte-Carlo ist $< 0.3 \%$ und kann zum Teil durch die bessere Unterdrückung des $\gamma\gamma$ -Untergrunds (siehe Abschnitt 3.1.5) durch den Schnitt in E_{ECAL} erklärt werden. Das Ergebnis bestätigt die Abschätzung des systematischen Fehlers auf die Akzeptanz von dem Energieschnitt in E_{ch} .

3.1.5 Untergrundereignisse

Die nach der Selektion erhaltenen Ereignisse sind nahezu untergrundfrei. Als möglicher Untergrund kommen nur Ereignistypen in Frage, in denen mehrere geladene Spuren in der TPC nachgewiesen werden. Damit sind Ereignisse die nicht Strahl-korreliert sind ausgeschlossen, also Ereignisse von Myonen aus der Höhenstrahlung, die während eines Strahlkreuzens durch den Detektor hindurchtreten.

Es gibt möglichen Untergrund von sog. *beamgas*-Ereignissen, die durch Wechselwirkun-

gen von Strahlteilchen mit der Wand der Strahlröhre oder mit Restgas in der Strahlröhre entstehen. Dieser Untergrund ist in z gleichverteilt und wird abgeschätzt, indem die Selektionskriterien auf z_0 im Bereich $|z_0 - 20 \text{ cm}| < 10 \text{ cm}$ und $|z_0 - 40 \text{ cm}| < 10 \text{ cm}$ abgeändert wurden. Es werden 48 *beamgas*-Ereignisse im Testbereich gefunden, so daß insgesamt 12 ± 2 Ereignisse als Untergrund für die Hadronereignisse mit $|z_0| < 10 \text{ cm}$ erwartet werden. Dies entspricht einem Beitrag von $\Delta\epsilon^a < 0.05 \%$ und ist daher vernachlässigbar.

Untergrund aus τ -Zerfällen in Hadronen

Von den Zerfällen des Z -Bosons kommen nur die Ereignisse $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$ mit anschließendem Zerfall $\tau \rightarrow \text{Hadronen}$ als Untergrund in Frage. Der Beitrag dieses Prozesses wird abgeschätzt, indem Zerfälle von $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$ im Detektor simuliert und den Selektionskriterien unterworfen werden. Es werden $(4.1 \pm 0.2_{\text{stat}}) \%$ der 20 000 simulierten Ereignisse ausgewählt. Das von ALEPH gemessene Verhältnis der Verzweigungsverhältnisse des Z -Bosons nach Hadronen und τ -Paaren ist $\Gamma_\tau/\Gamma_{\text{had}} = (4.8 \pm 0.5) \%$ [29]. Der Untergrund aus $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$ auf $(0.2 \pm 0.03) \%$ abgeschätzt und subtrahiert. Der angegebene Fehler ist konservativ. Ein Vergleich mit den Ereignissen, die sich aus der τ -Paarselektion ergeben, bestätigt die abgeschätzte Größe des Untergrunds.

Bestimmung des $\gamma\gamma$ -Untergrunds

Es gibt außerdem Untergrund von Ereignissen ohne Z -Austausch, sog. $\gamma\gamma$ -Ereignisse, wo das eine einlaufende $e^\pm$ über ein Photon mit einem Bremsstrahlungsphoton des anderen $e^\pm$ wechselwirkt und einen Hadronenzustand erzeugt, wie in Abb. 3.7 gezeigt ist. Diese

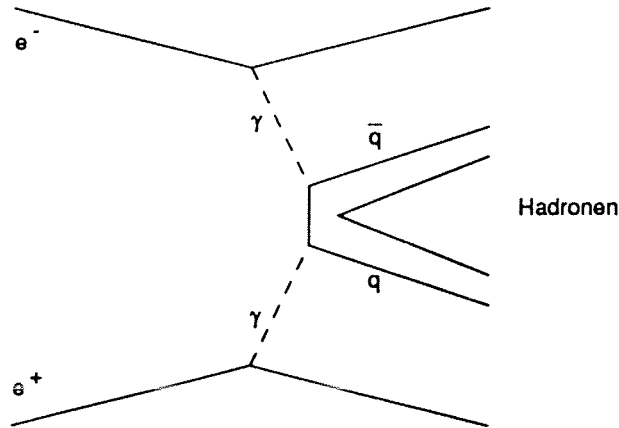


Abb. 3.7: FEYNMAN-Diagramm für ein $\gamma\gamma$ -Ereignis.

Ereignisse haben kleine Transversalimpulse zur Strahlachse und deponieren wenig Energie im Detektor, da der Hauptteil der Energie von den Elektronen getragen wird, die mit hoher Wahrscheinlichkeit in Vorwärtsrichtung undetektiert in die Strahlröhre fliegen. Der Untergrund wird durch die Differenz zwischen Daten und Monte-Carlo-Ereignissen bei kleinen Energien E_{ch} abgeschätzt. Diese Verteilung ist in Abb. 3.8 gezeigt. Der oberhalb des Schnittes bei $E_{\text{ch}} = 0.1\sqrt{s}$ verbleibende Untergrund wird aus der Verteilung im Intervall $0.1 < E_{\text{ch}}/\sqrt{s} < 0.2$ zu (23 ± 40) Ereignisse abgeschätzt. Mit der verwendeten integrierten Luminosität von $\Phi_L = 1142 \text{ nb}^{-1}$ ergibt sich $\sigma_{\gamma\gamma} = 21 \pm 35 \text{ pb}$.

Der Wirkungsquerschnitt von $\gamma\gamma$ -Ereignissen hat eine logarithmische s -Abhängigkeit, ist also über das interessierende Intervall $\sqrt{s} = 88.25 \dots 95.25 \text{ GeV}$ praktisch konstant,

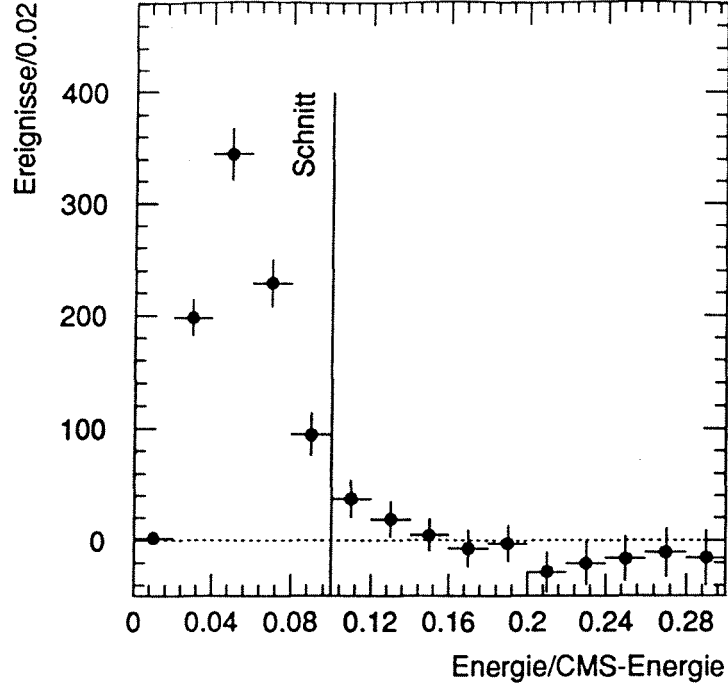


Abb. 3.8: Differenz zwischen Daten und Monte-Carlo der Verteilung der Energie in Spuren geladener Teilchen (in Einheiten von $\sqrt{s}$) von Hadronereignissen. Der Peak stammt von Untergrundereignissen aus $\gamma\gamma$ -Wechselwirkungen.

im Gegensatz zu den hadronischen Ereignissen, deren Wirkungsquerschnitt der Z -Resonanzkurve folgt. Diese Eigenschaft wird für eine zweite, unabhängige Abschätzung der Größe dieses Untergrunds ausgenutzt. Dazu wird die s -Abhängigkeit der Anzahl selektierter Ereignisse im Energieintervall $0.10\sqrt{s} < E_{\text{ch}} \leq 0.15\sqrt{s}$, in der ein gewisser Untergrund von $\gamma\gamma$ -Ereignissen erwartet wird, mit der s -Abhängigkeit der Anzahl von Ereignissen mit $E_{\text{ch}} > 0.3\sqrt{s}$, wo kein Untergrund mehr erwartet wird, in einem Korrelationsdiagramm verglichen. In Abb. 3.9 ist der Wirkungsquerschnitt für die 11 Strahlenergiepunkte im ersten Intervall gegen den Wirkungsquerschnitt im zweiten Intervall aufgetragen. An die sich ergebenden Punkte wird eine Gerade angepaßt, deren y -Achsenabschnitt den s -unabhängigen Anteil des Wirkungsquerschnitts im ersten Energieintervall zu $(10 \pm 27) \text{ pb}$ angibt. Eine Monte-Carlo-Simulation von $\gamma\gamma$ -Ereignissen, auf die die Selektionskriterien angewandt werden, wird dann auf die Messung des Anteils im ersten Energieintervall normiert. Man erhält für die gesamte Akzeptanz $\sigma_{\gamma\gamma} = (17 \pm 46) \text{ pb}$, in völliger Übereinstimmung mit der ersten Methode.

Der Beitrag der Unsicherheit in der Untergrundsubtraktion von $\gamma\gamma$ -Ereignissen zum systematischen Fehler der Akzeptanz ist daher $\Delta\epsilon^a = 0.15 \%$.

3.1.6 Trigger für Hadronereignisse

Ereignisse mit hadronischen Zerfällen des Z -Bosons können die Detektorauslese auf verschiedene Weise auslösen. Für die Messung der Triggereffizienz für Hadronereignisse braucht man zwei Trigger, die unabhängig voneinander die Triggerentscheidung fällen.

- Trigger T_1 beruht auf der im ECAL deponierten Energie. Die Signale von den Drahtebenen der Proportionalkammern jedes Moduls werden in geraden und ungeraden Ebenen getrennt addiert. Die Ausgänge jedes Moduls in den Endkappen bzw.

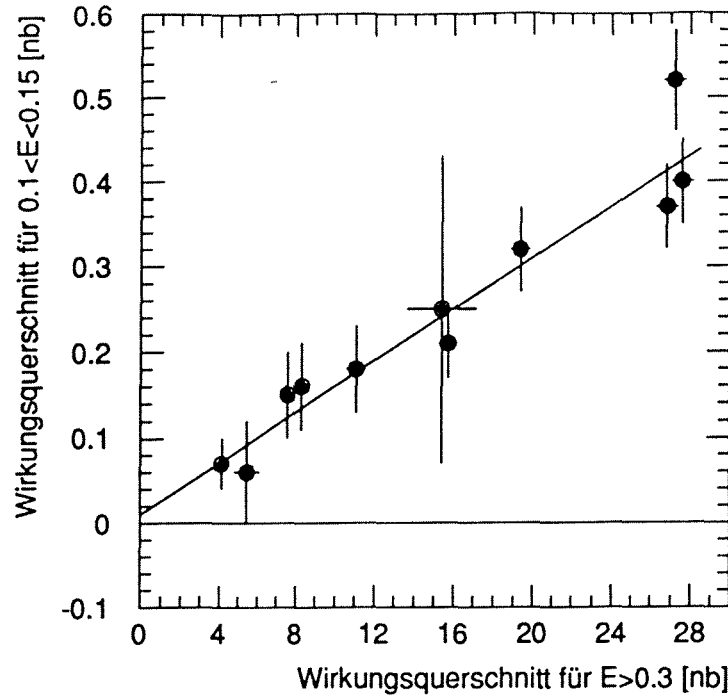


Abb. 3.9: Wirkungsquerschnitt im Energieintervall $0.10\sqrt{s} < E_{\text{ch}} \leq 0.15\sqrt{s}$ gegen den Wirkungsquerschnitt im Energieintervall $E_{\text{ch}} > 0.3\sqrt{s}$. Die an die Meßpunkte angepaßte Gerade hat einen Schnittpunkt mit der y -Achse bei $(0.010 \pm 0.027) \text{ nb}$

dem Barrel werden wieder addiert und auf Diskriminatoren gegeben. Es gibt drei verschiedene Kombinationen von Diskriminatorschwellen, die diesen Trigger auslösen: mehr als 6.6 GeV in der Barrelregion, mehr als 3.8 GeV in einer der Endkappen oder mehr als 1.5 GeV in Koinzidenz in beiden Endkappen.

- Trigger T_2 ist auf den Durchgang geladener Teilchen durch den Detektor empfindlich. Die ITC und das HCAL sind in sog. Triggersegmente in ϕ unterteilt. Die ITC besteht aus 12 Segmenten von jeweils 30° , ebenso die Barrelregion des HCAL; dessen Endkappen bestehen aus 6 Segmenten von jeweils 60° . Ein Triggersegment hat in der ITC dann angesprochen, wenn in mindestens 5 der 8 Drahtlagen ein Signal gesehen wurde. Ein Triggersegment im HCAL hat dann angesprochen, wenn 4 Doppellagen von Drahtebenen gefeuert haben. Dies entspricht geladenen Teilchen, die 35 cm bis 90 cm Eisen im Kalorimeter durchdrungen haben, je nach Polarwinkel. Der Trigger verlangt eine Koinzidenz von Segmenten in ϕ . Dazu werden drei Segmente in ITC und HCAL-Barrel, bzw. zwei Segmente in den HCAL-Endkappen miteinander kombiniert.
- Trigger T_3 ist eine Kombination von Spur- und Energietrigger. Es wird eine Koinzidenz von mindestens 5 Drahtlagen eines Triggersegmentes in der ITC und 1.3 GeV deponierter Energie in den entsprechenden Triggersegmenten des ECAL verlangt.

Bestimmung der Triggereffizienz

Die Trigger T_1 und T_2 können in sofern als unkorreliert betrachtet werden, als sie die Signale aus voneinander unabhängige Subdetektoren benutzen. Allerdings ist eine korrelierte Ineffizienz für Ereignisse mit sehr wenig Energie in geladenen Spuren denkbar, da dann wenig

Energie im ECAL deponiert wird, und gleichzeitig die Energie nicht mehr zum Durchdringen des Eisens im HCAL ausreicht. Abb. 3.10 zeigt die Triggereffizienz von T_1 und T_2 in Abhängigkeit von E_{ch} , unter der Annahme, daß innerhalb der Bins von E_{ch} die Korrelationen vernachlässigt werden kann. Es zeigt sich, daß eine Korrelation nur im niedrigsten Bin bei sehr kleinen Energien vorliegt.

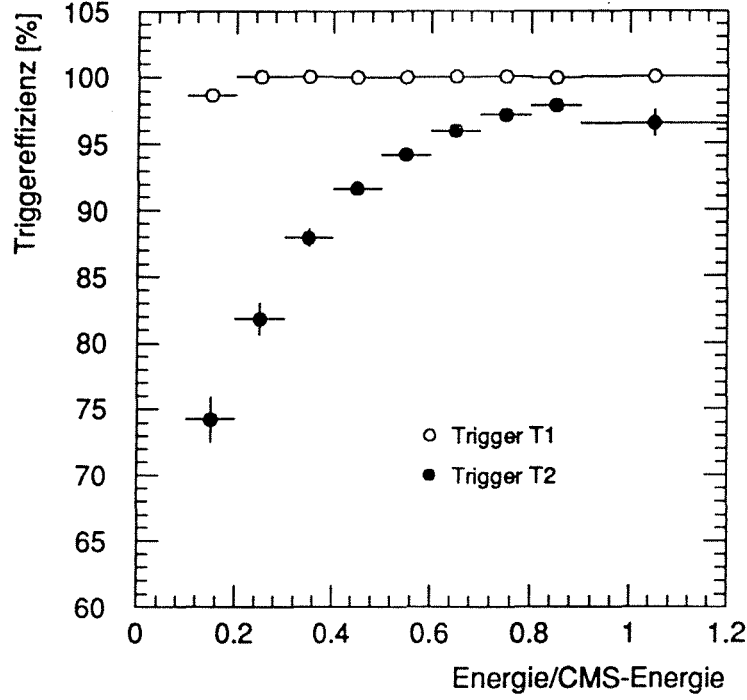


Abb. 3.10: Triggereffizienz in Prozent für Hadronereignisse als Funktion der Energie in geladenen Spuren, E_{ch} für T_1 , dem Trigger auf ECAL Energie und T_2 , dem Trigger auf geladene Spuren in ITC und HCAL, unter der Annahme, beide Trigger seien innerhalb der Bins der Verteilung unkorreliert. Es gibt im Bereich $E_{ch} > 0.2\sqrt{s}$ keine Korrelation zwischen den beiden Effizienzen, da T_1 konstant 100 % effizient ist. Nur im Bin $0.1 < E_{ch}\sqrt{s} < 0.2$ erkennt man, daß beide Trigger bei sehr kleinen Energien korreliert ineffizient werden.

Die Triggereffizienz kann daher für $E_{ch} > 0.2\sqrt{s}$, das sind 97.1 % aller selektierten Hadronereignisse, durch Vergleich der beiden Trigger T_1 und T_2 ermittelt werden. Dazu werden in den N Ereignissen, die mindestens eine der Triggerbedingungen T_1 oder T_2 ausgelöst haben, der Anteil p_1 und p_2 von Ereignissen gezählt, in denen Triggerbedingung T_1 bzw. T_2 eingetroffen sind. Es ergeben sich die Triggereffizienzen zu $\varepsilon_1 = (p_1 + p_2 - 1)/p_2$ und $\varepsilon_2 = (p_1 + p_2 - 1)/p_1$. Die gesamte Triggereffizienz ε^t läßt sich dann berechnen zu $\varepsilon^t = \varepsilon_1 + \varepsilon_2 - \varepsilon_1\varepsilon_2$ ¹.

¹Zur Referenz sei noch die Formel zur Berechnung des Fehlers von ε^t angegeben,

$$\begin{aligned}
 (\Delta\varepsilon^t)^2 &= (1 - \varepsilon_2)^2(\Delta\varepsilon_1)^2 + (1 - \varepsilon_1)^2(\Delta\varepsilon_2)^2 + 2(1 - \varepsilon_1)(1 - \varepsilon_2)\Delta\varepsilon_{12} \\
 (\Delta\varepsilon_1)^2 &= \frac{1}{N} \left[\frac{p_1^2}{p_2^2} \left(\frac{1}{p_1} - 1 \right) + \left(\frac{1 - p_1}{p_2} \right)^2 \left(\frac{1}{p_2} - 1 \right) \right] \\
 (\Delta\varepsilon_2)^2 &= (\Delta\varepsilon_1)^2 \quad \text{mit } p_1 \leftrightarrow p_2 \\
 \Delta\varepsilon_{12} &= \frac{1}{p_1 p_2} \left[\frac{1 - p_2}{p_1} (\Delta p_1)^2 + \frac{1 - p_1}{p_2} (\Delta p_2)^2 \right] \\
 (\Delta p_{1,2})^2 &= \frac{p_{1,2}(1 - p_{1,2})}{N}
 \end{aligned}$$

Die gemessenen Triggereffizienzen sind nicht völlig konstant über die gesamte Runperiode. Sie sind in einzelne Zeitintervalle aufgeteilt in Tabelle 3.2 angegeben. Die kombinierte Triggereffizienz ist aber $99.9982 \pm 0.0008 \%$ gemittelt über die gesamte Zeit, so daß keine Korrektur notwendig ist und der sich ergebende Fehler vernachlässigt werden kann. Es finden sich von 23 293 untersuchten Ereignissen mit $E_{\text{ch}} > 0.2$ eines, das weder Trigger T_1 noch T_2 ausgelöst hat, sondern ausgelesen wurde, da es Trigger T_3 ausgelöst hat. Dies ist kompatibel mit der angegebenen Triggereffizienz.

Zeit-Periode	Ereignisse mit T_1 oder T_2	ε_1	ε_2	ε^t
Sep .	2620	$(99.85 \pm 0.05) \%$	$(83.8 \pm 0.7) \%$	$(99.992 \pm 0.007) \%$
Okt.	8076	$(99.96 \pm 0.02) \%$	$(90.3 \pm 0.4) \%$	$(99.996 \pm 0.003) \%$
Nov.	4250	$(99.98 \pm 0.02) \%$	$(98.0 \pm 0.2) \%$	$(99.9995 \pm 0.0005) \%$
Dez.	8347	$(99.99 \pm 0.01) \%$	$(97.3 \pm 0.2) \%$	$(99.9997 \pm 0.0003) \%$
zusammen	23293	$(99.97 \pm 0.01) \%$	$(93.5 \pm 0.2) \%$	$(99.9982 \pm 0.0008) \%$

Tab. 3.2: Triggereffizienz für Zerfälle des Z -Bosons in Hadronen. Es wurden etwa 23 300 Ereignisse mit $E_{\text{ch}} > 0.2\sqrt{s}$ benutzt.

Es bleibt, die Triggereffizienz für die 683 Ereignisse mit $0.1\sqrt{s} < E_{\text{ch}} < 0.2\sqrt{s}$ abzuschätzen. Wenn man die Korrelation zwischen T_1 und T_2 innerhalb dieses Intervalls vernachlässigt, erhält man eine gemessene Effizienz von $\varepsilon_{E<0.2}^t = (99.65 \pm 0.14) \%$. Dies wird mit der Anzahl von Ereignissen verglichen, die nur den Trigger T_3 ausgelöst haben. Man findet 8 solche Ereignisse, was unter der Annahme, T_3 sei mehr als 90 % effizient, statistisch mit dem Fehler auf $\varepsilon_{E<0.2}^t$ nicht mehr kompatibel ist. Es wird daher eine andere Methode benutzt, um eine untere Grenze auf die Triggereffizienz für Ereignisse mit wenig Energie in Spuren geladener Teilchen abzuschätzen.

Dazu werden in dem Energieintervall die Ereignisse gezählt, die nicht T_1 , aber T_2 erfüllt haben. Es gibt 8 solcher Ereignisse, die sehr wenig ECAL-Energie aufweisen und daher den Trigger T_1 nicht erfüllen konnten. Aus Abb. 3.10 kann man eine untere Grenze für die Effizienz von T_2 im Bin $E_{\text{ch}} < 0.2$ angeben, indem man die Verteilung von den Werten bei höheren Energien extrapoliert. Sie wird mit $\varepsilon_2 > 50 \%$ eher konservativ abgeschätzt. Damit vermisst man höchstens 16 ± 6 Ereignisse, so daß sich die kombinierte Effizienz von T_1 und T_2 zu $\varepsilon_{E<0.2}^t > (97.7 \pm 0.9) \%$ abschätzen läßt. Diese Effizienz gilt lediglich für den Anteil von 2.9 % der Ereignisse im untersten Energiebin.

Die gemittelte Triggereffizienz für alle Ereignisse wird daher konservativ angegeben als

$$\varepsilon^t = (99.9 \pm 0.1) \%. \quad (3.3)$$

3.1.7 Zusammenfassung der Akzeptanz- und Effizienzbestimmung

Tabelle 3.3 faßt den Einfluß der systematischen Unsicherheiten auf Akzeptanz und Effizienz für den Nachweis von Hadronereignissen zusammen. Da die einzelnen Fehlerbeiträge nicht miteinander korreliert sind, werden sie quadratisch addiert. Das Ergebnis lautet

$$\varepsilon^a \varepsilon^t = (97.4 \pm 0.7) \% \quad (3.4)$$

Fehlerquelle	Fehlerbeitrag
Monte-Carlo-Statistik	0.1 %
Schnitt in der Energieverteilung	0.6 %
Schnitt in der Multiplizitätsverteilung	0.2 %
Untergrund von τ -Paaren	0.03 %
Untergrund von $\gamma\gamma$ -Ereignissen	0.15 %
Triggereffizienz	0.1 %
Zusammen	0.7 %

Tab. 3.3: Systematische Fehler auf die Akzeptanz und die Triggereffizienz für Hadronereignisse.

3.2 Luminositätsmessung

Die Luminosität wird bestimmt, indem man die Anzahl von Ereignissen mit BHABHA-Streuung $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ zählt, die in einem genau definierten Bereich des Luminositätskalorimeters des ALEPH-Detektors, dem LCAL, gemessen werden. Die BHABHA-Streuung unter kleinen Winkeln, zwischen etwa $\theta_{\min} \approx 50$ und $\theta_{\max} \approx 110$ mrad, wird durch den Austausch eines Photons im t -Kanal dominiert. Der Einfluß des Z -Austausches kann durch sehr kleine ($< 0.6\%$) elektroschwache Korrekturen berücksichtigt werden, die auf der Spitze der Z -Resonanz fast null sind. Der Wirkungsquerschnitt kann daher innerhalb der QED vorhergesagt werden und ist in erster Ordnung der Strahlungskorrekturen berechnet worden[30]. Es steht ein Ereignisgenerator für Monte-Carlo-Untersuchungen zur Verfügung[31].

Wenn man die Anzahl der BHABHA-Ereignisse zählt, läßt sich der Fluß oder die integrierte Luminosität, also die Anzahl von Ereignissen pro Wirkungsquerschnitt, $\Phi_L = N_L/\sigma_L$, für diese Zeitperiode angeben. Dazu muß der Wirkungsquerschnitt σ_L für die BHABHA-Streuung im wirksamen Detektorbereich (dem sog. *fiducial volume*) genau bekannt sein.

3.2.1 Luminositätskalorimeter (LCAL)

Zur Bestimmung von σ_L ist die präzise und reproduzierbare Definition des für diese Messung wirksamen Bereichs des Detektors entscheidend. BHABHA-Ereignisse haben bei kleinen Winkeln in der Born-Näherung einen Wirkungsquerschnitt $d\sigma_L/d\Omega \propto \theta^{-4}$. Daher hängt die Akzeptanz für diese Ereignisse von dem Quadrat des Radius der inneren Kante des wirksamen Detektorbereiches ab, oder $d\sigma_L/\sigma_L = 2d\theta/\theta$. Mit den Werten des ALEPH Luminositätsdetektors, $\theta_{\min} \approx 50$ mrad und effektive Position $z = \pm 280$ cm, entspricht die Anforderung an diesen Fehlerbeitrag zu σ_L , $\Delta\sigma_L \ll 1\%$, einer Genauigkeit von $\Delta r \ll 700 \mu\text{m}$. Für die Auswahl von Ereignissen ist also entscheidend, den inneren Rand des wirksamen Detektorbereiches möglichst scharf definieren zu können.

Das ALEPH Luminositätskalorimeter ist daher so entworfen worden, daß es eine sehr genaue Definition des wirksamen Detektorbereiches erlaubt. Es besteht aus vier halbkreisförmigen Modulen von elektromagnetischen Kalorimetern im Polarwinkelbereich $\theta = (42 \dots 160)$ mrad. Jedes Modul ist — sehr ähnlich dem ECAL — aus 38 Bleiplatten mit dazwischenliegenden Proportional-Drahtkammern mit Draht- und Padauslese aufgebaut. Die Kathodenebenen der Kammern sind aufgeteilt in insgesamt 784 Pads. Die in den Ebenen hintereinander liegenden Pads sind projektiv auf den Wechselwirkungspunkt ausgerichtet und bilden "Türme", sog. *Tower*. Die *Tower* werden in drei Etagen, den sog. *Storeys* ausgelesen, d.h. die Signale von den Pads eines *Towers* in den Proportionalkammern der ersten 4.8, der zweiten 10.6 und der dritten 9.25 Strahlungslängen des Kalorimeters werden analog addiert und jeweils auf einen gemeinsamen Auslesekanal gegeben. Die Größe

der Pads in der ersten Lage ist $2.86 \text{ cm} \times 2.86 \text{ cm}$. Die transversale Schauergröße für Elektronen bei 45 GeV ist etwa 2.4 cm, wie aus Abb. 3.11 hervorgeht. Damit liegen etwa 60 % der Energie im zentralen *Tower* des Schauers. Die Energieauflösung des Kalorimeters für Elektronen bei 45 GeV wurde im Teststrahl zu 3 % bestimmt. Die Gleichförmigkeit der Energiekalibration zwischen den einzelnen *Towern* ist etwa 2 %. Die Ortsauflösung für den Schwerpunkt eines Schauers in x - und y -Richtung ist 1.5 mm. Die mechanische Genauigkeit der Padgrenzen auf den Kathodenebenen ist $120 \mu\text{m}$. Die mechanische Genauigkeit, mit der die Lagen der jeweils benachbarten Module zueinander definiert sind, ist $140 \mu\text{m}$.

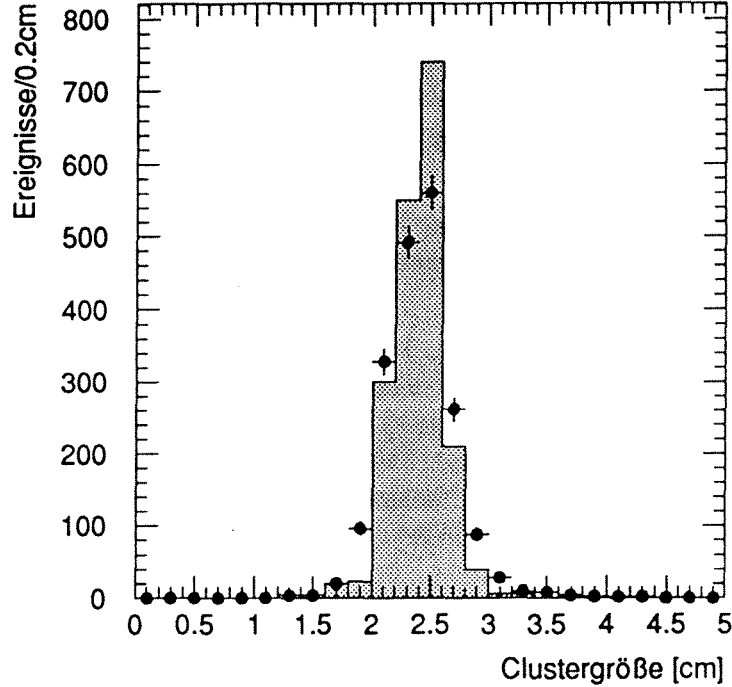


Abb. 3.11: Transversale Schauergröße x_T im LCAL. Daten (Punkte): $\langle x_T \rangle = (2.4 \pm 0.3) \text{ cm}$, Monte-Carlo (Histogramm): $\langle x_T \rangle = (2.4 \pm 0.2) \text{ cm}$

Wegen dieser Eigenschaften läßt sich für einen Schauer im LCAL sehr genau definieren, zu welcher Seite der Begrenzungslinie zwischen zwei Reihen von *Towern* er gezählt wird, indem man diejenige Seite wählt, welche die meiste Energie des Schauers enthält. Diese Information ist in dem rekonstruierten Energieschwerpunkt des Schauers enthalten. Die Auflösung für die Entscheidung, ob das Ereignis im wirksamen Bereich enthalten ist oder nicht, ist $\approx 150 \mu\text{m}$.

3.2.2 Trigger für BHABHA-Ereignisse

Ereignisse von BHABHA-Streuung im Luminositätskalorimeter können verschiedene Trigger auslösen. Sie basieren alle auf der analogen Summe der Padsignale von den LCAL-*Towern*. Der Trigger ist in ϕ in Abschnitte von 30° segmentiert. Die Signale von den *Towern* zweier benachbarter Segmente werden gemeinsam auf Diskriminatoren gegeben. Es gibt pro Seite 12 solcher einander überlappenden Segmente von jeweils 60° . Es werden drei Diskriminatorschwellen benutzt, die den in einem Segment deponierten Energien von 16 GeV, 20 GeV und 31 GeV entsprechen. Daraus werden die folgenden Trigger geschaltet:

- Trigger T_{LH} ist der Haupttrigger für BHABHA-Ereignisse. Er fordert die Koinzidenz von deponierten Energien auf einer Seite > 16 GeV und auf der anderen Seite > 20 GeV. Die Asymmetrie dieser Bedingung erlaubt es, zufällige Koinzidenzen von niederenergetischen *single-arm*-Ereignissen zu unterdrücken, und für BHABHA-Ereignisse auf beiden Seiten voll effizient zu sein. Die effektive Triggerschwelle von 16 GeV für Luminositätsereignisse liegt weit unterhalb des Energieschnittes für die Ereignis Selektion.
- Trigger T_{VH} fordert eine deponierte Energie von > 31 GeV auf einer Seite. Die Trigger rate wurde häufig um einen Faktor 4 untersetzt, d.h. nur jeder vierte Trigger T_{VH} führte zum Auslesen des Ereignisses. In der Triggermaske ist jedoch für jedes Ereignis vermerkt, ob die Bedingung T_{VH} erfüllt war und ob sie zum Auslesen führte. Das erlaubt die Bestimmung der Triggereffizienz, indem man nach Ereignissen sucht, die durch Auslösen von T_{VH} ausgelesen wurden, aber keine der Koinzidenzen T_{LH} aufweist.
- Trigger T_{LL} fordert eine Koinzidenz von > 16 GeV Energie auf beiden Seiten. Seine Rate ist mit einem Faktor 4 untersetzt. Er wurde als Hilfstrigger für systematische Untersuchungen benutzt.
- Trigger T_L und T_H fordern > 16 GeV bzw. > 20 GeV Energie auf einer Seite des Detektors und sind somit außer auf BHABHA-Ereignisse auch auf *single-arm*-Ereignisse sensitiv. Sie werden um einen Faktor von typisch 4000 bzw. 2000 untersetzt. Diese Hilfstrigger erlauben das Überwachen des strahlkorrelierten Untergrunds und die Abschätzung des Untergrunds zu Luminositätsereignissen aus zufälligen Koinzidenzen von *single-arm*-Ereignissen, wie in Abschnitt 3.2.4 auf Seite 37 erklärt ist.

3.2.3 Auswahl der BHABHA-Ereignisse

Es soll im folgenden beschrieben werden, wie die BHABHA-Ereignisse für die Bestimmung von N_L ausgewählt werden. Dazu wird zunächst die Definition des wirksamen Detektorbereichs gegeben und das Verfahren zur Entscheidung, ob ein Ereignis in diesem Bereich liegt, beschrieben. Die Kriterien für die Auswahl von e^+e^- -Ereignissen in diesem Detektorbereich werden aufgeführt und der Beitrag von Untergrundereignissen abgezogen. Die systematischen Fehler werden abgeschätzt.

Definition des wirksamen Detektorbereichs

Um die Eigenschaften des LCAL auszunutzen, wird auf der in Abb. 3.12 gezeigten Padstruktur eine Region gewählt, die eine Reihe von *Towern* am inneren Rand des Kalorimeters ausschließt. Ebenso wird ein äußerer Bereich ausgeschlossen, der etwa $\theta > 110$ mrad entspricht. Hier liegen vor dem LCAL Teile des Detektors mit dichteren Strukturen, wie etwa die Halterungen der TPC und ITC. Die Elektronen können daher einen Teil ihrer Energie bereits vor Eintritt in das Kalorimeter verlieren. Die in Abb. 3.13 gezeigte Energieverteilung für Elektronschauer wird daher für diesen Winkelbereich zu kleineren Energien verschoben und erhält so einen Schwanz, der im Monte-Carlo nicht richtig simuliert wird. Die durch Ausschließen des äußeren Bereiches verlorengelassene Statistik beträgt nur etwa 15 % der Ereignisse.

Die Definition des wirksamen Detektorbereichs ist asymmetrisch auf Seite *A* und *B*. Die im folgenden beschriebene Selektion wird bei ungeraden Ereignisnummern auf Seite *A*, für das Elektron, und bei geraden Ereignisnummern auf Seite *B*, für das Positron, durchgeführt.

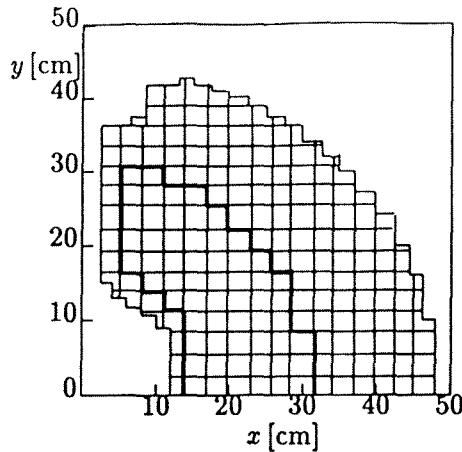


Abb. 3.12: Die Padstruktur einer Hälfte eines Moduls des Luminositätskalorimeters. Die hervorgehobene Linie zeigt die Definition des wirksamen Detektorbereiches.

Benachbarte *Tower*, die mehr als 50 MeV Energie enthalten, werden zu Energie-Clustern zusammengefaßt. Es werden die jeweils höchstenergetischen Cluster auf jeder Seite berücksichtigt.

Es wurden verschiedene Selektionsmethoden benutzt und miteinander verglichen. Die Ergebnisse der Vergleiche sind im Abschnitt 3.2.6 auf Seite 40 im Detail beschrieben. Das hier verwendete Verfahren beruht auf dem rekonstruierten Energieschwerpunkt des Schauers. Es wird verlangt, daß er innerhalb des in Abb. 3.12 gezeigten erlaubten Bereiches liegt. Für den höchstenergetischen Schauer auf der anderen Detektorseite wird lediglich verlangt, daß sein Schwerpunkt mehr als 1 cm vom Rand des Kalorimeters entfernt ist.

Die asymmetrischen Bedingungen und die Tatsache, daß die Rolle von Elektron und Positron abwechselt, sorgen dafür, daß in erster Ordnung die Akzeptanz unabhängig wird von transversalen oder longitudinalen Verschiebungen des Wechselwirkungspunktes oder von kleinen Winkeländerungen der Strahlrichtung. Die verbleibende Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von den Strahlparametern führt zu einem systematischen Fehler von weniger als 0.1 %. Die horizontale und vertikale Position des Strahlkreuzungspunktes kann mit Hilfe der Schauerpositionen auf den beiden Seiten mit einer Genauigkeit von etwa $200\text{ }\mu\text{m}$ für jede LEP Füllung gemessen werden. Die sich daraus ergebenden Korrekturen sind allerdings vernachlässigbar klein. Eine etwaige horizontale Verschiebung des Strahls von z.B. 3 mm würde zu einem Verlust von weniger als 0.1 % der akzeptierten Ereignisse führen[32].

Selektionsschnitte

Für die Auswahl von Ereignissen, die innerhalb des oben definierten wirksamen Bereichs des Detektors liegen, dient die Energie und die Position des Energieschwerpunkts desjenigen Schauers, in dem auf der jeweiligen Seite die höchste Energie gemessen wird. Die Schauerenergien werden für jeden Run mit Hilfe der Daten auf die bekannte LEP-Strahlenergie kalibriert. Dies geschieht für jedes Modul einzeln.

Abb. 3.14a zeigt in einem Korrelationsdiagramm die Schauerenergie E_2 auf der Detektorseite ohne Bereichsschnitt, aufgetragen gegen die Schauerenergie E_1 auf der Seite, die dem Bereichsschnitt unterworfen wurde. Man erkennt zwei klar voneinander getrennte Klassen von Ereignissen. Die BHABHA-Ereignisse haben ein Energiespektrum mit einem Maximum bei der Strahlenergie, $E_{1,2} \approx 0.5\sqrt{s}$, mit einer Breite von etwa 3 %. Außerdem gibt es einen Untergrund von Ereignissen mit Schauerenergien, deren Maximum bei etwa der halben

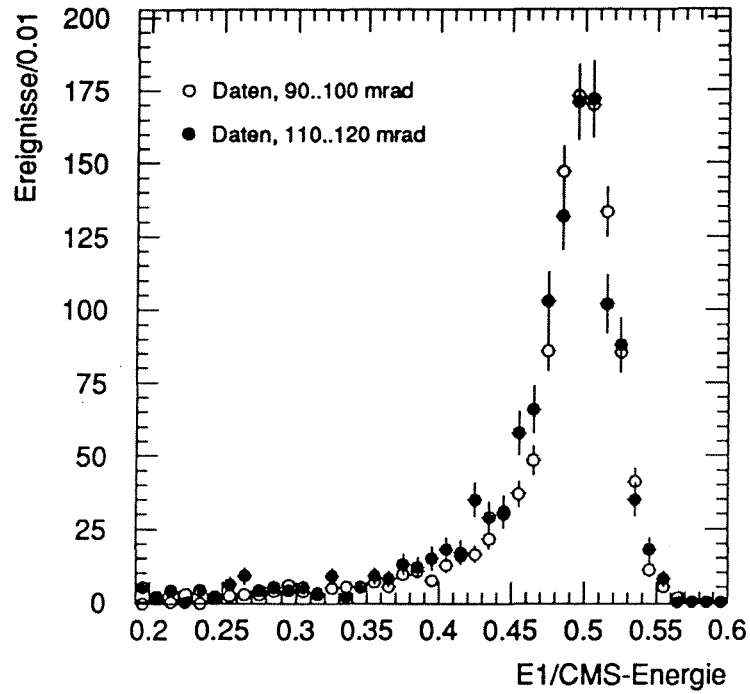


Abb. 3.13: Verteilung der in einem Modul des LCAL rekonstruierten Energie von BHABHA-Ereignissen in Einheiten der Schwerpunktsenergie, für $\theta = (110 \dots 120)$ mrad (gefüllte Punkte) im Vergleich mit $\theta = (90 \dots 100)$ mrad (offene Punkte). Die Verteilung der Energie im äußeren Detektorbereich ist zu kleineren Energien hin verschoben und zeigt einen ausgeprägteren Schwanz.

Strahlenergie, also bei $E_{1,2} \approx 0.25\sqrt{s}$, liegt. Es handelt sich um Elektronen und Positronen aus dem Strahl, die sich aus dem Strahlpaket gelöst haben, sog. *off-momentum*-Elektronen. Sie treffen mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit direkt in das Luminositätskalorimeter, und es gibt zufällige Koinzidenzen dieses Vorgangs auf beiden Seiten des Detektors.

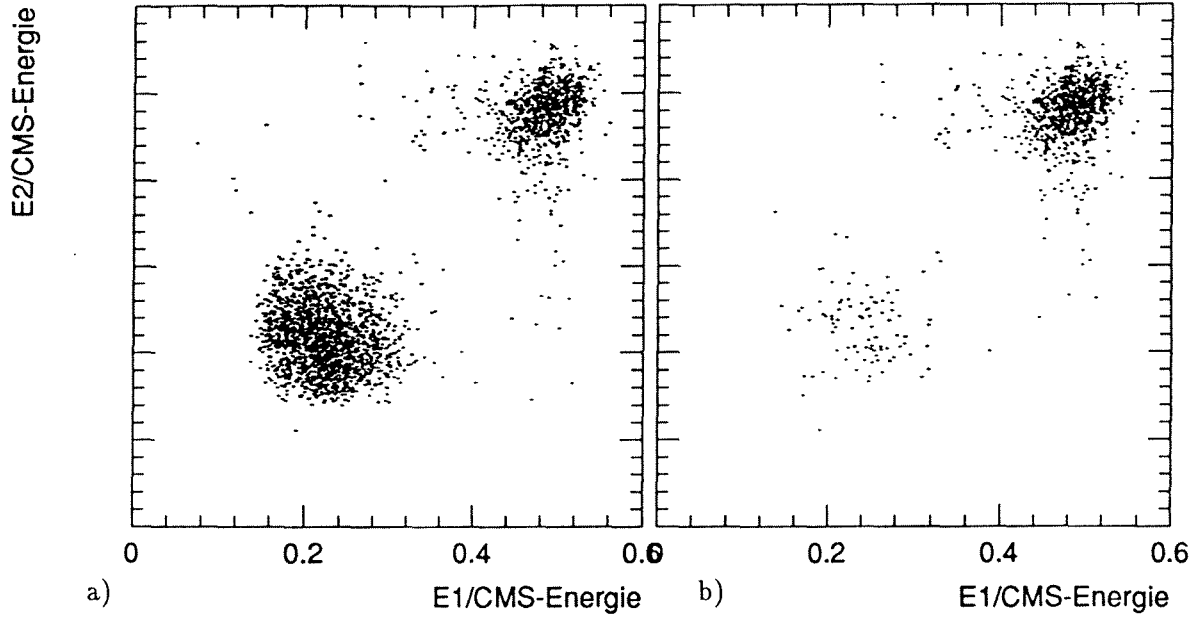


Abb. 3.14: Korrelationsdiagramm der rekonstruierten Schauerenergie auf der Seite ohne Bereichsschnitt gegen die auf der Seite mit Bereichsschnitt. a) vor und b) nach dem Schnitt in der $\Delta\phi$ -Verteilung

Für BHABHA-Ereignisse wird verlangt, daß in den Schauern auf jeder Seite mehr als 22 % der Schwerpunktsenergie gemessen wird. Um den Untergrund zu unterdrücken wird zusätzlich verlangt, daß die Summe der Energien auf beiden Seiten größer ist als 60 % der Schwerpunktsenergie. Dieser Schnitt ist in Abb. 3.15 gezeigt.

Die beiden Schauer der BHABHA-Ereignisse liegen immer im Azimutwinkel ϕ in entgegengesetzter Richtung auf den beiden Seiten des Kalorimeters bei $\Delta\phi \equiv \phi_2 - \phi_1 = 180^\circ$. Die Verteilung von $\Delta\phi$ für Ereignisse, die den Bereichsschnitt und die Energieschnitte bestehen, zeigt Abb. 3.16. Ereignisse mit zufälligen Koinzidenzen von *off-momentum*-Elektronen liegen bevorzugt in der Strahlebene. Die Differenz des Azimutwinkels der Schauer auf beiden Seiten ist daher entweder $\Delta\phi = 180^\circ$ oder $\Delta\phi = 0^\circ$. Die Verteilung von $\Delta\phi$ für die Untergrundereignisse ist in Abb. 3.18 auf Seite 38 gezeigt. Sie ist viel breiter als die von BHABHA-Ereignissen. Letztere ist in erster Linie durch die Ortsauflösung des Detektors gegeben (und nicht von den Strahlungskorrekturen). Die $\Delta\phi$ -Verteilung für BHABHA-Ereignisse im Vergleich mit den Monte-Carlo-Ereignissen ist noch einmal in Abb. 3.17 in linearer Skala dargestellt. Um den Untergrund zu unterdrücken, wird ein Schnitt in $\Delta\phi$ bei $170^\circ < \Delta\phi < 190^\circ$ gewählt, weit ausserhalb des GAUSS'schen Bereichs der Verteilung. Den Beitrag dieses Schnittes zur Unterdrückung des Untergrunds sieht man deutlich im Vergleich des Energiekorrelationsdiagramms vor und nach dem $\Delta\phi$ -Schnitt in Abb. 3.14. Der verbleibende Untergrund von etwa 0.4 % kann bestimmt und subtrahiert werden, wie im folgenden beschrieben wird. Die Abb. 3.15 zeigt die Energieverteilung von $E_1 + E_2$ vor

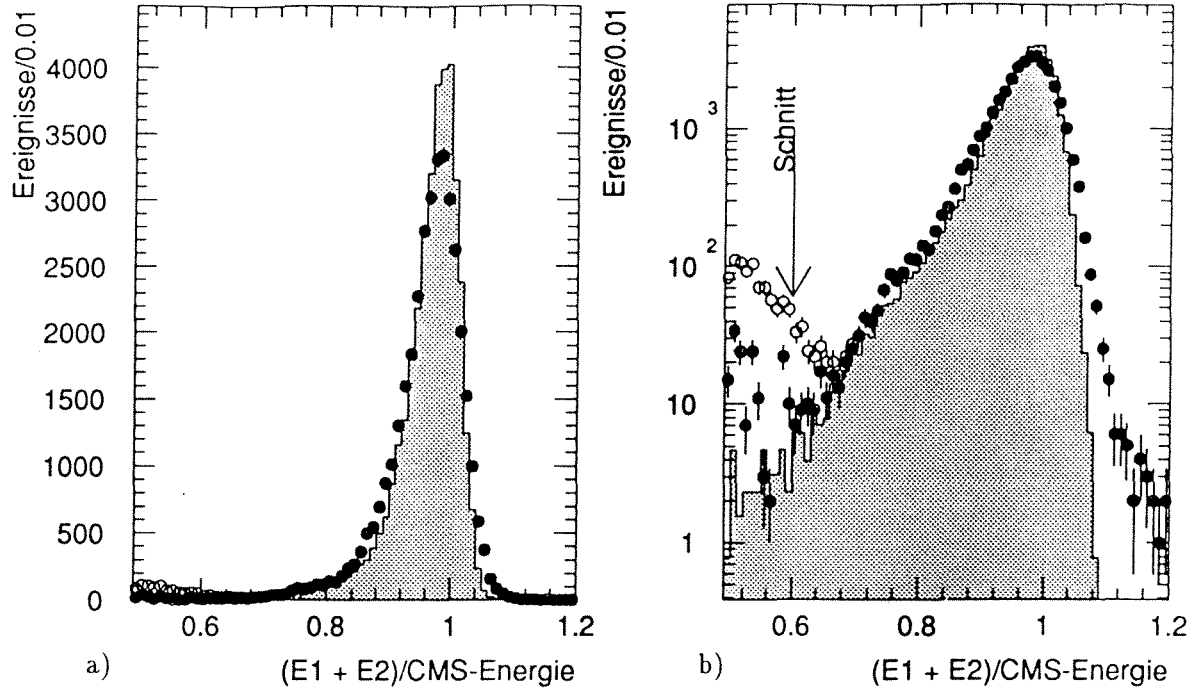


Abb. 3.15: Verteilung der Summe der Schauerenergien auf beiden Seiten des Detektors, $E_1 + E_2$, in Einheiten der Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$. Offene(gefüllte) Punkte: Daten ohne(mit) Untergrundsubtraktion, Histogramm: Monte-Carlo. In der Darstellung mit linearer Skala erkennt man, daß im Monte-Carlo die Energieauflösung der Daten nicht richtig wiedergegeben wird, $\sigma(E_1 + E_2)_{\text{Daten}} \approx 3.6\%$, $\sigma(E_1 + E_2)_{\text{M.C.}} \approx 2.8\%$. Die gleiche Verteilung im logarithmischen Maßstab zeigt, daß der Einfluß der unzureichend simulierten Auflösung in der Nähe des Schnittes keine Rolle spielt.

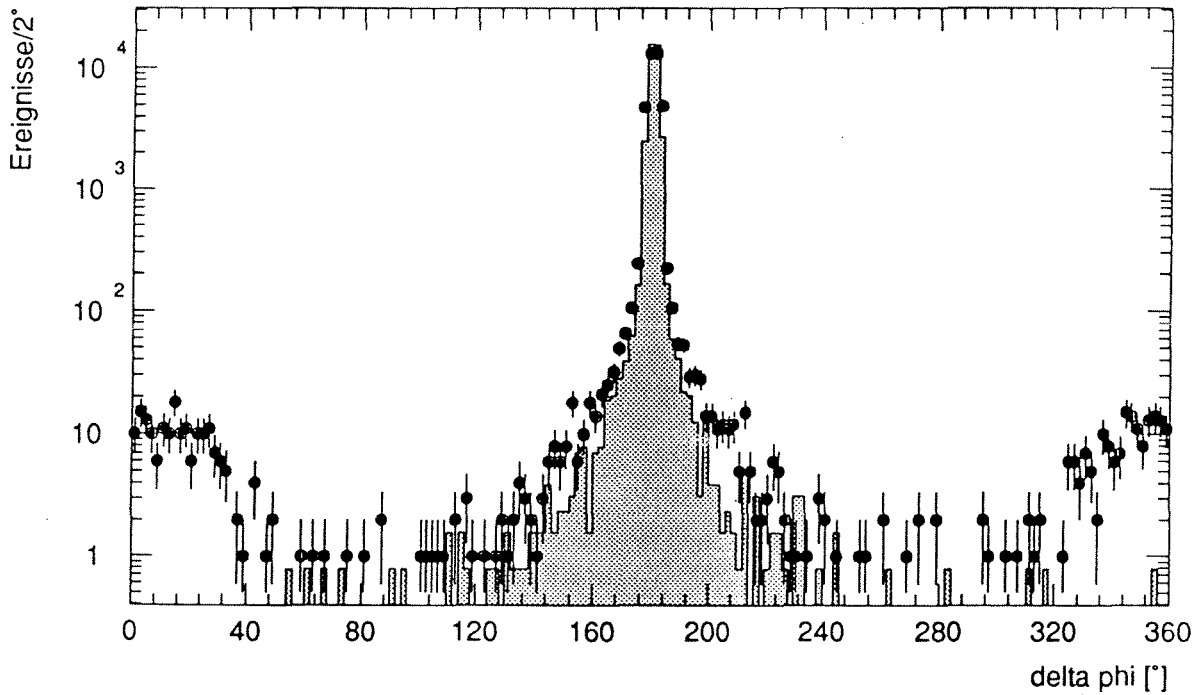


Abb. 3.16: $\Delta\phi$ -Verteilung von Ereignissen, auf die die Selektionsschnitte bis auf den $\Delta\phi$ -Schnitt angewendet wurden. Daten (Punkte) und Monte-Carlo (Histogramm).

und nach Abzug der Untergrundereignisse.

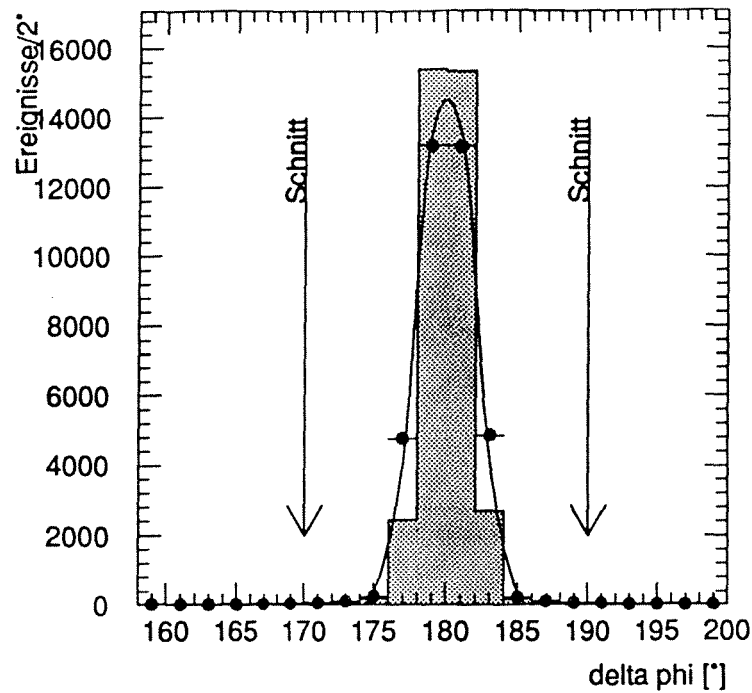


Abb. 3.17: Selektionsschnitt in der $\Delta\phi$ -Verteilung, Daten (Punkte) und Monte-Carlo (Histogramm). $\sigma(\Delta\phi) \approx 1.8^\circ$ für Daten, $\sigma(\Delta\phi) \approx 1.5^\circ$ für Monte-Carlo. Der Schnitt liegt bei $180^\circ \pm 10^\circ$

3.2.4 Bestimmung des Untergrunds aus zufälligen Koinzidenzen

Die $\Delta\phi$ -Verteilung erlaubt es, den nach den Selektionsschnitten verbleibenden Untergrund von zufälligen Koinzidenzen von Strahlteilchen, die direkt ins Kalorimeter treffen, abzuschätzen. Für die Untergrundereignisse ist der Peak bei $\Delta\phi = 0^\circ$ etwa gleich hoch wie bei $\Delta\phi = 180^\circ$. Dies zeigt Abb 3.18 für die Ereignisse mit Energien unterhalb des Energieschnitts. Diese Aussage wird bestätigt durch den Vergleich der Bereiche $\Delta\phi = 10^\circ \dots 20^\circ$ mit $\Delta\phi = 160^\circ \dots 170^\circ$ für Ereignisse oberhalb des Energieschnitts, nach Abzug der vom Monte-Carlo vorhergesagten BHABHA-Ereignisse mit $\Delta\phi = 160^\circ \dots 170^\circ$. Die Ergebnisse sind in Tabelle 3.4 aufgeführt. Es wird im Bereich $\Delta\phi = 170^\circ \dots 180^\circ$ ein Untergrund von $\approx 0.4\%$ erwartet, der abgezogen wird.

Kontrollbereich $\Delta\phi$	Ereignisse Daten	Ereignisse Monte-Carlo	Differenz Daten-M.C.
$0^\circ \dots 10^\circ, 350^\circ \dots 360^\circ$	113	1	112 ± 11
$10^\circ \dots 20^\circ, 340^\circ \dots 350^\circ$	113	0	113 ± 11
$160^\circ \dots 170^\circ, 190^\circ \dots 200^\circ$	296	154 ± 11	142 ± 21
		gemittelt:	122 ± 9

Tab. 3.4: Bestimmung des Untergrunds für BHABHA-Ereignisse durch zufällige Koinzidenzen von *off-momentum*-Elektronen in drei Kontrollbereichen der $\Delta\phi$ -Verteilung. Es wurden Daten mit 36 819 selektierten BHABHA-Ereignisse benutzt. Der Untergrund ist daher $(0.33 \pm 0.03)\%$.

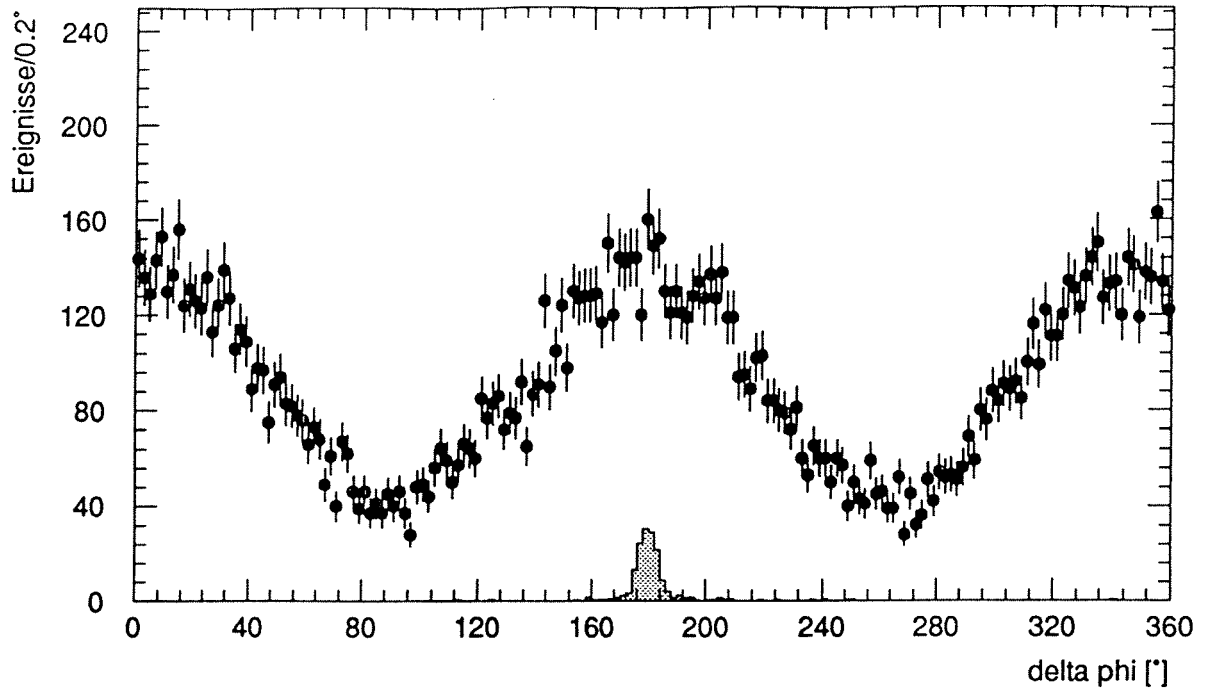


Abb. 3.18: $\Delta\phi$ -Verteilung der Schauer von Untergrundereignissen aus zufälligen Koinzidenzen. Die Punkte zeigen Ereignisse mit ganz im Detektor enthaltenen Schauern mit Energien $E_1 + E_2 < 0.6\sqrt{s}$. Die Ereignisse des BHABHA-Monte-Carlos, die diesen Schnitt überstehen, sind im Histogramm gezeigt.

Eine weitere, hiervon unabhängige, Methode den Untergrund abzuschätzen, benutzt Ereignisse, die einen Luminositätstrigger nur auf einer Seite des Detektors ausgelöst haben. Diese Trigger benutzen die gleichen Triggerdiskriminatorschwellen wie die Koinzidenztrigger, aber ohne die Koinzidenzbedingung zwischen Seite *A* und *B*. Es gibt vier verschiedene Kombinationen von Seite *A* und *B* mit niedriger Schwelle (16 GeV) und mit hoher Schwelle (20 GeV). Die Rate der sog. *single-arm*-Trigger ist um einen Faktor 2000 für die hohe, bzw. 4000 für die niedrige Schwelle untersetzt.

Aus der Berechnung der Wahrscheinlichkeiten für Kombinationen von *single-arm*-Trigger zu (simulierten) zufälligen Koinzidenzen in einer festgelegten Zeitperiode läßt sich die Anzahl der in dieser Periode erwarteten zufälligen Koinzidenzen berechnen. Diese Analyse wurde für einige Runs durchgeführt und liefert völlig kompatible Resultate zur vorher beschriebenen Methode. Daher wurde der Untergrund mit der einfacheren $\Delta\phi$ -Methode bestimmt.

Ein möglicher Untergrund kommt von $\gamma\gamma$ -Ereignissen. Der Wirkungsquerschnitt für diesen Prozess innerhalb der Akzeptanz für BHABHA-Ereignisse trägt aber nur mit 0.05 % bei und kann daher vernachlässigt werden.

3.2.5 Effektiver BHABHA-Wirkungsquerschnitt

Der effektive Wirkungsquerschnitt σ_L für BHABHA-Ereignisse im wirksamen Bereich des LCAL und mit dem beschriebenen Selektionsverfahren wurde mit Hilfe einer Monte-Carlo-Methode bestimmt. Es wurde der Ereignisgenerator BABAMC[31] verwendet, der die BHABHA-Streuung $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$ mit Strahlungskorrekturen in erster Ordnung der elektromagnetischen Kopplungskonstante α simuliert. Die Wechselwirkungen der generierten

Elektronen, Positronen und Photonen im Detektor wurden simuliert, die Schauerbildung im LICAL parametrisiert und simulierte Rohdaten erzeugt. Diese wurden genau wie die echten Daten rekonstruiert und der Ereignis Selektion unterworfen. Der effektive Wirkungsquerschnitt ergibt sich aus dem vom Ereignisgenerator gelieferten Wirkungsquerschnitt und der Anzahl der generierten und selektierten Ereignisse.

Der Ereignisgenerator BABAMC beinhaltet elektroschwache Korrekturen und die Vakuumpolarisationsbeiträge von Hadronen[33]. Die simulierten Ereignisse wurden bei $\sqrt{s} = 91.0$ GeV generiert. Das Ergebnis kann für die anderen Schwerpunktsenergien skaliert und so der große Rechenaufwand für die Detektorsimulation vermieden werden. Das Ergebnis bei $\sqrt{s} = 91$ GeV wird daher für die anderen Schwerpunktsenergien mit $\delta_{\text{QED}}(s) = (91.0 \text{ GeV})^2/s$ korrigiert. Zusätzlich gilt es, die elektroschwachen Korrekturen zu berücksichtigen, die eine Abweichung vom $1/s$ -Verhalten des Wirkungsquerschnitts verursachen und eine Funktion der Massen von Z -Boson M_Z , Top-Quark m_t und HIGGS-Boson M_H sind. Für die Monte-Carlo-Produktion wurden die Parameter $M_Z = \sqrt{s} = 91.0$ GeV und $m_t = M_H = 100$ GeV gewählt. Die elektroschwachen Korrekturen betragen maximal 0.6 % und sind von dem genauen Wert von M_Z abhängig. Die Effekte einer Variation von m_t und M_H sind klein und werden vernachlässigt. Die Korrektur wird bei den Parameteranpassungen später als Funktion von s und M_Z berücksichtigt. Sie wurde gewonnen, indem Ereignisse bei den verschiedenen Schwerpunktsenergien generiert wurden und der Wirkungsquerschnitt des Generators mit dem bei $\sqrt{s} = 91.0$ GeV verglichen wurde. Die Korrektur wurde parametrisiert zu

$$\delta_{\text{ew}}(s, M_Z) = \left(1 + \frac{b(\sqrt{s} - M_Z) + c}{(\sqrt{s} - M_Z)^2 + (g/2)^2} \right) / \left(1 + \frac{c}{(g/2)^2} \right) \quad (3.5)$$

mit $b = -0.018$ GeV, $c = 0.0028$ GeV² und $g = 2.4$ GeV. Die Parametrisierung beschreibt das Ergebnis von BABAMC auf etwa 0.1 % genau.

Für die Monte-Carlo-Produktion wurden 150 000 Ereignisse im Winkelbereich von $\theta = 38 \dots 200$ mrad generiert, entsprechend einem Wirkungsquerschnitt von (85.984 ± 0.008) nb. Die Ereignisauswahl selektiert 46 988 Ereignisse. Damit ist der effektive Wirkungsquerschnitt

$$\begin{aligned} \sigma_L^0 &= (26.93 \pm 0.10_{\text{stat}}) \text{ nb}, \\ \sigma_L(s, M_Z) &= \sigma_L^0 \delta_{\text{ew}}(s, M_Z) \delta_{\text{QED}}(s). \end{aligned} \quad (3.6)$$

Da der Ereignisgenerator nur Effekte der QED in erster Ordnung berücksichtigt, müssen eventuelle Einflüsse höherer Ordnungen abgeschätzt werden[32]. Der Einfluß der Strahlungskorrekturen in erster Ordnung gegenüber dem Ergebnis mit einem Monte-Carlo-Generator ohne Strahlungskorrekturen ist $\delta_{1.\text{Ord.}} = +2.5\%$. Diese Zahl ist aber nicht aussagekräftig für die Abschätzung des möglichen Einflusses höherer Ordnungen, da sie durch Veränderung der asymmetrischen Schnitte auch auf null gebracht werden könnte. Eine bessere Abschätzung liefert die Anwendung sehr enger, symmetrischer Schnitte für den wirksamen Detektorbereich. Der Effekt durch die Berücksichtigung vom Strahlungskorrekturen in erster Ordnung von α würde dann $\delta_{1.\text{Ord.}} = -8\%$ betragen. Man würde weitere 1.7 % der Ereignisse durch die Energieschnitte verlieren, wenn man Elektron und Photon nicht in einem gemeinsamen Energie-Cluster zusammenfassen würde.

Es ist üblich, den Einfluß höherer Ordnungen mit $\delta_{\text{HO}} < \delta_{1.\text{Ord.}}^2/2$ abzuschätzen. Der Wert für die Auswirkung des Fehlers der theoretischen Vorhersage auf den effektiven Wirkungsquerschnitt σ_L wird konservativ mit 0.7 % angegeben.

3.2.6 Systematische Fehler der Luminositätsmessung

Die systematischen Unsicherheiten auf die Luminositätsmessung von den Selektionsschnitten für BHABHA-Ereignisse im wirksamen Detektorbereich werden abgeschätzt.

Schnitt auf den wirksamen Detektorbereich

Die geometrische Ereignisselektion wurde überprüft, indem mehrere verschiedene, voneinander unabhängige Methoden auf die aufgezeichneten und simulierten Daten angewendet wurden und die sich ergebende Verschiebung der Ereigniszahlen zwischen Daten und Monte-Carlo verglichen wurde. Es ergaben sich innerhalb der angegebenen systematischen Unsicherheiten ausgezeichnete Übereinstimmungen in der Änderung der Anzahl von echten und simulierten Ereignissen durch die verschiedenen Selektionen. Die Untersuchungen wurden mit etwa 21 500 akzeptierten Ereignissen und etwa 46 400 akzeptierten Monte-Carlo-Ereignissen durchgeführt.

Der Bereichsschnitt aufgrund des Schauerschwerpunkts wurde mit verschiedenen Selektionen verglichen, die auf dem *Tower* mit der meisten Energie beruhen[32]. Die Ergebnisse im einzelnen:

- Es wird verlangt, daß der *Tower*, der den größten Anteil der Schauenergie enthält, innerhalb des in Abb. 3.12 gezeigten erlaubten Bereiches liegt. Wenn dieser *Tower* sich entlang der inneren Grenze der erlaubten Region befindet, wird zusätzlich gefordert, daß mehr Energie innerhalb als außerhalb des wirksamen Detektorbereichs deponiert wurde. Dazu wird die Summe der Energien im ersten *Storey* der drei benachbarten *Tower* am Rand innerhalb aufaddiert und mit den entsprechend berechneten Energien außerhalb verglichen. Es stellt sich heraus, daß von den bereits ausgewählten Ereignisse durch diese zusätzliche Forderung lediglich weitere 0.15 % verworfen werden. Im Monte-Carlo sind es 0.27 %. Aus einer Datenmenge mit 13 302 ausgewählten Ereignissen der Schauerschwerpunktmethode wurden 13 147 Ereignisse mit der hier beschriebenen Methode selektiert, wobei 12 861 Ereignisse von beiden Methoden ausgewählt wurden. Man findet also eine Änderung in den Daten von $(-1.2 \pm 0.2) \%$, wobei die Korrelation zwischen beiden Selektionsmethoden im Fehler berücksichtigt wurde. Im Monte-Carlo ist die Änderung -1.25% . Die Diskrepanz liegt also innerhalb des statistischen Fehlers des Untersuchungsergebnisses.
- Die Selektion des *Towers* mit der meisten Energie wurde anstelle mit der im ersten *Storey* gemessenen Energie mit derjenigen im dahinter liegenden *Storey* von 10.6 Strahlungslängen durchgeführt. Beide Messungen sind voneinander unabhängig. Der Unterschied der Anzahl selektierter Ereignisse ist 0.12 % in den Daten und 0.42 % im Monte-Carlo, die Diskrepanz also 0.3 %. Dieser Wert wird als Abschätzung der systematischen Unsicherheit auf die Wahl des wirksamen Detektorbereiches angegeben.
- Die erlaubte Padregion wurde um eine weitere Padreihe am inneren Rand des Kalorimeters eingeschränkt. Es werden $(70.15 \pm 0.03) \%$ der Ereignisse im Vergleich zum Standardbereich akzeptiert. Das Monte-Carlo sagt 70.20 % voraus. Die Diskrepanz liegt also innerhalb des statistischen Fehlers.

Schnitte in den Schauenergien

Im Monte-Carlo werden einige passive Komponenten des Detektors nicht oder nur ungenügend beschrieben, so etwa die Signalkabel anderer Detektoren vor dem LCAL, die

Elektronikmodule des SATR, die Halterungsstruktur der TPC, die Kabelhalterungen der ITC. Ebenso sind unempfindliche Bereiche in den Proportionalkammern des LCAL durch die Halterungen der Signaldrähte nicht genau parametrisiert. Man muß erwarten, daß die Breite des Energiespektrums im Monte-Carlo nicht genau dem der Daten entspricht. Daher können die Energieschnitte einen systematischen Fehler hervorrufen, wenn sie in die Energieverteilung hineinschneiden. Um 100 % effizient zu sein, wurden sie so gewählt, daß sie oberhalb der Triggerschwellen liegen.

Der Einfluß der Energieschnitte ist mit etwa 36 700 akzeptierten Ereignissen und etwa 47 000 akzeptierten Monte-Carlo-Ereignissen untersucht worden.

- Tabelle 3.5 zeigt den Einfluß einer Verschiebung des Energiesummenschnitts $(E_1 + E_2)/\sqrt{s} > 60\%$ in Abb. 3.15. Erst bei $(E_1 + E_2)/\sqrt{s} > 80\%$ sieht man signifikante Diskrepanzen in der Änderung der Anzahl selektierter Ereignisse in den Daten im Vergleich zum Monte-Carlo. Dies ist durch die mangelhaft simulierte Energieauflösung zu erklären. Der Schnitt bei 60 % läßt aber eine Unsicherheit in der Energiemessung von $\pm 5\%$ zu, bei einer Diskrepanz der Änderungen von $< 0.05\%$.

Schnitt auf $(E_1 + E_2)/\sqrt{s}$ bei	Δ Daten	Δ Monte-Carlo gegen 60 %	Diskrepanz Daten-MC
55 %	-27	-18	0.02 %
60 %	—	—	—
65 %	52	32	0.05 %
70 %	137	109	0.07 %
75 %	363	292	0.19 %
80 %	843	652	0.53 %

Tab. 3.5: Untersuchung der systematischen Unsicherheit durch den Schnitt in der Summe der Schauerenergien auf beiden Seiten, $E_1 + E_2 > 0.6\sqrt{s}$. Es wurden 36 706 Ereignisse und 46988 Monte-Carlo-Ereignisse benutzt.

- Die Schnitte auf E_1 und E_2 , $E_{1,2}/\sqrt{s} > 22\%$ wurden zwischen 17 % und 32 % verändert, siehe Tabelle 3.6. Der Einfluß dieses Schnitts läßt sich aus Abb. 3.19 ersehen, wo die Energieverteilung der kleineren der beiden Schauerenergien gezeigt ist. Die größere liegt immer oberhalb des Schnittes und führt daher nie zum Verwerfen eines Ereignisses. Erst wenn man bei 32 % in die steil ansteigende Flanke der Energieverteilung hineinschneidet, gibt es signifikante Unterschiede zwischen Daten und Monte-Carlo. Dies liegt an der unzureichend simulierten Energieauflösung, die im Monte-Carlo als zu gut angenommen wird. Wie man der Abbildung entnehmen kann spielt die Auflösung im Schwanz der Verteilung zwischen 17 % und 27 % keine Rolle mehr. Die Diskrepanz bleibt kleiner als 0.11 %.

Als konservative obere Grenze für den Einfluß der Unsicherheit durch den Schnitt in den Clusterenergien wird der Unterschied zwischen den Daten und der Monte-Carlo-Verteilung unterhalb des Energieschnittes in E_1 und E_2 angenommen. Die Abschätzung liefert einen Beitrag zum systematischen Fehler der sehr konservativ mit $< 0.8\%$ angegeben wird.

Triggereffizienz für BHABHA-Ereignisse

Die Triggereffizienz wurde für alle Runs überprüft durch den Vergleich der Trigger T_{HL} und T_{VH} . Zu Beginn der Runperiode zeigte sich eine Ineffizienz eines Towers, so daß in einigen

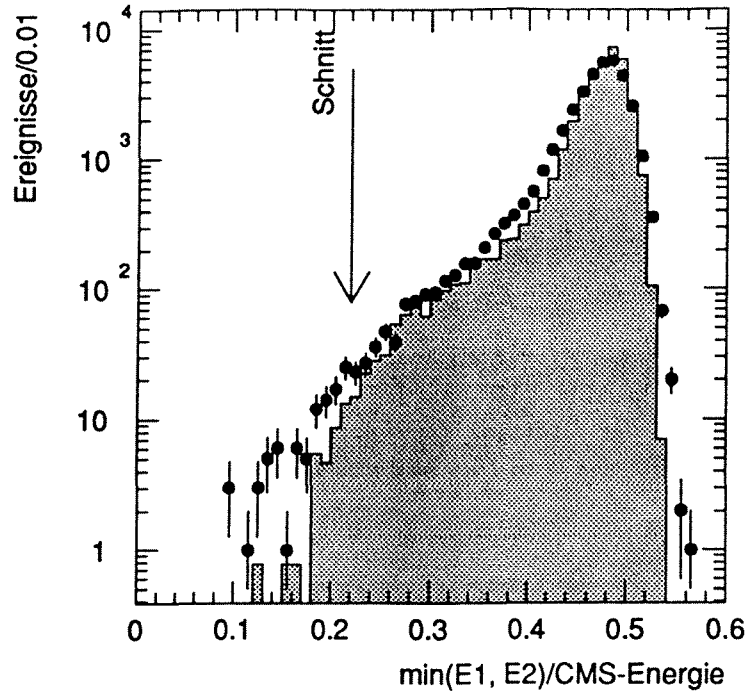


Abb. 3.19: Verteilung der kleineren der beiden Schauerenergien E_1 und E_2 , in Einheiten der Schwerpunktsenergie. Punkte: Daten, Histogramm: Monte-Carlo. Der Selektionsschnitt liegt bei 22 % von $\sqrt{s}$

Ereignissen nicht beide HL-Koinzidenzen ansprachen, sondern nur eine. Die Effizienz des Triggers T_{HL} ist in allen Runs größer als 98 %. Die gemittelte Triggereffizienz ist 99.7 %.

Zusammenfassung der systematischen Fehler auf σ_L

Die systematischen Unsicherheiten auf den Luminositätswirkungsquerschnitt σ_L^0 sind zusammenfassend in Tabelle 3.7 aufgeführt. Sie werden quadratisch addiert, da sie aus voneinander unkorrelierten Unsicherheiten stammen. Es wird ein Fehler auf die Luminositätsmessung von

$$\Delta\sigma_L = 1.3 \% \quad (3.7)$$

angegeben. Die größten experimentellen Beiträge stammen von den Schnitten in der Energieverteilung und von der Definition des wirksamen Detektorbereiches. Ein wichtiger Bei-

Schnitt auf $\min(E_1, E_2)/\sqrt{s}$ bei	Δ Daten	Δ Monte-Carlo gegen 22 %	Diskrepanz Daten-MC
17 %	-73	-32	0.11 %
22 %	—	—	—
27 %	172	150	0.06 %
32 %	625	526	0.26 %

Tab. 3.6: Untersuchung der systematischen Unsicherheit durch die Energieschnitte in den Clusterenergien auf beiden Seiten, E_1 und E_2 . Die Schnitte sind äquivalent zu einem Schnitt in der kleineren Energie von E_1 und E_2 , da die größere immer oberhalb des Schnittes liegt. Es wurden 36 706 Ereignisse und 46988 Monte-Carlo-Ereignisse benutzt.

trag ist ebenso der Fehler von dem, nur in erster Ordnung der QED bekannten, Wirkungsquerschnitt für BHABHA-Streuung.

Fehlerquelle	Beitrag
Ungenau Simulation des Detektors im Monte-Carlo:	
Energieschnitte	0.8 %
Schnitt auf wirksamen Detektorbereich	0.3 %
Monte-Carlo-Statistik	0.4 %
Relative Position der <i>Tower</i> und Detektorhälften zueinander	0.3 %
Energieauflösung und relative Kalibration zwischen <i>Towern</i>	0.1 %
Energieskala	0.2 %
Strahlparameter	0.1 %
Gesamter experimenteller systematischer Fehler	1.1 %
Theoretischer Fehler	0.7 %

Tab. 3.7: Beiträge zur systematischen Unsicherheiten der Luminositätsmessung.

3.3 Auswahl der verwendeten Daten und Konsistenzüberprüfungen

Entscheidend für die genaue Messung des Wirkungsquerschnitts ist—neben der präzisen Bestimmung der Effizienz und der Akzeptanz für das Zählen von Hadronereignissen und der Messung der Luminosität—die Vermeidung von Bedingungen in der Datennahme, die durch Fehler eine der beiden interessierenden Ereignissorten bevorzugt oder benachteiligt. Der ALEPH-Detektor ist aus mehreren voneinander fast unabhängigen Teilen, den Subdetektoren, aufgebaut. Erst in der Datennahme werden die einzelnen Komponenten auf der obersten Ebene der Auslesehierarchie zusammengefügt. Für das Zählen der Hadronereignisse wird neben einem einwandfreien Funktionieren des Triggers im Wesentlichen die TPC gebraucht. Für das Zählen der Luminositätsereignisse ist nur die Triggerelektronik und das LCAL verantwortlich. Für den Hadrontrigger werden Signale von der ITC, dem ECAL und dem HCAL benutzt. Der Luminositätstrigger benötigt dagegen nur die Signale des LCALs. Dadurch können sich eventuelle Fehler in Subkomponenten auf das Verhältnis der nachgewiesenen Bhabha- und Hadronereignisse auswirken.

Auswahl der benutzten Runs

Es wurden für diese Analyse nur Runs verwendet, die optimale Datennahmebedingungen hatten. Insbesondere mußten die angegebenen Subdetektoren ausgelesen worden sein, auch wenn für die Analyse nur die Triggerinformation verwendet wurde. Alle Standardtriggerbedingungen mußten eingeschaltet sein. Runs mit bekannten Problemen von Triggereffizienz, Pedestalverschiebungen oder anderen Problemen wie etwa Fehlbedienungen, wurden nicht benutzt. Es gab keine anderen Gründe Runs zu verwerfen.

Untersuchung von Fehlern bei der Datennahme

Es war in der Runperiode 1989 notwendig, einen Run zu starten, noch bevor im Beschleuniger LEP gute Bedingungen für die Datennahme vorlagen. Daher beginnen die richtigen Datennahmebedingungen oft mitten in einem Run. Insbesondere die Hochspannungen

der einzelnen Detektoren wurden nacheinander eingeschaltet und waren nicht immer alle gleichzeitig auf ihren Sollwerten. Die Detektoren, die auf hohe Ströme durch Synchrotronstrahlung empfindlich sind, wie die ITC und TPC, wurden immer erst unter optimalen Strahlbedingungen eingeschaltet. Daher wurde es eingerichtet, daß für jedes Ereignis eine Maske ausgelesen wurde, in der die Hochspannungsbedingungen der einzelnen Detektorkomponenten angegeben sind. In allen berücksichtigten Ereignissen werden die Hochspannungsbedingungen von ITC, TPC, ECAL, HCAL und LCAL überprüft.

Es wurden umfangreiche systematische Untersuchungen durchgeführt, um sicherzustellen, daß Fehler in der Detektorauslese das Ergebnis der Analyse nicht verfälschen können. Dazu wurde in den Rohdaten nach Ereignissen gesucht, in denen nur Teile des Detektors ausgelesen wurden. Es gab tatsächlich einige Ereignisse, in denen durch Fehler bei der Datenübertragung oder im Ausleseprotokoll Teile des Detektors nicht ausgelesen werden konnten oder Ereignisse in zwei Teile gespalten wurden. Es wurde sichergestellt, daß die Ausleseelektronik jedes Subdetektors in den Datenstrom einige Kontrolldaten einfügte, die es erlauben, das Zusammengehören der Einzelinformationen zu überprüfen. Es gab z.B. ≈ 30 Ereignisse, in denen nur eine Hälfte der TPC ausgelesen wurde. Für jedes dieser Ereignisse wurde überprüft, ob es die Ereignisselektionskriterien (insbesondere die auf die Anzahl der geladenen Spuren) noch erfüllt und entsprechend korrigiert. Ebenso wurden Ereignisse markiert, in denen die Informationen über die eingetretenen Triggerbedingungen zerstört waren, eine notwendige Bedingung für die richtige Messung der Triggereffizienzen.

Untersuchung von Fehlern bei der Rekonstruktion

Eine weitere mögliche Fehlerquelle sind Ereignisse mit teilweise zerstörter Datenstruktur. Sie konnten nicht oder nur zum Teil rekonstruiert werden. Auf der Ebene der Rohdaten wurde sichergestellt, daß keine Beeinflussung des Verhältnisses von der Anzahl der Hadron- zu Bhabha-Ereignissen eintritt.

Während der Datennahme wuchs das Verständnis der systematischen Effekte z.B. der Impulsmessung in der TPC und ITC. Das resultierte in Korrekturen von Koordinatenverzerrungen in der TPC und einer Verbesserung der Korrektur in der gegenseitigen Ausrichtung zwischen TPC und ITC, siehe Abschnitt 2.2.2 auf Seite 10. Alle Daten wurden neu rekonstruiert und die Spuren mit den korrigierten Koordinaten neu bestimmt. Obwohl die Impulsauflösung nicht direkt in diese Analyse eingeht, kann man eine Veränderung der Anzahl von Teilchenspuren befürchten, die die Selektionskriterien überstehen. Es wurde überprüft, daß die Änderungen in der Rekonstruktion nur zu einer insignifikanten Veränderung der Wirkungsquerschnitte von $< 0.1\%$ führte.

Insgesamt wird der mögliche systematische Einfluß auf das Ergebnis während der Datenauslese und Rekonstruktion auf $< 0.1\%$ abgeschätzt.

Statistische Konsistenzuntersuchungen

Es wurde zudem auf statistischer Basis nach Änderungen im Verhältnis der Ereigniszahlen gesucht. Das Verhältnis $p(\sqrt{s}) = N_{\text{had}}/(N_{\text{had}} + N_L)$ der Ereigniszahlen während eines gegebenen Zeitintervalls mit $N \equiv (N_L + N_{\text{had}})$ Ereignissen kann als eine charakteristische Größe für eine Strahlenergie angesehen werden. Solange Akzeptanzen und Effizienzen konstant bleiben, ist die Größe $p(\sqrt{s})$ nur statistischen Fluktuationen unterworfen. Eine statistisch unzulässige Abweichung deutet also auf systematische Probleme in der Messung hin, wie etwa zeitweise Ineffizienzen von Trigger oder Detektor.

Ziel des im folgenden beschriebenen statistischen Tests ist es, die Hypothese H_0 zu

prüfen, ob die Wahrscheinlichkeit p , in der Menge der Ereignisse ein hadronisches Ereignis zu erhalten, während der gesamten Runperiode konstant war. Obwohl in die Messung des Wirkungsquerschnitts nur das Verhältnis p selbst eingeht, muss man außerdem fordern, daß die zeitliche Verteilung der Abfolge von Ereignissen aus den beiden Ereignisklassen statistisch mit der Entnahme aus einer Binomialverteilung mit Parameter p kompatibel ist. So können z.B. Zeitspannen gefunden werden, in denen weniger oder keine Ereignisse einer Sorte auftreten, was eventuell z.B. auf Probleme beim Trigger hindeuten könnte.

Der Test soll ein Konfidenzniveau für die Verträglichkeit eines Zeitabschnittes bei gleicher Strahlenergie mit der oben zitierten Hypothese H_0 liefern. Die Ergebnisse aller Zeitperioden werden in ein Konfidenzniveauhistogramm eingetragen, das eine flache Verteilung zeigen muß, wenn die Hypothese für alle Zeitperioden erfüllt ist. Im Prinzip würde eine solche Verteilung es erlauben, Zeitperioden mit einem niedrigen Konfidenzniveau zu verwerfen, ohne eine Verfälschung der Messung des hadronischen Wirkungsquerschnitts (der ja im Wesentlichen der gemessene Wert des Parameters p ist) befürchten zu müssen. Von dieser Möglichkeit wurde jedoch nicht Gebrauch gemacht. Das Testverfahren ist mächtiger als ein einfacher χ^2 -Test, da in die Testgröße das zeitliche Verhalten mit eingeht. Es wird im folgenden beschrieben.

Die Testgröße ist an den KOLMOGOROW-SMIRNOW-Test (siehe z.B. [34]) zum Vergleich der Verteilung zweier Datenmengen angelehnt. Für eine Zeitperiode wird die Anzahl N_L der Luminositätsereignisse (L) und N_{had} der Hadronereignisse (H) gezählt und die Größe $p = N_{\text{had}}/N$ gebildet. Nun wird in der zeitlichen Abfolge von L - und H -Ereignissen für jedes H -Ereignis eine Summe S_h um $(pN)^{-1}$ inkrementiert, und für jedes L -Ereignis eine Summe S_l um $((1-p)N)^{-1}$ inkrementiert. Bei jedem Ereignis wird die Teststatistik

$$D_{lh} = \max |S_l - S_h| \quad (3.8)$$

gebildet, die ein Maß dafür ist, wie weit sich in der Folge die H - und L -Ereignisse von den relativen Wahrscheinlichkeiten ihres Auftretens entfernen. So würde im Extremfall einer nicht-statistischen völlig gleichmäßigen Verteilung D_{lh} sehr klein, für das andere Extrem von allen Ereignissen eines Types am Anfang bzw. Ende der Periode D_{lh} sehr groß werden.

Die Teststatistik D_{lh} erlaubt es, das Konfidenzniveau P für die Verträglichkeit der Daten mit der Hypothese H_0 anzugeben. Die KOLMOGOROW-SMIRNOW-Teststatistik hat die Eigenschaft, im Grenzfall großer Ereigniszahlen für identische Grundgesamtheiten von H und L einer KOLMOGOROW-SMIRNOW-Verteilung zu folgen. Das heißt, wenn H_0 wahr ist, gilt

$$\lim_{N_L, N_{\text{had}} \rightarrow \infty} P \left(D_{lh} / \sqrt{\frac{1}{N_L} + \frac{1}{N_{\text{had}}}} \geq z \right) = 2 \sum_{r=1}^{\infty} (-1)^{r-1} e^{-2r^2 z^2} \quad (3.9)$$

für die Wahrscheinlichkeit P , mit der für N_L und N_{had} Ereignisse der Wert für die Teststatistik noch größer ist als D_{lh} . Es wurde mit Hilfe einer Simulation überprüft, daß die hier beschriebene Teststatistik tatsächlich diese Eigenschaft besitzt. Damit läßt sich das Vertrauensniveau P für die Richtigkeit der Hypothese H_0 aus dem gemessenen D_{hl} berechnen.

Vergleiche dieser Testmethode mit konventionellen Runtests wie etwa dem WILCOXON-Rangtest oder den Zeitreihentests[34] zeigen, daß die hier beschriebene, an den KOLMOGOROW-SMIRNOW-Test angelehnte Methode mächtiger ist. Außerdem hat sie den Vorteil, direkt ein Konfidenzniveau für eine Zeitperiode zu liefern.

Es zeigt sich, daß die Daten konsistent sind mit der Hypothese, $p(\sqrt{s})$ sei für jeden Energiepunkt konstant während der gesamten Runperiode. Es gibt keine signifikanten

Schwankungen in den Triggereffizienzen für Hadron- oder Bhabha-Ereignisse oder zeitweise auftretende Ineffizienzen des Detektors.

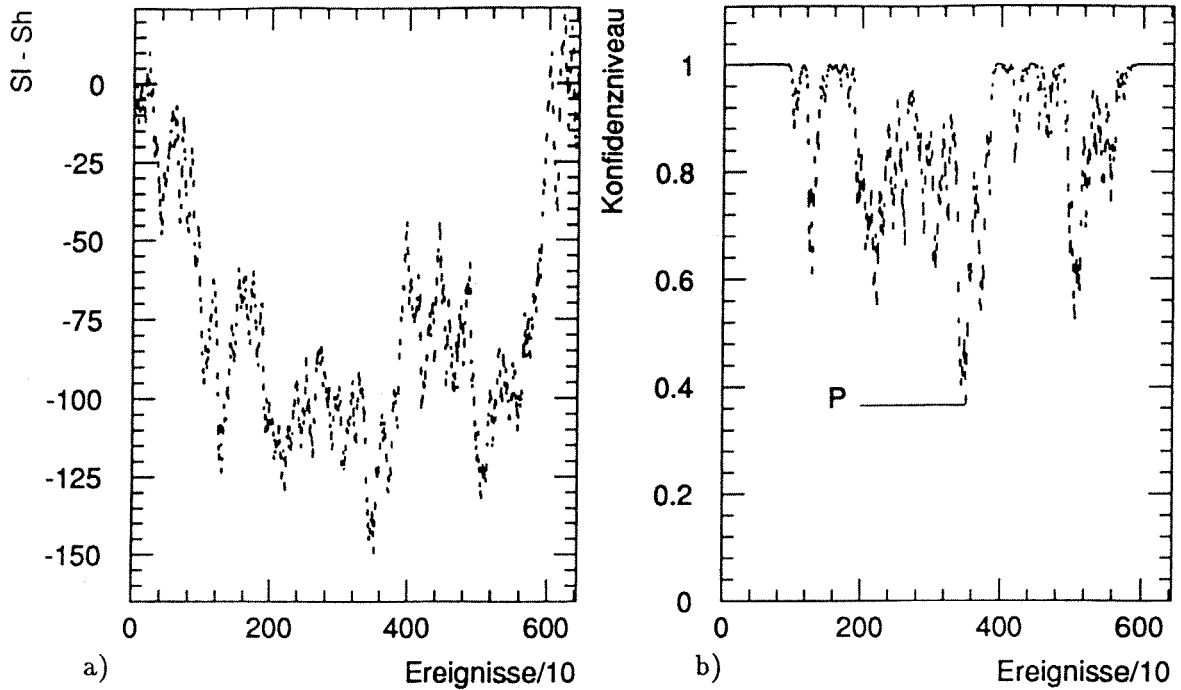


Abb. 3.20: a) Verteilung der Testgröße $S_l - S_h$ gegen Ereigniszahl/10 für alle Daten auf dem Energiepunkt $\sqrt{s} = 92.25$ GeV. Die resultierende Verteilung des Konfidenzniveaus in b) zeigt nur statistische Fluktuationen. Das Konfidenzniveau der Testhypothese ist der minimale Wert bei $P = 36\%$. Die Daten sind also kompatibel mit der Annahme, daß die Wahrscheinlichkeit des Auftretens von Hadronereignissen in Relation zu Luminositätsereignissen zu jeder Zeit konstant gewesen sei.

In Abb. 3.20 ist exemplarisch für die Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} = 92.25$ GeV das Ergebnis des Tests über alle Runs auf diesem Energiepunkt gezeigt. Abb. 3.21 zeigt die Konfidenzniveauverteilung für die einzelnen Runs auf der Spitze der Resonanzkurve ($\sqrt{s} = 91.0 \dots 92.25$ GeV).

3.4 Wirkungsquerschnitte und Strahlenergie

In den Diagrammen Abb. 3.22 sind die Ergebnisse für den Wirkungsquerschnitt für alle Runs und alle Energien einzeln aufgetragen.

In der Tabelle 3.8 sind die gemessenen Ereigniszahlen für Hadronereignisse und Bhabha-Ereignisse für die 11 Energiepunkte zusammengefaßt. Die Schwerpunktsenergie ist das gewichtete Mittel für die Messungen auf dem jeweiligen Energiepunkt. Die integrierte Luminosität und der Wirkungsquerschnitt wurden für jeden Energiepunkt berechnet und enthalten die in Gl. (3.6) angegebenen Korrekturen für eine Z -Masse von $M_Z = 91.2$ GeV. Es wird hier nur der statistische Fehler angegeben.

Messung der Strahlenergie in LEP

In die Messung der Masse des Z -Bosons geht der Fehler auf die Messung der Strahlenergie in LEP direkt als Skalenfehler ein. Für jede Beschleunigerfüllung wurde der Wert der Strahl-

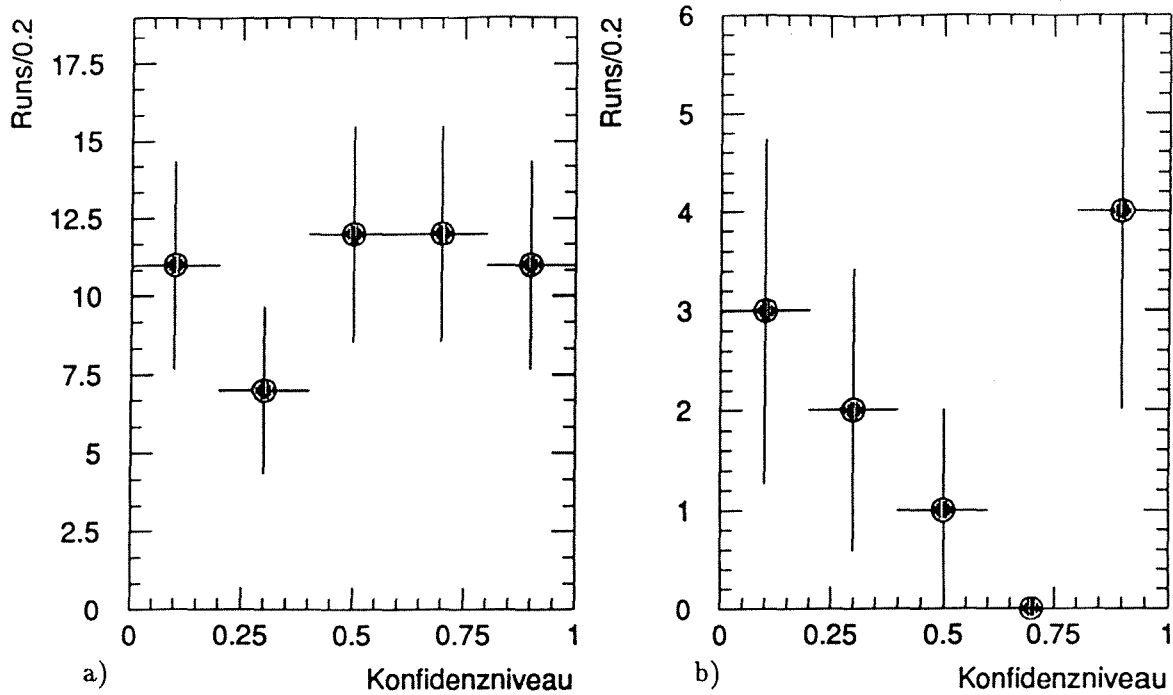


Abb. 3.21: a) Verteilung der Konfidenzniveaus des KOLMOGOROW-SMIRNOW-Tests für die Runs auf der Spitze der Resonanzkurve.
b) Verteilung der Konfidenzniveaus für den Test, angewandt auf die Daten von 10 Energiepunkten.

energie von LEP gemessen und den Experimenten bekannt gemacht[35]. Die Strahlenergie ist durch die Stärke des Feldes in den Ablenkmagneten gegeben, die aus dem Strom in den Dipol-Ablenkmagneten bestimmt wird. Es gibt mehrere Referenzmagnete, in denen über eine Flußmessung der Zusammenhang zwischen Strom und Feld festgestellt wird. Die Genauigkeit der Messung der Strahlenergie ist durch die Eichung der Magnete und durch ihre Reproduzierbarkeit gegeben. Die Eichung der Energieskala erfolgte am Ende der Runperiode durch einen Kalibrationsrun mit Protonen. Dazu wurde die Bahngeschwindigkeit von Protonen, und damit ihre Energie, durch Variation der Hochfrequenz in den Beschleunigungskavitäten gemessen, indem die Verschiebung des Arbeitspunktes (*Tunes*) Q , d.h. der Anzahl der Betatronschwingungen in der x - und y -Ebene pro Umlauf, beobachtet wurde. Diese Kalibration soll hier kurz erklärt werden.

Die Geschwindigkeit β eines Teilchens im Speicherring ist durch den Umfang U seiner Kreisbahn und durch seine Umlauffrequenz ν gegeben, $\nu = \beta c / U$. Die Umlauffrequenz hängt andererseits mit der Hochfrequenz der Beschleunigungskavitäten ν_{RF} über ein ganzzahliges Vielfaches zusammen und ist für Elektronen mit $\beta_e = (1 - 10^{-10})$ bei LEP-Energien immer $\nu_{RF} = 31\,320 \nu_e$. Für Protonen mit z.B. 20.1312 GeV gilt $\nu_{RF} = 31\,354 \nu_p$. Der Umfang der Bahn der Teilchen im Speicherring kann in der Rechnung durch die Umlauffrequenz der Elektronen eliminiert werden. Wenn man sicherstellt, daß Elektronen und Protonen genau den gleichen Orbit durchlaufen, läßt sich mit der Messung der einzustellenden Frequenzen in den Kavitäten für Protonen und Elektronen die Größe β_p , und damit die Energie der Protonen, bestimmen. Damit ist die Energieeichung für die Feldstärke in den Dipolmagneten, die für Elektronen und Protonen dem gleichen Impuls entspricht, durch eine Frequenzmessung möglich.

Um zu garantieren, daß die Protonen die gleiche Umlaufstrecke zurücklegen wie die Elek-

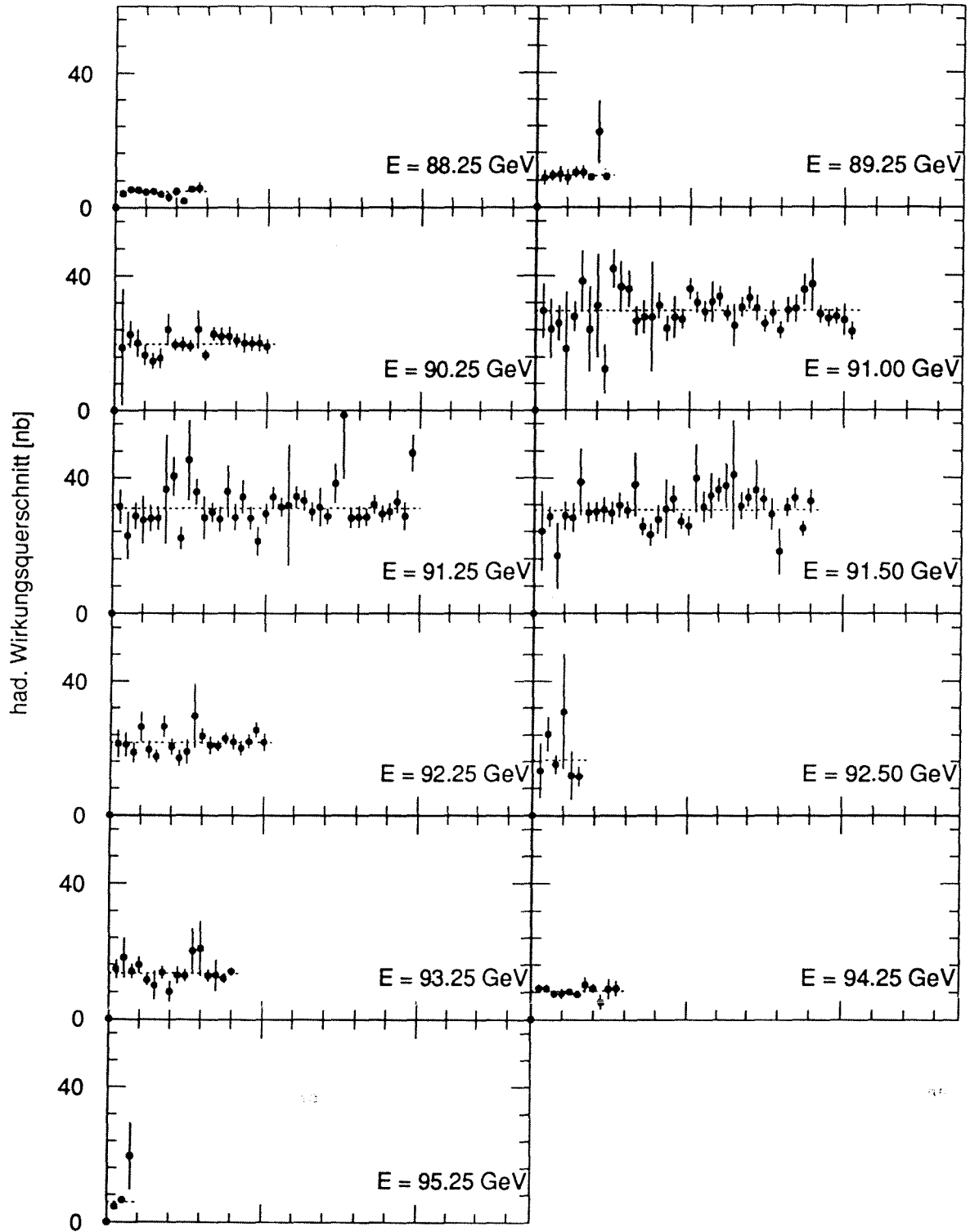


Abb. 3.22: Für die 11 Schwerpunktsenergien sind, für alle Runs einzeln, die Ergebnisse der Wirkungsquerschnittsmessung gezeigt. Auf der y-Achse ist der hadronische Wirkungsquerschnitt in Nanobarn aufgetragen. Die gepunktete Linie ist der jeweilige Mittelwert, der zusammen mit dem statistischen Fehler sowie dem χ^2 in Tabelle 3.8 angegeben ist.

$\sqrt{s}$ [GeV]	N_{had}	N_L	Φ_L [nb ⁻¹]	σ_{had} [nb]	$\chi^2/\text{d.o.f.}$
88.283	489	3140	109.05	4.60 ± 0.22	14/10
89.288	569	1781	63.14	9.24 ± 0.45	3.2/8
90.286	2306	3295	119.39	19.81 ± 0.54	19/19
91.039	5251	4902	181.54	29.67 ± 0.59	48/40
91.285	5978	5311	198.04	30.96 ± 0.58	46/38
91.534	5166	4641	174.62	30.34 ± 0.61	39/35
92.279	2694	3345	128.39	21.52 ± 0.56	19/19
92.563	128	206	7.98	16.45 ± 1.85	5.5/5
93.290	957	1868	73.00	13.45 ± 0.53	10/15
94.283	590	1792	71.74	8.43 ± 0.40	7.0/10
95.042	95	399	16.13	6.04 ± 0.69	4/2

Tab. 3.8: Tabelle der gemessenen Wirkungsquerschnitte. Der Skalenfehler aus Luminositätsmessung und Akzeptanz von 1.5 % ist im angegebenen Fehler auf σ_{had} nicht enthalten. Der Wert für χ^2 pro Anzahl Freiheitsgrade kommt aus der Mittelung über die einzelnen Runs.

tronen, wurde der zentrale Orbit benutzt, d.h. derjenige, auf dem Teilchen mit dem richtigen Impuls durch das Zentrum von Quadrupolen und Sextupolen laufen. Kleine Änderungen der Hochfrequenz in den Kavitäten sorgen dafür, daß die Teilchen den Radius ihres Umlaufs verändern, um wieder in Phase die Hochfrequenzstrecken durchlaufen zu können. Das sorgt aber gleichzeitig für eine Veränderung des Arbeitspunktes Q . Diese Verschiebung des *Tunes* beim Verändern der Hochfrequenz läßt sich messen. Verschiedene Einstellungen der Sextupole resultieren in unterschiedlichen Steigungen der *Tune*-Verschiebung in Abhängigkeit von der Hochfrequenz. Die Kurven schneiden sich aber in dem Wert für diejenige Hochfrequenz, bei der die Teilchen durch die Mitte der Sextupole laufen.

Die Messungen ergaben Korrekturen für die nominalen Werte des Referenzdipols durch Extrapolation zu 45 GeV. Die sich ergebende Genauigkeit für die Skala der Schwerpunktsenergie ist ± 30 MeV. Die Variationen von Füllung zu Füllung sind vernachlässigbar klein.

4 Anpassung der Z -Parameter an die Resonanzkurve

Die in den vorhergehenden Kapiteln beschriebene Messung des Wirkungsquerschnitts für den Prozess $e^+e^- \rightarrow \text{Hadronen}$ im Schwerpunktsenergiebereich zwischen 88.25 und 95.25 GeV erlaubt es

- die Parameter Masse, Zerfallsbreite und Wirkungsquerschnitt auf der Spitze der Resonanzkurve des Z -Bosons zu bestimmen;
- Parameter des Standard-Modells festzulegen.

Für beide Ziele wird die Methode benutzt, daß die aus einem Modell hergeleitete theoretische Vorhersage der Resonanzkurve mit den Daten verglichen wird. Die Parameter des Modells werden durch eine Anpassungsprozedur (einem "Fit") aus der Messung gewonnen.

Das erste Ziel, die Bestimmung der Eigenschaften des Z -Bosons, soll möglichst ohne Modellabhängigkeit von der genauen Art der Wechselwirkungen des Teilchens erfolgen. Dazu wird ein phänomenologischer Ansatz für die Z -Resonanzkurve verwendet.

Im Standard-Modell ist nur die Masse des Z -Bosons ein freier Parameter. Die anderen Parameter des Standard-Modells sind durch die Messung der elektromagnetischen Kopplungskonstante α und der W -Bosonmasse M_W (oder äquivalent von G_μ , der FERMI-Konstanten im Myonzerfall) festgelegt. Insbesondere die Zerfallsbreite des Z -Bosons läßt sich dann als Funktion von M_Z berechnen. Damit kann die Frage geklärt werden, in wieviele verschiedene Arten von Neutrinos es zerfällt und es läßt sich die Anzahl der Fermiongenerationen mit leichten Neutrinos, N_ν , festlegen.

Die Vorhersagen über Breiten oder Wirkungsquerschnitte im Standard-Modell sind, da es eine Quantenfeldtheorie ist, durch Strahlungskorrekturen modifiziert. Allerdings sind das Top-Quark und das HIGGS-Boson, ohne deren Existenz das Standard-Modell nicht vollständig wäre, noch nicht experimentell nachgewiesen. Da die Strahlungskorrekturen Beiträge von der virtuellen Erzeugung von Teilchen enthalten, sind die Vorhersagen des Standard-Modells als Funktion der Massen dieser Teilchen gegeben. Umgekehrt lassen sich aus den Messungen, wenn diese genau genug sind, die erlaubten Massenbereiche der noch nicht entdeckten Teilchen angeben, bzw. die Konsistenz des Standard-Modells testen.

Zunächst sollen die theoretischen Vorhersagen der Z -Resonanzkurve hergeleitet werden. Anschließend wird die Prozedur der Parameteranpassung beschrieben.

4.1 Theoretische Vorhersage der Z -Resonanzkurve

Im folgenden wird ein phänomenologisch begründeter Ansatz für die Z -Resonanzkurve hergeleitet und eventuelle Modellabhängigkeiten werden diskutiert. Die Formel des Standard-Modells für den Wirkungsquerschnitt sagt zusätzlich die Höhe und Breite der Resonanz als Funktion der Anzahl der Neutrino-Generationen voraus. Dazu ist die Berechnung der

partiellen Breiten des Z -Bosons notwendig. Die für diese Berechnung durchzuführenden Strahlungskorrekturen werden angegeben.

4.1.1 Ansatz für eine Modell-unabhängige Resonanzkurve

Die Resonanzkurve des Wirkungsquerschnitts $\sigma(s)$ für die Elektron-Positronannihilation zu Hadronen bei Schwerpunktsenergien in der Nähe der Z -Masse wird aus der Streutheorie als relativistische BREIT-WIGNER-Funktion vorhergesagt, da es sich um einen Streuprozess mit dem Z -Boson als instabilen Zwischenzustand handelt,

$$\begin{aligned}\sigma_{\text{BW}}(s) &\simeq \frac{4\pi\lambda^2(2s_Z + 1)}{(2s_{e^-} + 1)(2s_{e^+} + 1)} B(e^+e^- \rightarrow Z)B(Z \rightarrow \text{Hadronen}) \left| \frac{M_Z\Gamma_Z}{s - M_Z^2 + iM_Z\Gamma_Z} \right|^2 \\ &= \frac{12\pi}{s} \frac{\Gamma_{Z \rightarrow e^+e^-} \Gamma_{Z \rightarrow \text{had}}}{\Gamma_Z^2} \frac{M_Z^2\Gamma_Z^2}{(s - M_Z^2)^2 + M_Z^2\Gamma_Z^2},\end{aligned}\quad (4.1)$$

wobei s für die Spins der betreffenden Teilchen steht, λ die DEBROGLIE-Wellenlänge der einlaufenden Teilchen ist und B das jeweilige Verzweigungsverhältnis des Z -Bosons angibt, das sich aus dem Verhältnis von partieller zur totalen Zerfallsbreite ergibt.

Dieser Ansatz ist aber zu sehr vereinfacht. Man erwartet entscheidende Beiträge zur Form und Höhe der Resonanzkurve von den folgenden Phänomenen:

- Strahlungskorrekturen durch elektroschwache Wechselwirkungen in höheren Ordnungen der Kopplungskonstanten;
- Photon-Austausch und Interferenzen zwischen Photon- und Z -Bosonbeiträgen;
- Bremsstrahlung von den Elektronen und Positronen im Anfangszustand.

Dies soll im folgenden kurz diskutiert werden.

Elektroschwache Strahlungskorrekturen

Die von der Wellentheorie hergeleitete BREIT-WIGNER-Resonanzkurve enthält als Parameter die physikalische Z -Masse und den Pol $iM_Z\Gamma_Z$, der durch den Imaginärteil des Z -Propagators gegeben ist. In höheren Ordnungen der elektroschwachen Störungstheorie gibt es Prozesse, z.B. die virtuelle Paarerzeugung von Teilchen im Zwischenzustand, die mit einem nicht-verschwindenden, von der Schwerpunktsenergie abhängigen Imaginärteil zum Polterm $iM_Z\Gamma_Z$ beitragen. Man kann für den Z -Propagator schreiben

$$\frac{1}{s - M_Z^2 + \Sigma_Z(s)} \quad (4.2)$$

wobei $\Sigma_Z(s)$ die Selbstenergie des Z -Bosons ist, die sich (innerhalb des Standard-Modells) störungstheoretisch berechnen läßt. Da M_Z als die physikalische Z -Masse definiert ist, ist der Realteil $\Re(\Sigma_Z(M_Z^2)) = 0$. Eine Entwicklung in der Nähe des Pols ergibt

$$\begin{aligned}\frac{1}{s - M_Z^2 + \Sigma_Z(s)} &\approx \frac{1}{1 + \Pi_Z(M_Z^2)} \frac{1}{s - M_Z^2 + i \frac{\Im(\Sigma_Z(s))}{1 + \Pi_Z(M_Z^2)}}, \\ \Pi(M_Z^2) &\equiv \frac{\partial \Re(\Sigma_Z)}{\partial s}(M_Z^2).\end{aligned}\quad (4.3)$$

Der Imaginärteil des Nenners an der Stelle $s = M_Z^2$, also $\Im(\Sigma_Z(M_Z^2))/(1 + \Pi_Z(M_Z^2))$ kann identifiziert werden mit $M_Z\Gamma_Z$. Auf diese Weise ist die totale Breite Γ_Z definiert. Die s -Abhängigkeit von $\Im(\Sigma_Z(s))$ bei $s = M_Z^2$ kann man annähern durch

$$\Im(\Sigma_Z(s)) = \frac{s}{M_Z^2} \Im(\Sigma_Z(M_Z^2)). \quad (4.4)$$

Dies zeigt die Berechnung von $\Sigma_Z(s)$ im Standard-Modell bis in die zweite Ordnung der Störungstheorie [36]. Daher kann man die Effekte der Strahlungskorrekturen in Gl.(4.1) mit der einfachen Ersetzung berücksichtigen

$$M_Z\Gamma_Z \rightarrow M_Z\Gamma_Z \left(\frac{s}{M_Z^2} \right). \quad (4.5)$$

Man erhält also eine s -Abhängige BREIT-WIGNER-Funktion für die Resonanzkurve.

Zusätzlich erhält man den Faktor $1/(1 + \Pi_Z(s))$, den man als effektive laufende Kopplungskonstante für die neutralen Ströme auffassen kann und in den partiellen Breiten absorbiert. Die s -Abhängigkeit ist hier vernachlässigbar und man verwendet den Wert bei $s = M_Z^2$. Für den Wirkungsquerschnitt folgt daher

$$\begin{aligned} \sigma_{ew \text{ corr.}}(s) &= \frac{12\pi}{M_Z^2} \frac{\Gamma_{ee}\Gamma_{had}}{\Gamma_Z^2} \frac{s\Gamma_Z^2}{(s - M_Z^2)^2 + s^2\Gamma_Z^2/M_Z^2} \\ &\equiv \sigma_{had}^0 \frac{s\Gamma_Z^2}{(s - M_Z^2)^2 + s^2\Gamma_Z^2/M_Z^2} \end{aligned} \quad (4.6)$$

Diese Definition enthält die "Höhe" der Resonanz, σ_{had}^0 , als freien, experimentell zu bestimmenden Parameter der Resonanzkurve. Dadurch, daß das Produkt der Verzweigungsverhältnisse—also die Normierung des Wirkungsquerschnitts—als anzupassender Parameter frei bleibt, ist der "3-Parameter-Fit" im wesentlichen Modell-unabhängig.

Im Standard-Modell kann man die partiellen Breiten berechnen und σ_{had}^0 als Parameter der Anpassung beseitigen. Dann stehen $\Gamma_{ee, had}$ für die elektroschwach korrigierten partiellen Zerfallsbreiten des Z -Bosons. Dies wird später beschrieben.

Beiträge vom Photon-Austausch

Zusätzlich zum Prozess $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow \text{Hadronen}$ gibt es Beiträge zum Wirkungsquerschnitt von $e^+e^- \rightarrow \gamma \rightarrow \text{Hadronen}$ und der Interferenz zwischen beiden Amplituden. Diese sind aber im Bereich $\sqrt{s} = 88 \dots 95 \text{ GeV}$ relativ zu $\sigma_{had}^0 \approx 40 \text{ nb}$ sehr klein, $\max(\sigma_\gamma) \approx 0.05 \text{ nb}$, $\max|\sigma_{\gamma-Z}| \approx 0.04 \text{ nb}$. Sie könnten aber durch die andersartige s -Abhängigkeit die Resonanzkurve verändern und somit auf die zu ermittelnden Parameter Breite und Masse Einfluß haben.

Im Prinzip würde durch σ_γ und $\sigma_{\gamma-Z}$ die Modellunabhängigkeit des Ansatzes zerstört, da sich die relative Normierung zwischen den Einzelbeiträgen nicht als anzupassender Parameter berücksichtigen läßt. Dadurch daß diese aber maximal wenige Promille ausmachen, ist die Modellabhängigkeit in der Praxis völlig zu vernachlässigen. Es werden daher einfach die vom Standard-Modell hergeleiteten Ausdrücke [37] benutzt,

$$\begin{aligned} \sigma_w(s) &= \left(\sigma_{had}^0 + I \frac{s - M_Z^2}{s\Gamma_Z^2} \right) \frac{s\Gamma_Z^2}{(s - M_Z^2)^2 + s^2\Gamma_Z^2/M_Z^2} \\ &+ \sum_f \frac{4\pi Q_f^2 N_c}{3} \frac{\alpha^2}{s} (1 + \delta_{QCD}) \end{aligned} \quad (4.7)$$

mit dem Interferenzterm

$$I = \frac{2\pi}{3}\alpha^2|Q_e|(|g_e^r| - |g_e^l|) \sum_f N_c|Q_f|(|g_f^r| - |g_f^l|)(1 + \delta_{QCD}) \quad (4.8)$$

Die Summe geht über alle Quarkflavors, die zum Endzustand beitragen, $f = u, d, c, s, b$. Dabei bezeichnet N_c die Anzahl der Colors der Fermionen im Endzustand, $N_c = 3$ für Quarks, Q_f die Ladung der Fermionen und g_f^l, g_f^r die Kopplungen von links- bzw. rechts-händigen Fermionen an das Z -Boson, die im nächsten Abschnitt für das Standard-Modell angegeben werden.

Weil die Beiträge durch das Photon insignifikant klein sind, wird an dieser Stelle darauf verzichtet, die im Prinzip notwendigen elektroschwachen Korrekturen zu diskutieren. Dies wird später bei der Beschreibung der Berechnung der Partialbreiten des Z -Bosons geschehen. Die QCD-Korrekturen δ_{QCD} für den Quark-Paarerzeugungsververtex $Z \rightarrow q\bar{q}$, also für die hadronischen Endzustände, wurden aus einer Anpassung an die Daten für $R \equiv \sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma, Z \rightarrow \text{Hadronen}) / \sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma \rightarrow \mu^+\mu^-)$ gewonnen. Die Resultate der Ref. [38] für δ_{QCD} stammen aus allen verfügbaren Daten bei Schwerpunktsenergien zwischen 7 GeV und 57 GeV. Die Korrektur wird für $\sqrt{s} = 34$ GeV angegeben und nach $\sqrt{s} = 91$ GeV extrapoliert. Das Ergebnis lautet

$$\begin{aligned} \delta_{QCD}(34^2 \text{ GeV}^2) &= 0.056 \pm 0.008, \\ \delta_{QCD}(M_Z^2) &= 0.046 \pm 0.007. \end{aligned} \quad (4.9)$$

Der Fehler enthält eine zusätzliche eventuelle Unsicherheit in der (allen Experimenten gemeinsamen) Berechnung des BHABHA-Wirkungsquerschnitts in Ordnung $O(\alpha^3)$, die maximal $\approx 1\%$ sein soll.

QED Bremsstrahlungskorrekturen

Die Bremsstrahlung der Elektronen oder Positronen im Anfangszustand verändert entscheidend die Höhe und Form der Resonanzkurve. Die Korrektur auf der Spitze der Resonanz ist von der Größenordnung $\approx 30\%$. Das kommt daher, daß ein Abstrahlen von Photonen die Schwerpunktsenergie s im e^+e^- -System auf $s' < s$ verringert und $\sigma(s')$ durch den steilen Verlauf der Resonanzkurve einen von $\sigma(s)$ verschiedenen Wert annimmt.

Der Wirkungsquerschnitt $\sigma_w(s)$ aus Gl.(4.7) muß daher mit dem Spektrum $G(z)$ der Bremsstrahlung von den Teilchen im Anfangszustand gefaltet werden,

$$\sigma(s) = \int_{z_0}^1 dz \sigma_w(sz) G(z). \quad (4.10)$$

Die Integration läuft von $z = z_0$, dem kleinsten Wert für die Schwerpunktsenergie, für den der Endzustand noch experimentell erfaßt wird, bis $z = 1$.

Die Faltungsfunktion $G(z)$ ist bis in die zweite Ordnung der QED berechnet worden, und zwar sowohl explizit [39], als auch über den sog. Strukturfunktionsansatz [40]. Sie hat die prinzipielle Form

$$\begin{aligned} G(z) &= \delta(1-z) + \frac{\alpha}{\pi}(a_{11}L + a_{10}) + \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^2 (a_{22}L^2 + a_{21}L + a_{20}) \\ &+ \dots + \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^n \sum_{i=0}^n a_{ni}L^i + \dots \end{aligned} \quad (4.11)$$

mit $L = \ln(s/m_e^2) \approx 24.2 \gg 1$. Die Berechnungen ergeben die Koeffizienten a_{nm} , $n, m \leq 2$. Es ist üblich, das Ergebnis neu aufzusummieren und es enthält durch "Exponentierung" die Beiträge einiger Diagrammklassen bis in jede Ordnung der Störungstheorie. Es kann dann z.B. geschrieben werden

$$G(z) = \beta(1-z)^{\beta-1} (1 + \delta_1^{V+S} + \delta_2^{V+S}) + \delta_1^H + \delta_2^H, \quad (4.12)$$

mit $\beta = \frac{2\alpha}{\pi}(L-1) \approx 0.108$. Dabei ist $\delta_{1,2}^{V+S}$ der Beitrag von virtuellen Photographen sowie der Abstrahlung weicher Photonen und $\delta_{1,2}^H$ der Beitrag von der Abstrahlung harter Photonen, jeweils in 1. und 2. Ordnung der Strahlungskorrekturen. Die genaue Form von $\delta_{1,2}^{V+H}$ und $\delta_{1,2}^H$ findet sich z.B. in [37].

Die vorher zitierten voneinander unabhängigen Rechnungen stimmen in 1. und 2. Ordnung überein, sind aber in der Art und Weise der Exponentierung unterschiedlich (und weichen daher in Ordnung $(\alpha/\pi)^{n>2}$ voneinander ab).

4.1.2 Der Wirkungsquerschnitt im Standard-Modell

Die Höhe der Resonanzkurve σ_{had}^0 in Gl.(4.7) ist im Standard-Modell kein freier Parameter, sondern kann, wenn alle Parameter der Theorie festgelegt sind, vorhergesagt werden,

$$\sigma_{\text{had}}^0 = \frac{12\pi}{M_Z^2} \frac{\Gamma_e \Gamma_{\text{had}}}{\Gamma_Z^2}. \quad (4.13)$$

Im Standard-Modell berechnet sich die totale Breite Γ_Z der Z -Bosons aus der Summe der partiellen Breiten aller Endzustände, in die das Teilchen zerfallen kann,

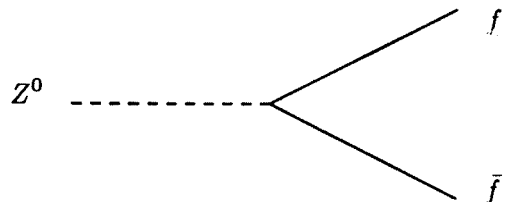
$$\Gamma_Z = 3\Gamma_e + \Gamma_{\text{had}} + N_\nu \Gamma_{\nu\nu}. \quad (4.14)$$

Aus den entstehenden Zwangsbedingungen zwischen Γ_e , Γ_{had} und Γ_Z läßt sich dann N_ν , die Anzahl der leichten Neutrino-Generationen bestimmen. Dies ergibt den "2-Parameter-Fit".

Totale und partielle Zerfallsbreiten des Z -Bosons

Wenn man außer dem Hadronwirkungsquerschnitt auch den von Leptonen mißt, kann man die partiellen Zerfallsbreiten des Z -Bosons messen. Die partiellen Zerfallsbreiten in Hadronen Γ_{had} und in nicht-nachweisbare Teilchen Γ_{inv} ergeben sich dann aus der Höhe der Resonanzkurve σ_{had}^0 und dem Verhältnis von leptonischer und hadronischer Zerfallsbreite. Die partiellen Breiten Γ_{ee} , $\Gamma_{\nu\nu}$ und Γ_{had} des Z -Bosons können im Standard-Modell berechnet werden. In den Vorhersagen der Theorie kürzen sich Modellabhängigkeiten in den Verhältnissen von partiellen Breiten und der totalen Breite zum großen Teil heraus.

Die FEYNMAN-Regel für die Kopplung des Z -Bosons an Fermionen f ist



$$= ie \frac{1}{2} [g_f^l \gamma_\mu (1 - \gamma_5) + g_f^r \gamma_\mu (1 + \gamma_5)] \quad (4.15)$$

Dabei sind die Kopplungen der links- und rechtshändigen Fermionen gegeben durch ihre Ladung Q_f und die dritte Komponente des schwachen Isospins I_f^3 ,

$$\begin{aligned} g_f^l &= (I_f^3 - Q_f \sin^2 \theta_W) / (\sin \theta_W \cos \theta_W) \\ g_f^r &= -Q_f \sin^2 \theta_W / (\sin \theta_W \cos \theta_W) \end{aligned} \quad (4.16)$$

Die Vektor- und Axialvektorkopplungen des Z -Bosons können ausgedrückt werden als $v_f = \frac{1}{2}(g_f^l - g_f^r)$ und $a_f = \frac{1}{2}(g_f^l + g_f^r)$. Die Quantenzahlen der Leptonen $\ell = e, \mu, \tau$ sind $Q_\ell = -1$ und $I_\ell^3 = -\frac{1}{2}$, die der Neutrinos sind $Q_\nu = 0$ und $I_\nu^3 = +\frac{1}{2}$. Für die Up-Quarks u und c gilt $Q_u = +\frac{2}{3}$, $I_u^3 = +\frac{1}{2}$ und für Down-Quarks d, s und b gilt $Q_d = -\frac{1}{3}$, $I_d^3 = -\frac{1}{2}$.

Die partielle Zerfallsbreite des Z -Bosons in ein Fermionpaar, Γ_{ff} , ist in der BORN-Näherung, also in niedrigster Ordnung der Störungstheorie

$$\begin{aligned} \Gamma_{ff}^{(0)} &= \frac{\alpha}{6} N_c M_Z \sqrt{1 - \frac{4m_f^2}{M_Z^2}} [(g_f^l)^2 + (g_f^r)^2 \\ &+ \frac{m_f^2}{M_Z^2} (6g_f^l g_f^r - (g_f^l)^2 - (g_f^r)^2)]. \end{aligned} \quad (4.17)$$

Dabei ist N_c die Anzahl der Colors der Fermionen f , also $N_c = 3$ für Quarks und $N_c = 1$ für Leptonen. Die Zerfallsbreite in Hadronen Γ_{had} ist die Summe der partiellen Zerfallsbreiten in u -, d -, s -, c - und b -Quarks.

Die Berechnungen innerhalb des Standard-Modells erfordern das Einbeziehen von Strahlungskorrekturen, also Renormierung der physikalischen Observablen. Das bedeutet unter anderem, daß die physikalischen Meßgrößen, wie etwa Kopplungskonstanten, Korrekturen erhalten müssen, wenn man sie bei einer anderen Schwerpunktsenergie benutzt als derjenigen, bei der sie gemessen wurden. Hier soll das sog. *on-shell* Renormierungsschema benutzt werden, das als Parameter des Standard-Modells die elektromagnetische Kopplungskonstante α , die Massen von W - und Z -Boson M_Z , M_W und die noch unbekannten Massen des Top-Quarks m_t und des HIGGS-Bosons M_H verwendet. Dann ist der WEINBERG-Winkel θ_W , der die Mischung der $U(1)$ - und $SU(2)$ -Eichfelder beschreibt, kein freier Parameter mehr. Er wird definiert durch

$$\sin^2 \theta_W \equiv 1 - \frac{M_W^2}{M_Z^2}. \quad (4.18)$$

Die partiellen Breiten sollen in Abhängigkeit von M_Z berechnet werden. Dabei ist es nützlich, in den Kopplungen (d.h. in $\sin^2 \theta_W$) anstelle der W -Bosonmasse M_W die viel genauer gemessene Myonzerfallskonstante G_μ zu benutzen. Dazu setzt man die LAGRANGE-Dichte der Vier-Fermion FERMI-Wechselwirkung mit der Wechselwirkungs-LAGRANGE-Dichte des Standard-Modells gleich und vergleicht die Kopplungen. Man erhält die Beziehung

$$M_W^2 \sin^2 \theta_W = \frac{\pi \alpha}{\sqrt{2} G_\mu} \equiv A = (37.2802 \pm 0.0003 \text{ GeV})^2. \quad (4.19)$$

In niedrigster Ordnung gilt dann für die partiellen Breiten

$$\Gamma_{ff}^{(0)} = N_c \frac{G_\mu M_Z^3}{24\pi\sqrt{2}} \sqrt{1 - \frac{4m_f^2}{M_Z^2}} \left[1 - \frac{4m_f^2}{M_Z^2} + (2I_f^3 - 4Q_f \sin^2 \theta_W)^2 \left(1 + \frac{2m_f^2}{M_Z^2} \right) \right] \quad (4.20)$$

Allerdings muß man Strahlungskorrekturen berücksichtigen. Dies sind zum einen der in Gl.(4.3) genannte Faktor $1/(1 + \Pi_Z(s))$, zum anderen die Renormierungsbeiträge, die den Niederenergieparameter G_μ mit dem Hochenergieparameter M_W verknüpfen. Man kann zeigen [41,42], daß sich letztere durch einen Korrekturfaktor $1/(1 - \Delta r)$ beschreiben lassen, der in die Beziehung zwischen M_W und G_μ eingeht,

$$M_W^2 \sin^2 \theta_W = \frac{A}{1 - \Delta r}. \quad (4.21)$$

Der WEINBERG-Winkel $\sin^2 \theta_W$ (und damit die W -Bosonmasse M_W) wird in diesem Schema durch die Bestimmung von M_Z über Gl. (4.21) festgelegt, wenn die Strahlungskorrekturen Δr bekannt sind,

$$\sin^2 \theta_W = \frac{1}{2} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{4A}{M_Z^2} \frac{1}{1 - \Delta r}} \right) \quad (4.22)$$

Die Unsicherheiten auf die theoretische Vorhersage der partiellen Breiten $\Gamma_{ee, \text{had}}$ ergeben sich aus den großen Beiträgen von Top-Quark und HIGGS-Boson zu den Strahlungskorrekturen. Sie hängen daher von den bisher unbekannten Parametern des Standard-Modells ab, nämlich der Top-Quarkmasse m_t und der HIGGS-Bosonmasse M_H , sowie der Art der beitragenden Wechselwirkungen (z.B. der Form des HIGGS-Felder Sektors oder eventuellen neuen schweren Teilchen).

Andererseits ist die Messung von Δr in Abhängigkeit von M_Z möglich über die Bestimmung des Verhältnisses der W - zur Z -Masse. Dies ist mit den Daten aus der tiefinelastischen Neutrino-Nukleonstreuung über die Bestimmung des Verhältnisses der Kopplungskonstanten von neutralen zu der von geladenen Strömen geschehen, $(M_W/M_Z)^2 = 1 - \sin^2 \theta_W = 0.769 \pm 0.003_{\text{exp.}} \pm 0.005_{\text{th.}}$ [43,44]. Der theoretische Fehler stammt im wesentlichen von der Ungewissheit über die richtige Behandlung der Charm-Quarkmassenschwelle. Von den $p\bar{p}$ -Experimenten kommt die davon unabhängige direkte Messung des Massenverhältnisses. Die Kombination der Messungen von UA2[45] und CDF[46] ergibt den Wert $(M_Z/M_W)^2 = 0.775 \pm 0.007$.

Benutzt man den globalen Mittelwert aus allen Daten,

$$(M_W/M_Z)^2 = 0.7718 \pm 0.0045, \quad (4.23)$$

erhält man für $M_Z = 91.2 \text{ GeV}$ den Wert $\Delta r = 0.0513 \pm 0.014$. Dabei wird der Fehler nur von dem großen Fehler auf das Massenverhältnis gegeben, der Wert ist also nicht mehr sensitiv auf M_Z . Diese Messung ist aber zu ungenau, um sie für die Bestimmung der partiellen Breiten verwenden zu können.

Man kann die Strahlungskorrekturen im Standard-Modell als Funktion von m_t und M_H berechnen. Eine gute Näherung (die sog. verbesserte BORN-Näherung) erhält man, indem man die Strahlungskorrekturen, wie schon erwähnt, in den Kopplungen absorbiert und nur die führenden Beiträge berücksichtigt, wie in Ref. [47] ausführlich diskutiert wird. Das bedeutet, daß die partiellen Zerfallsbreiten mit

$$\rho \equiv \frac{1}{1 - \Delta\rho}, \quad \Delta\rho \approx 3 \frac{G_\mu m_t^2}{8\pi^2 \sqrt{2}} \quad (4.24)$$

zu multiplizieren sind, die laufende elektromagnetische Kopplungskonstante bei $s = M_Z^2$ zu benutzen ist,

$$\alpha(M_Z^2) = \frac{\alpha}{1 - \Delta\alpha} \approx 1.064\alpha \quad (4.25)$$

und der in den Kopplungen aus Gl. (4.16) auftretende WEINBERG-Winkel durch den sog. effektiven WEINBERG-Winkel $\bar{s}_W^2(M_Z^2)$ zu ersetzen ist,

$$\sin^2 \theta_W \equiv s_W^2 \rightarrow \bar{s}_W^2(M_Z^2) \approx s_W^2 + c_W^2 \Delta\rho. \quad (4.26)$$

Es gilt mit $1 - \Delta r \approx (1 - \Delta\alpha)(1 + \Delta\rho c_W^2/s_W^2)$ die Beziehung

$$\bar{s}_W^2 = \frac{1}{2} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{4A}{M_Z^2} \frac{1}{\rho(1 - \Delta\alpha)}} \right). \quad (4.27)$$

Diese Näherung vernachlässigt den Einfluß der HIGGS-Bosonmasse, der viel kleiner ist als der von m_t .

Die hadronische Zerfallsbreite muß zudem die QCD-Korrektur aus Gl.(4.9) erhalten,

$$\Gamma_{\text{had}} \rightarrow (1 + \delta_{\text{QCD}})\Gamma_{\text{had}} \quad (4.28)$$

Die berechneten partiellen Breiten erhalten daher "theoretische Fehler". Für $M_Z = 91.2 \text{ GeV}$ und Werten der Top-Masse von $m_t = 100 \dots 250 \text{ GeV}$ ergibt sich

$$\begin{aligned} \Gamma_{\text{had}} &= (1737 \pm 22) \text{ MeV} \\ \Gamma_{ee} &= (83.5 \dots 84.5) \text{ MeV} \\ \Gamma_{\nu\nu} &= (166.5 \dots 169.3) \text{ MeV.} \end{aligned} \quad (4.29)$$

Diese Werte wurden mit dem Computerprogramm von Hollik und Burgers[48] bestätigt, das die in Ref. [47] diskutierten Strahlungskorrekturen bis in zweite Ordnung berechnet.

4.1.3 Analytische Näherungsformeln und Programme

Die Gl. (4.10) zusammen mit Gln. (4.7) und (4.11) ermöglichen die Berechnung des Wirkungsquerschnitts als Funktion von M_Z , Γ_Z und σ_{had}^0 . Es kann das Computerprogramm ZAPPH[49] benutzt werden, um die Resonanzkurve zu berechnen. Es beruht auf der Ref. [37]. Die Integration über das Bremsstrahlungsspektrum wird numerisch durchgeführt. Eine Alternative ist, die Näherungsformel aus Ref. [50] Gl. (1.15) oder Ref. [37] Gl. (3.55) zu verwenden. Beide führen die Integration analytisch in einer sehr guten Näherung durch. Die Übereinstimmung mit der exakten Formel ist in der Nähe der Resonanzspitze besser als 0.4 %.

Es wurden für diese Analyse die Näherung der Ref. [50] benutzt und mit dem Programm ZAPPH überprüft. Die angegebenen Resultate stammen von der Formel aus Ref. [50]¹.

4.2 Durchführung der Anpassung

In diesem Abschnitt wird beschrieben, wie mit den gemessenen Werten des Wirkungsquerschnitts für $e^+e^- \rightarrow \text{Hadronen}$ bei den 11 Schwerpunktsenergien und der theoretischen Form der Resonanzkurve die Parameter der Vorhersage, und damit die Eigenschaften des Z -Bosons, M_Z , Γ_Z und σ^0 bestimmt werden.

Formel für χ^2 und Korrelationen zwischen Datenpunkten

Die Bestimmung der Parameter des Z -Bosons erfolgt durch die Minimierung einer χ^2 -Funktion. Die Methode geht von der Hypothese aus, daß die beste Beschreibung eines Satzes von Daten diejenige ist, für welche die Summe des mit den Meßfehlern gewichteten Unterschiedes zwischen Daten und Beschreibung minimal wird. Wenn zwischen den Meßwerten Korrelationen bestehen, soll die Größe[51]

$$\chi^2 = \sum_{i,j=1}^N (\sigma_i - \sigma(s_i; \text{par})) V_{ij}^{-1} (\sigma_j - \sigma(s_j; \text{par})) \quad (4.30)$$

¹Ein Fehler im letzten Term der Formel wurde korrigiert durch die Ersetzung von $M_Z \Gamma_Z$ durch $s \Gamma_Z / M_Z$

durch Anpassen der Parameter $par = M_Z, \Gamma_Z, \sigma^0$ minimiert werden. Es wird über alle Schwerpunktsenergiepunkte summiert. Hier steht $\sigma_{i,j}$ für den gemessenen Wirkungsquerschnitt bei der Schwerpunktsenergie $\sqrt{s_{i,j}}$ aus Tabelle 3.8 und $\sigma(s_{i,j}; par)$ für die Vorhersage des Wirkungsquerschnitts unter Benutzung der Parameter par bei dem Energiepunkt $s_{i,j}$. Die Matrix V_{ij}^{-1} ist die Inverse der Varianzmatrix, die die Meßfehler auf die Meßpunkte $\sigma_{i,j}$ und deren Korrelationen berücksichtigt. Ihre Elemente sind definiert als die Erwartungswerte

$$V_{ij} = E[(\sigma_i - \langle \sigma_i \rangle)(\sigma_j - \langle \sigma_j \rangle)]. \quad (4.31)$$

In der Messung der Wirkungsquerschnitte gibt es Korrelationen zwischen den einzelnen Energiepunkten durch den gemeinsamen Skalenfehler der Luminositätsmessung und der Akzeptanz. Außerdem sind korrelierte Fehler in der Messung der Schwerpunktsenergie denkbar, werden aber von LEP als vernachlässigbar angegeben[35]. Die Elemente der Varianzmatrix V_{ij} können mit Hilfe einer Monte-Carlo-Simulation beschafft werden. Dazu wird der Erwartungswert in Gl. (4.31) bestimmt, indem die σ_i der einzelnen Energiepunkte entsprechend ihrer Fehlerbeiträge variiert werden. Die V_{ij} ergeben sich aus Mittelung über die Variationen.

Ein alternativer Ansatz ist, die Normierung der Meßwerte innerhalb des Skalenfehlers von Luminosität und Akzeptanz freizulassen. Man setzt $\sigma_i \rightarrow A \cdot \sigma_i$, mit dem Erwartungswert $E[A] = 1$ und Varianz $E[(A - \langle A \rangle)^2] = \Delta_{Skala}^2$ und berücksichtigt A mit einem zusätzlichen Term in χ^2 . Man erhält den Ausdruck für eine Minimierung nach der Methode der kleinsten Quadrate,

$$\chi^2 = \sum_i^N \frac{(A \cdot \sigma_i - \sigma(s_i; par))^2}{\Delta_{stat}^2} + \frac{(A - 1)^2}{\Delta_{Skala}^2}, \quad (4.32)$$

mit den statistischen Fehlern der Werte bei den einzelnen Energiepunkten Δ_{stat} und einem Skalenfehler Δ_{Skala} aus Akzeptanz und Luminosität von 1.5 %. Es zeigt sich, daß beide Ansätze zum gleichen Ergebnis für die Parameter und deren Fehler führen.

Fehler der Parameter

Man kann zeigen[51], daß die Größe χ^2 aus Gl. (4.30) bzw. Gl. (4.32) einer χ^2 -Verteilung mit $N - P$ Freiheitsgraden folgt, wobei P die Anzahl der zu bestimmenden Parameter in $\sigma(s; par)$ ist. Die Minimierung von χ^2 bezüglich der Parameter par liefert die Schätzung der optimalen Werte für die Parameter unter Zugrundelegung der theoretischen Verteilung. Die Variation der Parameter, so daß χ^2 seinen Wert um eins ändert, liefert das Konfidenzintervall für die Fehler der Parameter, das einer Standardabweichung (also einem Konfidenzniveau von 68 %) entspricht. Der Wert von χ^2 im Minimum liefert ein Konfidenzniveau für die Hypothese, daß die Daten innerhalb ihrer Fehler tatsächlich durch die theoretische Verteilung beschrieben werden können.

Durchführung der Minimierung

Für die Berechnung der gemessenen Wirkungsquerschnitte werden die Ereigniszahlen für Hadronen und BHABHA-Ereignissen aus Tabelle 3.8 benutzt und die Korrektur der Luminosität nach Gl. (3.6) als Funktion der Z -Masse durchgeführt. Als Funktion $\sigma(s_i; par)$ in Gl. (4.30) wird die Formel für den mit der Bremsstrahlung im Anfangszustand gefalteten Wirkungsquerschnitt aus Ref. [50], Gl. (1.15) benutzt. Dabei wird die Gleichung so umgeformt, daß M_Z, Γ_Z und σ_{had}^0 als freie Parameter eingehen.

Die Minimierung der χ^2 -Funktion wird mit Hilfe des Programms MINUIT[52] durchgeführt.

5 Ergebnisse der Wirkungsquerschnittsmessung

5.1 Parameter des Z-Bosons

Das Ergebnis für die Messung des Wirkungsquerschnitts von $e^+e^- \rightarrow \text{Hadronen}$ auf der Z-Resonanz ist in Abb. 5.1 gezeigt. Die Anpassung der Resonanzkurve mit den drei Parametern Masse und Breite des Z-Bosons und Höhe der Resonanzspitze (nach der Entfaltung mit der Bremsstrahlung im Anfangszustand) ergibt die folgenden Parameter für das Z-Boson:

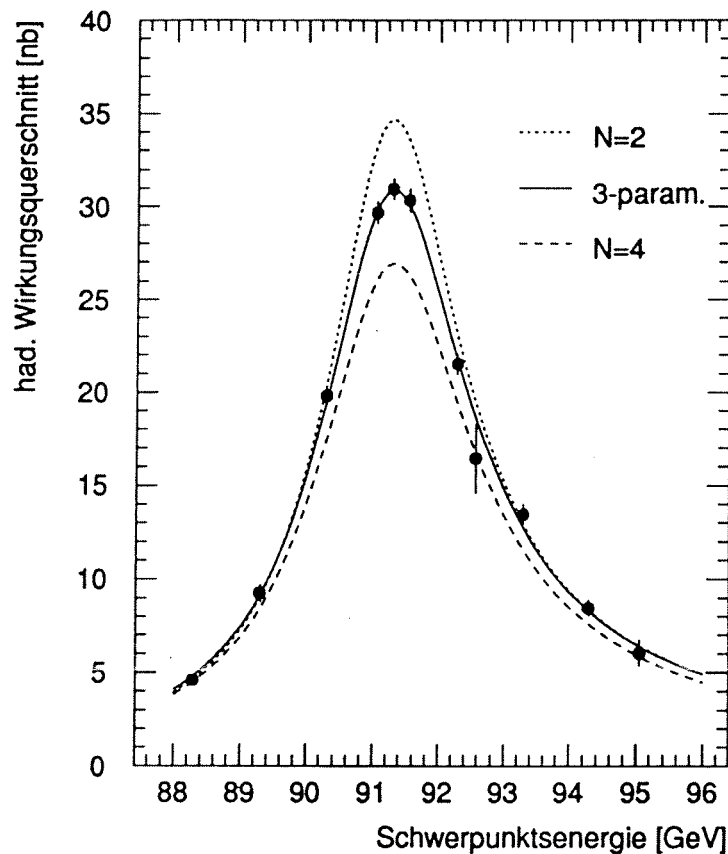


Abb. 5.1: Resonanzkurve des Z-Bosons für Zerfälle in Hadronen. Gezeigt sind die Daten (Punkte, nur statistische Fehler) und das Ergebnis der modellunabhängigen Anpassung (durchgezogene Linie) an die Masse $M_Z = (91.207 \pm 0.022) \text{ GeV}$, die Breite $\Gamma_Z = (2.555 \pm 0.048) \text{ GeV}$ und die Höhe der Resonanzkurve $\sigma_{\text{had}}^0 = (41.85 \pm 0.78) \text{ nb}$. Die Vorhersagen des Standard-Modells für 2 Neutrino-Generationen (gepunktete Linie) und 4 Neutrino-Generationen (gestrichelte Linie) sind ebenfalls gezeigt.

$$\begin{aligned}
M_Z &= (91.207 \pm 0.022_{\text{ALEPH}} \pm 0.030_{\text{LEP}}) \text{ GeV} \\
\Gamma_Z &= (2.555 \pm 0.048) \text{ GeV} \\
\sigma_{\text{had}}^0 &= (41.85 \pm 0.78) \text{ nb.}
\end{aligned} \tag{5.1}$$

Der Fehlerbeitrag auf die Z -Masse von der Skala der Schwerpunktsenergie in LEP von $\pm 30 \text{ MeV}$ wird getrennt angegeben.

Die Anpassung ergibt ein χ^2 von 6.3 bei $11 - 3 = 8$ Freiheitsgraden. Die Korrelationsmatrix ist in Tabelle 5.1 gezeigt. Die einzige nennenswerte Korrelation besteht zwischen Breite und Höhe mit einem Korrelationskoeffizienten von $c(\Gamma_Z, \sigma_{\text{had}}^0) \approx -46 \%$.

c_{ij}	M_Z	Γ_Z	σ_{had}^0
M_Z	1.00	0.10	-0.02
Γ_Z	0.10	1.00	-0.46
σ_{had}^0	-0.02	-0.46	1.00

Tab. 5.1: Korrelationskoeffizienten zwischen den Parametern des "3-Parameter-Fits".

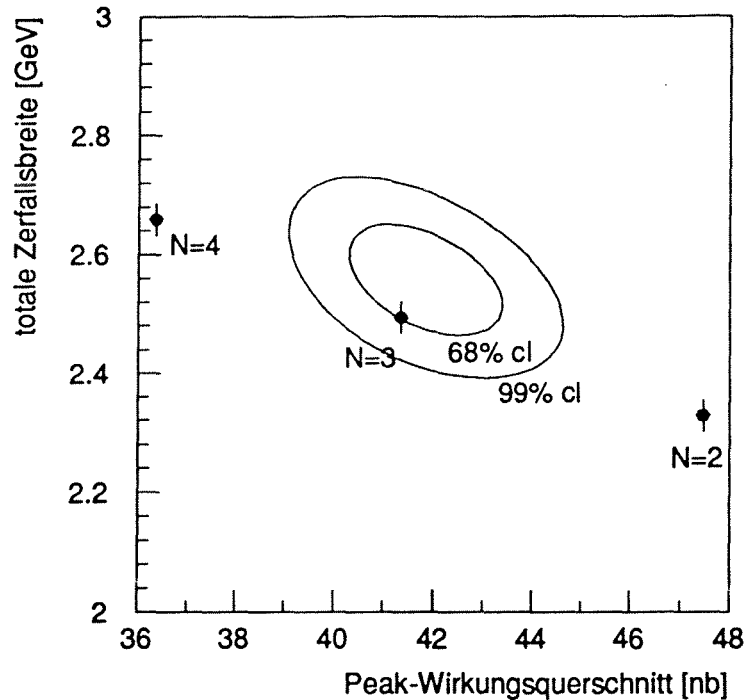


Abb. 5.2: Konturen mit konstantem χ^2 in der Ebene der Parameter Γ_Z gegen σ_{had}^0 . Die Ellipsen zeigen den Bereich des Parameterraums, in dem Γ_Z und σ_{had}^0 mit einem Vertrauensniveau von 68 % bzw. 99 % liegen. Die Punkte entsprechen den Vorhersagen des Standard-Modells mit $N = 2, 3$ und 4 Generationen von Neutrinos.

In Abb. 5.2 sind in der Ebene $(\Gamma_Z, \sigma_{\text{had}}^0)$ Konturen mit konstantem χ^2 gezeigt, so daß die Werte der beiden Parameter mit 68 % bzw. 99 % Vertrauensniveau innerhalb der Ellipsen liegen. In das Diagramm sind außerdem die Vorhersagen des Standard-Modells für Breite und Höhe der Resonanz unter der Annahme von 2, 3 und 4 Neutrino-Generationen eingetragen. Die Fehlerbalken entsprechen einer Variation der Top-Quarkmasse von $m_t =$

100...250 GeV und dem Fehler auf die QCD-Korrektur durch die experimentelle Unsicherheit in $\alpha_s(M_Z^2)$ aus Gl. (4.9).

Das Ergebnis der Messung von Γ_Z und σ_{had}^0 kann innerhalb des Standard-Modells so interpretiert werden, daß die Existenz einer vierten Generation von leichten Neutrinos ausgeschlossen ist. Gleichzeitig wird die Existenz des τ -Neutrinos als von Elektron- und Myon-Neutrino verschiedenes Teilchen bestätigt.

Diskussion der Fehler der Parameter

Der systematische Fehler der Messung kommt von dem Skalenfehler von 1.5 % des Wirkungsquerschnitts durch die Fehler der Akzeptanzbestimmung für Hadronereignisse und der Luminositätsmessung. Wenn man in der Anpassung die Normierung des Wirkungsquerschnitts frei läßt, wie in Gl. (4.32), erhält man lediglich eine kleine Verschiebung der Normierung A von $\Delta A = -0.12\%$. Sowohl Werte, als auch Fehler der Parameter entsprechen denen der Standardmethode, die die Korrelationen zwischen den Punkten berücksichtigt. Eine Abschätzung des Beitrags von den statistischen Fehlern der gemessenen Wirkungsquerschnitte auf die Fehler der Parameter erhält man, indem der Wert der Normierung auf seinem Optimalwert festgehalten wird und unter Berücksichtigung nur der statistischen Fehler die Parameter neu angepaßt werden. Es zeigt sich, daß die Fehler auf M_Z und Γ_Z durch die statistischen Fehler der Messungen bedingt sind. Der statistische Fehler auf σ_{had}^0 hat den Wert $\Delta_{\text{stat}}\sigma_{\text{had}}^0 \approx \pm 0.56 \text{ nb}$. Er trägt demnach zur Hälfte zum Gesamtfehler $\Delta\sigma_{\text{had}}^0 = \pm 0.78 \text{ nb}$ bei. Dies zeigt, daß die Fehler der Messung der Parameter des Z -Bosons noch durch die Meßstatistik dominiert sind.

Partielle Zerfallsbreiten in Hadronen und nicht-nachweisbare Teilchen

In dieser Arbeit wird die Messung der Wirkungsquerschnitte für Hadronenzustände behandelt. Die Messung der Zerfälle des Z -Bosons in Leptonen im ALEPH-Detektor ist in Ref. [14] beschrieben. Sie ergibt für das Verhältnis der partiellen Zerfallsbreiten $\Gamma_{\ell\ell}$ in Leptonen zur Zerfallsbreite Γ_{had} in Hadronen,

$$\frac{1}{R} \equiv \frac{\Gamma_{\ell\ell}}{\Gamma_{\text{had}}} = 0.0473 \pm 0.0012. \quad (5.2)$$

Diese Zahl wurde aus einer gemeinsamen Anpassung an die Wirkungsquerschnitte für die drei Leptonfamilien und die Hadronen gewonnen. Die Ergebnisse unterstützen die Annahme der Lepton-Universalität und erlauben es, die drei partiellen Zerfallsbreiten in einer Zahl für die Zerfallsbreite $\Gamma_{\ell\ell}$ in Leptonen zusammenzufassen.

Mit Kenntnis von R lassen sich die partiellen Zerfallsbreiten in Hadronen Γ_{had} und in nicht-nachweisbare Teilchen, also Neutrinos, Γ_{inv} berechnen, indem man die Formel für σ_{had}^0 aus Abschnitt 4.1.2 benutzt,

$$\sigma_{\text{had}}^0 = \frac{12\pi}{M_Z^2} \frac{\Gamma_{ee}\Gamma_{\text{had}}}{\Gamma_Z^2}. \quad (5.3)$$

Γ_{inv} ergibt sich aus $\Gamma_Z = \Gamma_{\text{inv}} + \Gamma_{\text{had}} + 3\Gamma_{\ell\ell} = \Gamma_{\text{inv}} + (1 + 3/R)\Gamma_{\text{had}}$. Das Ergebnis lautet

$$\begin{aligned} \Gamma_{\text{had}} &= (1.809 \pm 0.039) \text{ MeV} \\ \Gamma_{\text{inv}} &= (0.489 \pm 0.035) \text{ MeV}. \end{aligned} \quad (5.4)$$

Für die Verzweigungsverhältnisse B_{had} in Hadronen und B_{inv} in nicht-nachweisbare Teilchen folgt

$$\begin{aligned} B_{\text{had}} &= (70.8 \pm 1.2) \% \\ B_{\text{inv}} &= (19.1 \pm 1.2) \% \end{aligned} \quad (5.5)$$

5.2 Anzahl der Neutrino-Generationen

Die Abb. 5.2 zeigt, daß die modellunabhängig bestimmten Eigenschaften des Z -Bosons, die Breite Γ_Z und der Wirkungsquerschnitt auf der Spitze der Resonanzkurve σ_{had}^0 , unter Benutzung des gemessenen Wertes für M_Z , sehr gut mit den Vorhersagen des Standard-Modells übereinstimmen, wenn man 3 Neutrino-Generationen annimmt. Im Standardmodell kann man die partielle Zerfallsbreite des Z -Bosons in nicht-nachweisbare Teilchen, also in Neutrinos, berechnen, $\Gamma_{\text{inv}} = N_\nu \Gamma_{\nu\nu}$. Die totale Breite Γ_Z ist dann nur noch von der Anzahl N_ν von verschiedenen Generationen von leichten Neutrinos abhängig,

$$\Gamma_Z = N_\nu \Gamma_{\nu\nu} + 3\Gamma_{\ell\ell} + \Gamma_{\text{had}}. \quad (5.6)$$

Mit der Vorhersage für $\Gamma_{\nu\nu}$ aus Gl. (4.29) ergibt sich aus Γ_{inv} für die Anzahl der Neutrino-generationen

$$N_\nu = 2.91 \pm 0.21. \quad (5.7)$$

Das Standard-Modell liefert also eine konsistente Beschreibung von Breite und Höhe der Resonanzkurve. Es ist daher gerechtfertigt, die Zwangsbedingungen des Standard-Modells zwischen totaler Zerfallsbreite und Höhe der Resonanzkurve auszunutzen, wie es in Abschnitt 4.1.2 erläutert wurde, um eine noch genauere Bestimmung von N_ν zu erhalten. In der Formel für den Wirkungsquerschnitt wird die Höhe der Resonanzkurve σ_{had}^0 ausgedrückt durch Gl. (5.3) und die partiellen Breiten eingesetzt, die vom Standard-Modell vorhergesagt werden. Dann können die Masse und die Anzahl der Neutrino-generationen aus der Form der Resonanzkurve bestimmt werden.

Die partiellen Breiten des Z -Bosons werden in der verbesserten BORN-Näherung berechnet und sind in Gl. (4.29) aufgeführt. Für die Top-Quarkmasse wird der Wert $m_t = 100 \text{ GeV}$ gewählt. Es gibt innerhalb der Fehler keine Abhängigkeit des Ergebnisses der Anpassung von dieser Annahme. Ebenso läßt sich die Abhängigkeit von der HIGGS-Bosonmasse mit der gegenwärtig erreichbaren Genauigkeit vernachlässigen. Die Ergebnisse sind

$$\begin{aligned} M_Z &= (91.205 \pm 0.022) \text{ GeV} \\ N_\nu &= 2.93 \pm 0.14 \end{aligned} \quad (5.8)$$

Eine andere Möglichkeit der Bestimmung von N_ν ist, die Gleichungen (5.3) und (5.6) umzuformen und durch das Verhältnis der partiellen Zerfallsbreiten in Hadronen und Leptonen $R = \Gamma_{\text{had}}/\Gamma_{\ell\ell}$ auszudrücken,

$$N_\nu = \frac{\Gamma_{\ell\ell}}{\Gamma_{\nu\nu}} \left(\sqrt{R \frac{12\pi}{M_Z^2 \sigma_{\text{had}}^0}} - R - 3 \right). \quad (5.9)$$

Der Vorteil dieses Verfahrens gegenüber dem "2-Parameter-Fit" ist, daß der Einfluß der unbekannten Top-Quarkmasse auf die Vorhersagen des Standard-Modells sich in Verhältnissen von partiellen Zerfallsbreiten weitgehend wegheben. Daher sind die theoretischen Unsicherheiten hier kleiner und besser von den statistischen und systematischen Fehlern der Wirkungsquerschnittsmessungen zu trennen.

Der Wert für R wird im Standard-Modell vorhergesagt zu

$$\begin{aligned} R &= (19.96 \pm 0.04_{m_t, M_H})(1 + \delta_{QCD}) \\ &= 20.88 \pm 0.16. \end{aligned} \quad (5.10)$$

Der Fehler der Standard-Modellvorhersage resultiert aus einer Variation der Top-Quarkmasse m_t zwischen 72 GeV[53] und 250 GeV sowie der HIGGS-Bosonmasse M_H zwischen 24 GeV[54] und 1000 GeV¹. Der experimentelle Wert für δ_{QCD} wurde in Gl. (4.9) angegeben. Das Verhältnis $\Gamma_{\ell\ell}/\Gamma_{\nu\nu}$ ist im Standard-Modell, mit den gleichen Variationen von m_t und M_H ,

$$\frac{\Gamma_{\ell\ell}}{\Gamma_{\nu\nu}} = 0.5023 \pm 0.0011. \quad (5.11)$$

Damit lautet das Ergebnis für die Anzahl der Neutrino-Generationen

$$N_\nu = 2.91 \pm 0.142_{\text{ALEPH}} \pm 0.024_{\text{th}}. \quad (5.12)$$

In Gl.(5.9) kann für R anstatt des vom Standard-Modell vorhergesagten Wertes der von ALEPH gemessene Wert

$$R = 21.14 \pm 0.54 \quad (5.13)$$

benutzt werden. Man findet

$$N_\nu = 2.87 \pm 0.16. \quad (5.14)$$

Damit hat man eine weitere Modellabhängigkeit beseitigt. Das Ergebnis hängt dann nur noch von der theoretischen Vorhersage von $\Gamma_{\ell\ell}/\Gamma_{\nu\nu}$ ab. Insbesondere haben etwaige zusätzliche Hadronenzustände aus noch nicht identifizierten Zerfällen des Z -Bosons in noch unbekannte Teilchen keinen Einfluß auf dieses Ergebnis für N_ν .

Alle diese Ergebnisse liefern einen konsistenten Wert für N_ν . Die Anzahl der Neutrino-Generationen ist drei. Eine vierte Neutrinogeneration kann mit einem Konfidenzniveau von $> 99.9\%$ ausgeschlossen werden.

5.3 Vergleich mit Ergebnissen anderer Experimente

Die genauesten veröffentlichten Messungen von Masse und Zerfallsbreite des Z -Bosons in $p\bar{p}$ -Experimenten sind [6]

$$\begin{aligned} M_Z &= (90.9 \pm 0.3_{\text{stat}} \pm 0.2_{\text{Skala}}) \\ \Gamma_Z &= (3.8 \pm 0.8_{\text{stat}} \pm 1.0_{\text{syst}}) \text{ GeV} \end{aligned} \quad (5.15)$$

Die Ergebnisse der e^+e^- -Experimente sind in den Referenzen [55] veröffentlicht worden. Die in Ref. [56] aufgeführten Resultate sind zusammen mit den Ergebnissen dieser Arbeit in Abb. 5.3 und Tabelle 5.2 gezeigt. Man findet eine ausgezeichnete Übereinstimmung zwischen den Experimenten. Die Ergebnisse dieser Arbeit bestätigen die von ALEPH veröffentlichten Zahlen.

5.4 Parameter des Standard-Modells

Wie in Abschnitt 4 erläutert wurde, sind im Standard-Modell die elektromagnetische Kopplungskonstante α und die Massen von Z - und W -Boson voneinander unabhängige, freie Parameter, durch die sich die Kopplungen der Fermionen an das Z -Boson ausdrücken lassen. Andererseits ist aber die Fermi-Konstante G_μ im Myonzerfall sehr genau gemessen[57]. Weiterhin existieren Messungen des Verhältnisses der Kopplungen von neutralen und geladenen

¹Eine obere Grenze für M_H ergibt sich im Standard-Modell aus Unitaritätsüberlegungen für die WW -Streuamplitude, $M_H < \sqrt{4\pi\sqrt{2}/G_\mu} = 1.2 \text{ TeV}$

Exp.	M_Z [GeV]	Γ_Z [GeV]	σ_{had}^0 [nb]
MARK-II	91.14 ± 0.12	$2.42^{+0.45}_{-0.35}$	42 ± 4
ALEPH	91.197 ± 0.021	2.562 ± 0.047	41.3 ± 0.7
DELPHI	91.171 ± 0.030	2.511 ± 0.065	41.6 ± 1.2
L3	91.160 ± 0.024	2.539 ± 0.054	39.8 ± 0.7
OPAL	91.154 ± 0.021	2.526 ± 0.047	41.2 ± 1.0

Tab. 5.2: Ergebnisse der e^+e^- -Experimente für M_Z , Γ_Z und σ_{had}^0 .

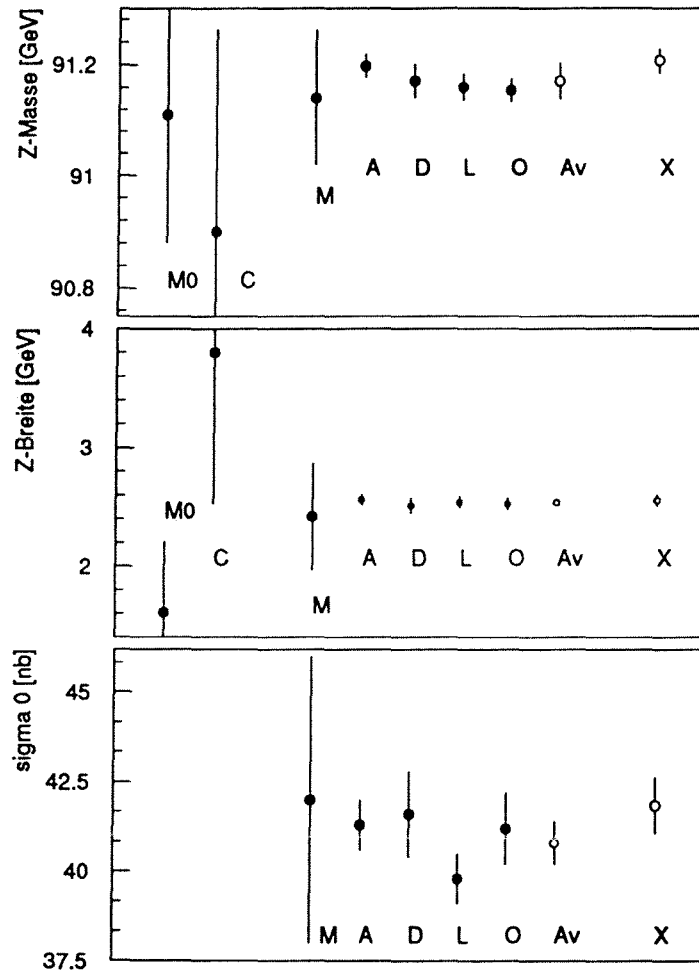


Abb. 5.3: Die Ergebnisse für die Parameter des Z -Bosons M_Z , Γ_Z und σ_{had}^0 im Vergleich mit anderen Experimenten. Die Werte $M0$ von der MARK-II-Kollaboration[5] am SLC und C von der CDF-Kollaboration[6] am Tevatron im FERMILAB sind die genauesten Werte, die vor dem Start von LEP gemessen wurden. Die Anfang 1990 veröffentlichten Werte von MARK-II (M) und den vier LEP-Kollaboration (ALEPH A , DELPHI D , L3 L und OPAL O) sowie deren Mittelwerte Av [55,56] sind eingezeichnet und die genauen Werte in der Tabelle 5.2 aufgeführt. Die in dieser Arbeit ermittelten Werte sind mit X bezeichnet.

Strömen in der tief-inelastischen Neutrino-Nukleonstreuung[43,44]. Zudem geben die $p\bar{p}$ -Experimente Werte sowohl für M_W , als auch noch genauere Werte für das Massenverhältnis M_W/M_Z , da sich dann der Skalenfehler der Messung weghebt[45,46].

Diese verschiedenen Messungen wurden bei unterschiedlichen Impulsüberträgen q^2 vorgenommen und sind daher durch Renormierung miteinander verknüpft. Die "laufenden" Kopplungskonstanten, also die von q^2 abhängigen Strahlungskorrekturen, sind sehr genau berechnet worden[47], so daß sich die Zahlen miteinander vergleichen lassen. Die Strahlungskorrekturen sind aber von den Massen der Fermionen und des HIGGS-Bosons abhängig. Insbesondere die große Massenaufspaltung zwischen Bottom- und Top-Quark von $m_t - m_b > 67 \text{ GeV}$ [53] liefert große Beiträge, die sich als Funktion der noch unbekannten Top-Quarkmasse angeben lassen. Unter der Annahme, die verschiedenen Messungen seien durch das Standard-Modell mit drei Generationen und minimalen HIGGS-Sektor mit nur Isospin-Dubletts beschreibbar, kann man daher Grenzen auf den erlaubten Bereich der Top-Quarkmasse geben.

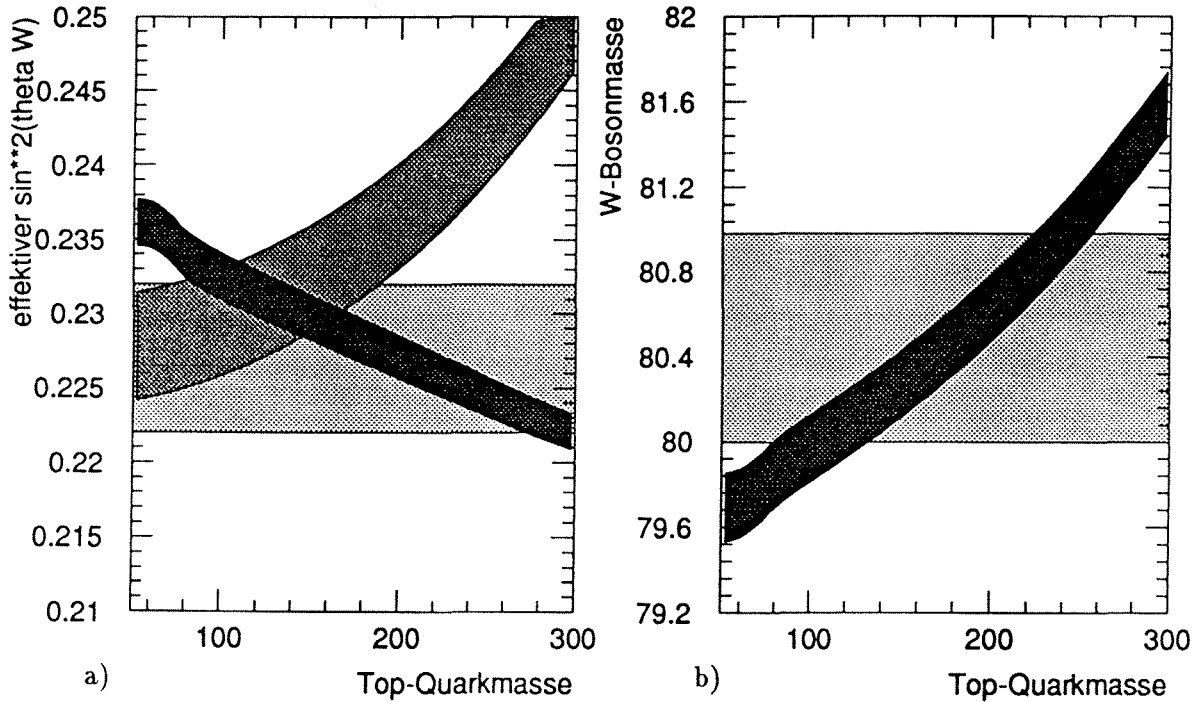


Abb. 5.4: a) Erlaubte Parameterbereiche von Top-Quarkmasse und effektivem WEINBERG-Winkel $\bar{s}_W^2$ für verschiedene Messungen der Standard-Modellparameter. Die dunkelgraue Fläche zeigt den im Standard-Modell erlaubten Bereich, der aus der Messung der Z-Masse resultiert. Die hellgraue Fläche ist die ALEPH-Messung von $\bar{s}_W^2 = 0.227 \pm 0.005$ durch die Bestimmung der partiellen Breite in Leptonen $\Gamma_{\ell\ell}$ [14]. Der mittelgraue Bereich stammt von der Messung von $1 - M_W^2/M_Z^2 = 0.2282 \pm 0.0045$, gemittelt von CDHS, CHARM, UA2 und CDF.

b) Erlaubte Parameterbereiche von Top-Quarkmasse und W-Masse. Die dunkelgraue Fläche ist die Standard-Modellvorhersage für M_W von der Messung von M_Z als Funktion der Top-Quarkmasse. Die hellgraue Fläche entspricht der Messung der W-Masse von UA2. In beiden Abbildungen wurde eine Variation der Masse des HIGGS-Bosons zwischen 24 GeV und 1000 GeV erlaubt.

Die interessanten Größen, die es zu bestimmen gilt sind der effektive Mischungswinkel $\bar{s}_W^2$ aus Gl. (4.26), der die radiativen Korrekturen in den effektiven Kopplungen von Fermionen an das Z-Boson enthält und daher stark von der Top-Quarkmasse abhängt, und die

Masse des W -Bosons, die sich über G_μ und die Strahlungskorrekturen aus Gl. (4.21) aus der Z -Masse ergibt. Diese Zusammenhänge sind in Abb. 5.4 gezeigt. Die Messungen von M_Z und Γ_Z , zusammengenommen mit denen von M_W/M_Z bzw. M_W , ergeben Einschränkungen auf die Top-Quarkmasse im Standard-Modell.

Dies kann in einer Anpassungsprozedur benutzt werden, um die erlaubten Bereiche der Top-Quarkmasse zu finden. Die Anpassung an m_t benutzt als experimentelle Information die Messung von M_Z und Γ_Z aus Gl. (5.1), sowie den Mittelwert der Messungen des Massenverhältnisses $(M_W/M_Z)^2 = 0.7718 \pm 0.0045$ aus Gl. (4.23) auf Seite 56. Die Zusammenhänge der Parameter betrachtet man am besten in dem Korrelationsdiagramm von $\sin^2 \theta_W \equiv 1 - M_W^2/M_Z^2$ und Γ_Z in Abb. 5.5. Die Vorhersagen des Standard-Modells für Γ_Z und $\sin^2 \theta_W$ sind als Funktion von m_t und M_H gezeigt. Die Messung von M_Z ergibt als erlaubten Bereich den grau eingezeichneten Streifen. Dies zeigt, wie sehr die genaue Messung der Z -Masse die Werte für Parameter des Standard-Modells einschränkt, wenn noch ein weiterer Parameter genauer bekannt ist, z.B. m_t oder M_W . Für $M_H = 100$ GeV sind die Werte des Standard-Modells für verschiedene m_t als Punkte eingetragen. Die Unsicherheit auf Γ_Z durch die QCD-Korrektur δ_{QCD} ist als Fehlerbalken markiert. Eine Variation von M_H nach 1000 GeV verschiebt die Punkte auf die Dreiecke. Die Messwerte von Γ_Z und $1 - M_W^2/M_Z^2$ sind ebenfalls eingetragen.

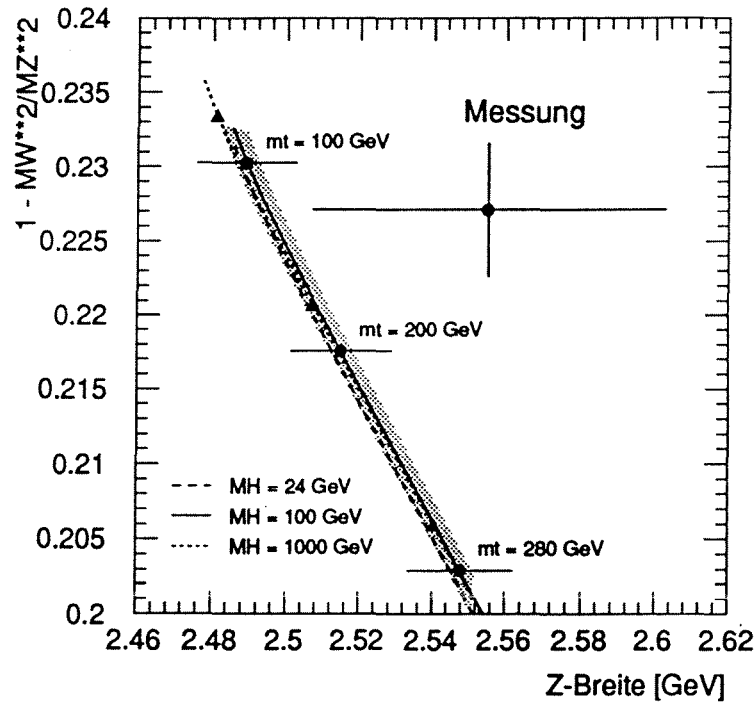


Abb. 5.5: Die Vorhersagen des Standard-Modells für Γ_Z und $\sin^2 \theta_W = 1 - M_W^2/M_Z^2$ sind als Funktion von M_Z , m_t und M_H gezeigt. Der graue Bereich wird durch die Messung von M_Z gegeben. Die Vorhersage des Standard-Modells mit $M_Z = 91.207$ GeV und $M_H = 100$ GeV liegt auf der durchgezogenen Linie. Die Werte für $m_t = (100, 200, 280)$ GeV sind als Punkte eingetragen, die Fehlerbalken entsprechen der Unsicherheit durch δ_{QCD} . Eine Higgs-Bosonmasse von $M_H = 1000$ GeV verschiebt die Punkte hinauf zu den Dreiecken auf der gepunkteten Linie. Die Linie für $M_H = 24$ GeV ist ebenfalls gezeigt. Die Einschränkung für den erlaubten Bereich von m_t kommt im Wesentlichen von der Messung von M_Z und $\sin^2 \theta_W$.

Das Ergebnis der Anpassung lautet

M_H	m_t
24 GeV	(117 ± 42) GeV
100 GeV	(128 ± 40) GeV
1000 GeV	(154 ± 38) GeV

Damit kann man eine obere Grenze für die Top-Quarkmasse im Standard-Modell angeben ($M_H < 1000$ GeV),

$$\begin{aligned} m_t &< 196 \text{ GeV} && \text{mit 90 \% Konfidenzniveau,} \\ m_t &< 224 \text{ GeV} && \text{mit 99 \% Konfidenzniveau.} \end{aligned} \quad (5.16)$$

Ebenso erhält man die Werte für die W -Masse und für $\sin^2 \theta_W$ sowie für den effektiven Mischungswinkel $\bar{s}_W^2$, der in der Literatur auch $\sin^2 \theta_W(M_Z^2)$ genannt wird. Aus Abb. 5.5 kann man erkennen, daß von der Messung der Zerfallsbreite Γ_Z im Wesentlichen keine zusätzliche Bedingung für $\sin^2 \theta_W$ resultiert. M_W wird also direkt durch M_Z und $\sin^2 \theta_W$ bestimmt,

$$M_W = (80.18 \pm 0.24) \text{ GeV}. \quad (5.17)$$

Das Ergebnis für den effektiven Mischungswinkel lautet

$$\sin^2 \theta_W(M_Z^2) = 0.2304 \pm 0.0023_{\text{exp}} \pm 0.0003_{M_H}. \quad (5.18)$$

Die Abb. 5.5 zeigt auch, daß eine präzise direkte Messung von M_W einen entscheidenden Test auf die Konsistenz des Standardmodells zuläßt. Eine solche Messung mit $\Delta M_W < 0.1$ GeV wird in Zukunft mit LEP 200 möglich sein.

5.5 Zusammenfassung und Ausblick

Aus der Messung der Wirkungsquerschnitte für $e^+e^- \rightarrow \text{Hadronen}$ auf der Z -Resonanz wurden die Parameter des Z -Bosons bestimmt. Die erreichte Genauigkeit für die Messung der Masse M_Z ist eine Größenordnung besser als die Messungen, die vor LEP möglich waren. Im Standard-Modell der elektroschwachen Wechselwirkung findet man, daß es drei Arten von Neutrinos gibt, in die das Z -Boson zerfällt. Wenn Neutrinos masselos sind, bedeutet dies, daß es genau drei Generationen von Fermionen gibt.

Die Ergebnisse der hier beschriebenen Messungen von Parametern des Standard-Modells sind in ausgezeichneter Übereinstimmung mit den Vorhersagen der Theorie und mit den Messungen von Parametern bei niedrigen Energieüberträgen, durch die sie über Strahlungskorrekturen verknüpft sind. Aus den erlaubten Parameterbereichen ergibt sich eine obere Grenze für die Masse des Top-Quarks.

Die Fehler dieser Messungen sind durch die Meßstatistik gegeben. Das ALEPH-Experiment wird in den folgenden Jahren um etwa zwei Größenordnungen mehr Statistik ansammeln. Der systematische Fehler der Wirkungsquerschnittmessung ist durch die Genauigkeit der Luminositätsmessung beschränkt. Ein wesentlicher Beitrag ist der statistische Fehler der Luminositätsmessung, da auf der Spitze der Resonanz die Anzahl der BHABHA-Ereignisse etwas kleiner ist als die der Hadronereignisse. Dieser Fehler wird in Zukunft kleiner werden durch den Einbau eines neuen Luminositätsdetektors vor dem LCAL. Es handelt sich um ein Wolfram-Silizium-Kalorimeter, das durch einen kleineren Innenradius die Statistik für BHABHA-Ereignisse um einen Faktor vier erhöht und eine Ortsauflösung von $z\Delta\theta \approx 400 \mu\text{m}$ hat[58]. Der große theoretische Fehler der Luminositätsmessung wird ebenfalls

verringert werden, wenn die Berechnungen der Strahlungskorrekturen für den BHABHA-Wirkungsquerschnitt in zweiter Ordnung durchgeführt sind.

Weitere, die Wirkungsquerschnittsmessung ergänzende Präzisionsmessungen des Standard-Modells sind die von Asymmetrien. Die Ergebnisse sind bisher durch mangelnde Statistik zu ungenau, um Aussagen über die Konsistenz und Gültigkeit des Standard-Modells machen zu können. Sie haben aber den prinzipiellen Vorteil, nicht von einer durch die systematischen Fehler begrenzten absoluten Luminositätsmessung abzuhängen. LEP plant in fernerer Zukunft die longitudinale Polarisation der Strahlteilchen, was die Empfindlichkeit in Asymmetriemessungen erhöht.

Dann wird sich zeigen, ob man bei LEP-Energien Abweichungen der Meßergebnisse von den Vorhersagen des Standard-Modells sieht. So ließen sich vielleicht experimentelle Hinweise darauf finden, wie die theoretischen Fragen, die das Standard-Modell offenläßt—etwa die Herkunft der Massen von Fermionen, das Hierarchieproblem der Massenskalen oder die Vereinheitlichung mit der Gravitationswechselwirkung—zu beantworten sind.

Anhang A Messung des ALEPH-Magnetfeldes

Das Magnetfeld für den ALEPH-Detektor wurde im Oktober 1987 in einem Testaufbau von supraleitender Spule und Rückflußjoch, also dem Hadronkalorimeter, gemessen. Mit einer Meßapparatur wurde eine Feldkarte im Volumen der Spule aufgenommen. Die Messung, die Auswertung des Meßergebnisses und die Resultate sollen hier beschrieben werden.

A.1 Anforderungen an das Magnetfeld

Die Anforderungen an das ALEPH-Magnetfeld ergeben sich aus seiner Aufgabe für die TPC. Es soll die Impulsmessung durch die Krümmung von Spuren geladener Teilchen ermöglichen und es bestimmt gleichzeitig die Drift der Elektronen von den ionisierten Spuren über die bis zu 220 cm lange Driftstrecke zu den Kammern an den Endkappen der TPC (siehe Abschnitt 2.2.2. Die Feldstärke von 1.5 Tesla erlaubt eine Impulsauflösung $\Delta p_t/p_t$ von 10 % bei $p_t = 100$ GeV. Die Anforderungen an die Homogenität des Feldes resultieren aus den Anforderungen an die Sagitta- und Vertexauflösungen. Die systematische Verzerrung der Spuren wird durch die ortsabhängigen Integrale über die radialen und azimuthalen Feldkomponenten entlang der Driftstrecke der Elektronen gegeben. Es zeigt sich, daß für Spuren vom Wechselwirkungspunkt die Verzerrungen zu einer scheinbaren Drehung gegenüber den anderen Detektoren (insbesondere der ITC) führen und den gemessenen Impuls für positiv und negativ geladene Teilchen in entgegengesetzte Richtung verschieben. Zudem gibt es eine Abhängigkeit dieses Effektes vom Azimut- und Polarwinkel der Spur durch die ϕ -Abhängigkeit des Feldes.

Die Anforderungen an den systematischen Fehler der Sagitta von $\Delta s < 100 \mu\text{m}$ entsprechen $\int_0^{220\text{cm}} (B_r/B_z) dz < 0.2\text{ cm}$ und $\int_0^{220\text{cm}} (B_\phi/B_z) dz < 0.02\text{ cm}$. Dies ist etwa die Genauigkeit, mit der die Feldkarte bekannt sein soll, um Inhomogenitäten des Feldes— und damit systematische Verschiebungen der Impulsauflösung und der Vertexauflösung— korrigieren zu können.

Die Spule ist ein supraleitender Solenoid mit Kompensationsspulen an beiden Enden. Sie hat einen Durchmesser von 540 cm und eine Länge von 635 cm. Der nominale Strom von 5000 A erzeugt ein nominales Feld von 1.5 T. Das Rückflußjoch ist gleichzeitig das Hadronkalorimeter. Es ist in Abb. 2.1 auf Seite 6 gezeigt. Der Polabstand beträgt 630 cm. Die Endkappen und die Barrelmodule sind aus 5 cm starken Eisenplatten zusammengeschweißt. Als Abstandshalter wurden 2 cm $\times$ 2.2 cm starke Eisenstangen verwendet. Bei nominaler Feldstärke ist das Eisen der ersten Lagen der Polkappen teilweise in Sättigung. Es sind feldformende Ringe in der Nähe des Loches für die Strahlröhre angebracht. Der Einfluß von zusätzlichen Eisenstücken und die Auswirkungen von verschiedenen Stromstärken in den Kompensationsspulen wurde gemessen und optimiert.

A.2 Ergebnisse der Messung

Das Ergebnis der Messung ist eine Feldkarte für die drei Komponenten des Magnetfeldes in Zylinderkoordinaten, innerhalb des Volumens der TPC. Hier sollen qualitativ die Ergebnisse der Messung diskutiert werden, da die Art der Messung durch die Form des Feldes diktiert wurde.

Es wurde beim Bau des Magneten größte Sorgfalt darauf verwandt, ein möglichst homogenes Magnetfeld in z -Richtung zu erhalten. Die residualen Inhomogenitäten lassen das Feld hochgradig zylindersymmetrisch. Die Hauptkomponente B_z ist mit 1.5 T etwa zweieinhalb Größenordnungen stärker als die r -Komponente, und die ϕ -Komponente ist noch einmal fast eine Größenordnung kleiner.

Die r -Komponente wird einerseits durch den Abfall der Feldstärke an den Enden der Solenoid-Spule erzeugt, andererseits durch den Einfluß der Kompensationsspulen bestimmt. Es zeigt sich, daß die Auslegung der Kompensationsspulen nicht ganz optimal gewählt wurde. Sie liegen nicht weit genug am Rand und erzeugen eine Überkompensation. Dies ist durch die Art der Stromversorgung der Kompensationsspulen zu erklären. Sie werden von dem Strom von 5000 A der Hauptspule durchflossen. Zur Regulierung dienen zwei Strom-„Senken“, die den Strom in den Kompensationsspulen bis auf 4000 A herunter regeln können. Dies reicht aber nicht ganz aus, um Überkompensation zu vermeiden. Entsprechend ist der Verlauf der Feldstärke B_z entlang z , der für verschiedene Radien in Abb. A.1a gezeigt ist. Die Abweichungen von B_z vom Nominalwert 1.5 T = 15 000 G sind $< \pm 0.2\%$ innerhalb der TPC. Die durch diese Effekte erzeugte r -Komponente des Feldes ist in Abb. A.1b gezeigt. Sie ist $< \pm 60$ G im Driftvolumen der TPC.

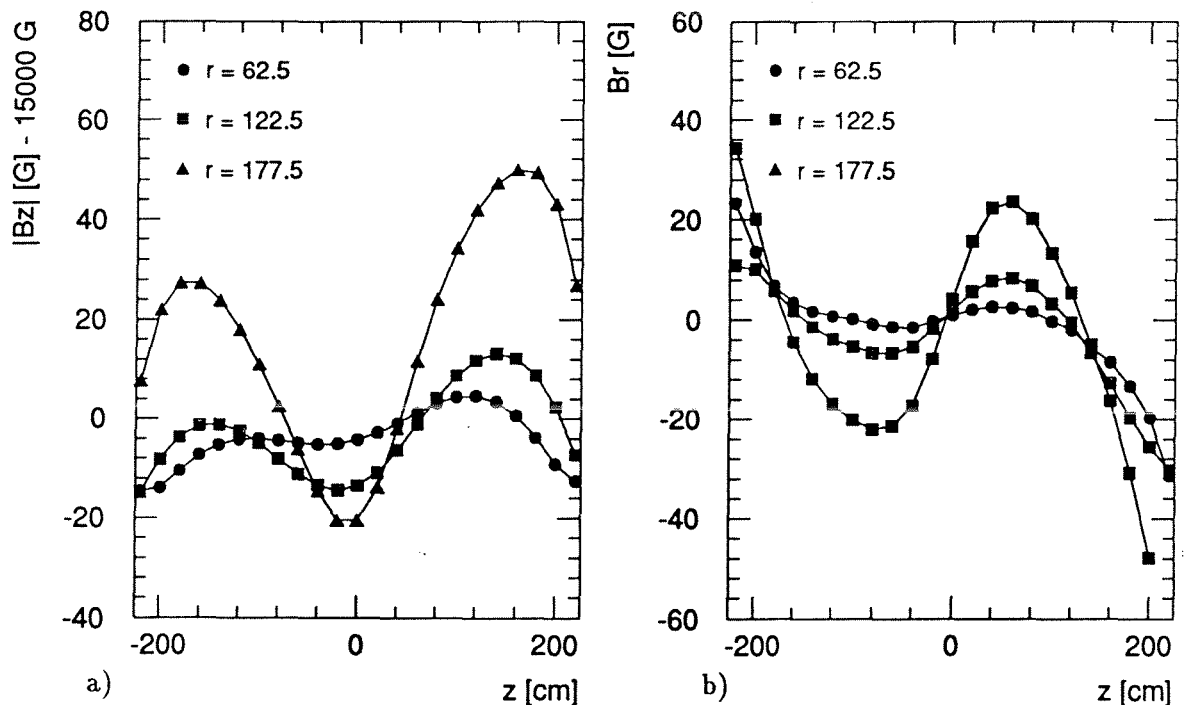


Abb. A.1: a) Variation von $|B_z|$ entlang z im Volumen der TPC, für drei verschiedene Radien. Die Magnetfeldrichtung ist von $+z$ nach $-z$, der Nominalwert ist -1.5 T. Er wurde von B_z abgezogen und die verbleibende Variation ist in Gauß dargestellt.
b) Variation von B_r entlang z für drei verschiedene Radien, in Gauß. Dieses Diagramm hat die gleiche Skala wie a).

Zudem gibt es eine ϕ -Abhängigkeit der Feldstärke. Diese wird hervorgerufen durch kleine Unterschiede in der Suszeptibilität der aus sechs Einzelmodulen zusammengesetzten Endkappen des Rückflußjochs. Zusätzlich gibt es einen leichten Einfluß durch eine Diskontinuität der Spulenwicklung in der Mitte des Magneten. Sie kommt vom Fehlen einer halben Wicklung durch die Fertigung der Spule in zwei Hälften. In Abb. A.2 ist gezeigt, daß die ϕ -Variationen der drei Komponenten etwa gleich groß sind und von ϕ -abhängigen Änderungen der Feldstärke in der Größe von ≈ 10 G erzeugt werden. Damit bleibt im Volumen der TPC die ϕ -Komponente kleiner als $\approx \pm 10$ G.

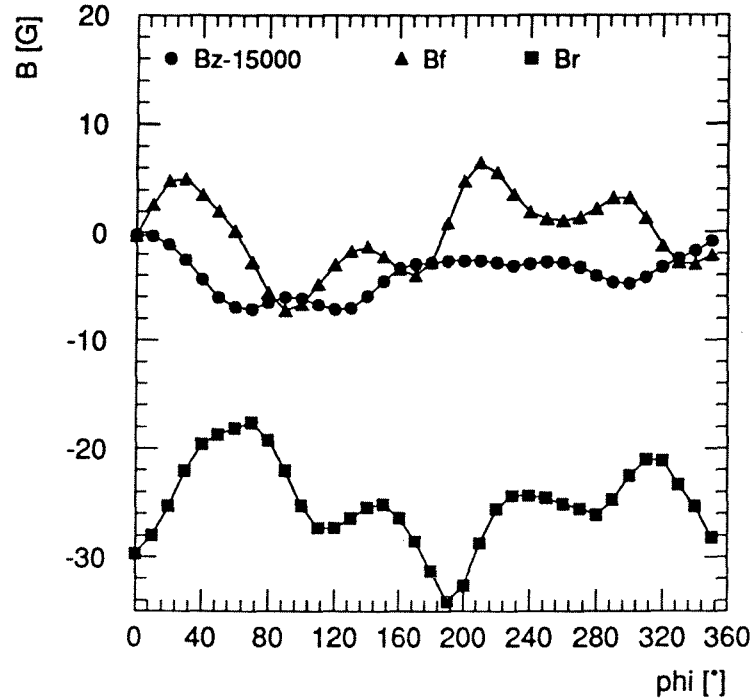


Abb. A.2: ϕ -Abhängigkeit von $B_z - 15\,000$ G (Punkte), B_r (Quadrate) und B_ϕ (Dreiecke) in Gauß, exemplarisch bei $z = -80$ cm und $r = 177.5$ cm. Von der z -Komponente wurde der Nominalwert des Feldes abgezogen. Die Variation entlang ϕ ist für alle drei Komponenten etwa gleich groß, in der Größenordnung von $\approx \pm 10$ G.

Die Hauptmerkmale des Feldes sind hier noch einmal zusammengefaßt.

- Das Feld ist sehr homogen. Es gibt eine Variation der z -Komponente entlang der z -Richtung und eine dadurch entstehende r -Komponente durch den Abfall der Feldstärke am Rand der Spule und durch leichte Überkompensation, in der Größenordnung $\pm 0.2\%$ der nominellen Feldstärke.
- Eine noch schwächere ϕ -Variation der Feldstärke entsteht durch Toleranzen in der Fertigung der Module der Endkappen. Die dadurch hervorgerufenen ϕ -Komponenten betragen etwa $\pm 0.05\%$ der nominellen Feldstärke. Sie weisen durch die Sechser-Struktur des Rückflußjoches eine starke ϕ -Abhängigkeit auf.

A.3 Meßapparatur und Datennahme

Die Magnetfeldmessung wurde am CERN von der Magnet-Gruppe in der EP-Division in Zusammenarbeit mit der ALEPH-TPC Gruppe und dem MPI-München geplant und

durchgeführt[19]. Die verwendete Meßapparatur erlaubte es, auf einem zylindrischen Raumgitter die drei Komponenten des Feldes in Zylinderkoordinaten B_z , B_r und B_ϕ gleichzeitig zu messen. Sie wurde vom MPI-München unter der Leitung von Dr. R. Settles entworfen und gebaut[59].

Meßapparatur

In der Symmetrieachse der Solenoidspule wurde ein etwa 600 cm langer Balken aus einer Aluminium-Legierung entlang der z -Achse durch Streben an dem Kryostaten der Spule befestigt. Auf diesem Balken konnte ein Wagen mit Hilfe von Schrittmotoren in z -Richtung bewegt und um die z -Achse herum gedreht werden. An dem Wagen waren zwei etwa 240 cm lange Arme in um 180° entgegengesetzte Richtungen befestigt. Auf jedem der Arme befanden sich zur Messung des Magnetfeldvektors 13 Module mit je 6 HALL-Proben. Die Module waren auf Radien zwischen 32.5 cm und 232.5 cm verteilt und erlaubten die Messung des Magnetfeldes auf der Oberfläche von 13 konzentrischen Zylindern. Durch die außerhalb des Magneten angebrachten Schrittmotoren und entsprechend geführte Kabel konnte der Wagen mit seinen zwei Armen bei geschlossenem Magneten und eingeschaltetem Feld gefahren und gedreht werden. Die Ausrichtung der Meßapparatur zur Spulenachse war besser als $\Delta r = 0.5 \text{ mm}$ in radialer Richtung und $\Delta \phi = 0.5 \text{ mrad}$ im Winkel. Abb. A.3 zeigt eine Skizze der Meßeinrichtung.

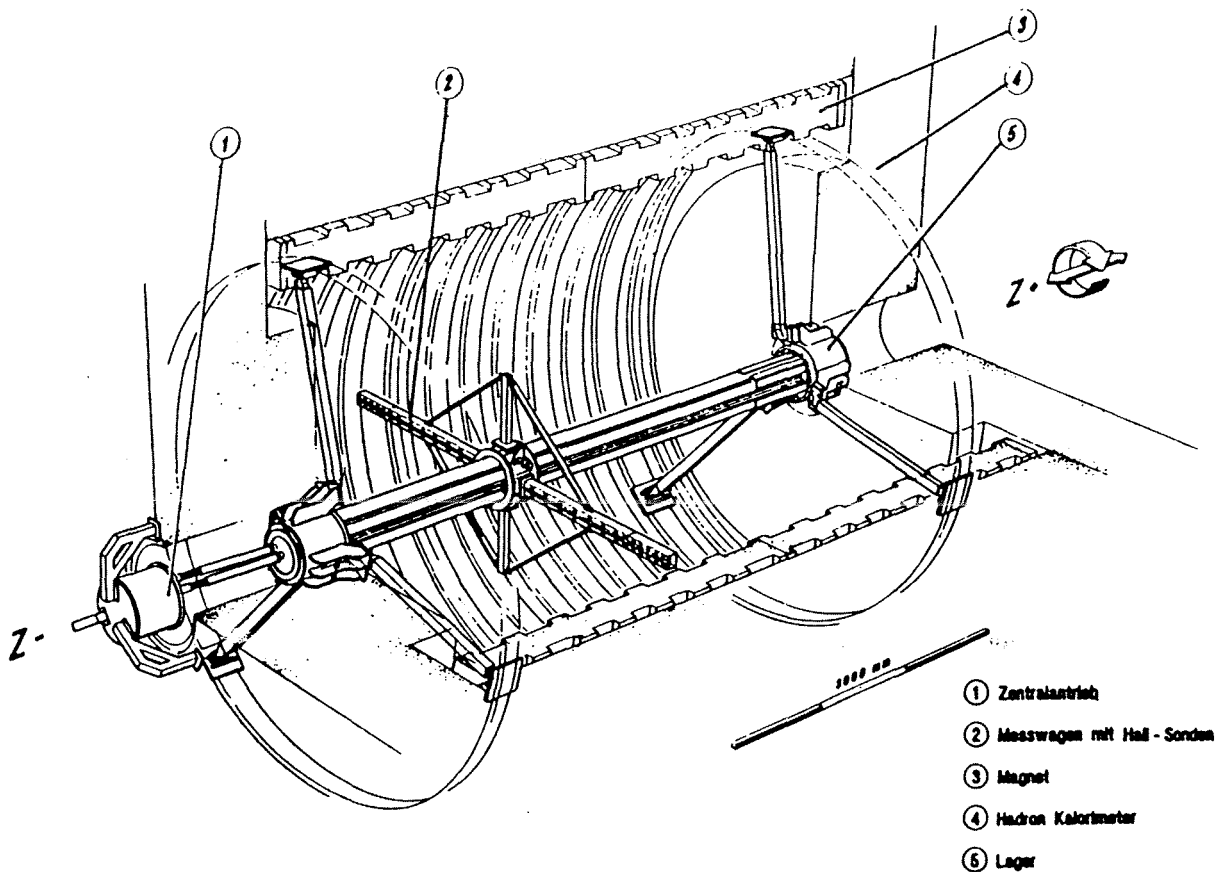


Abb. A.3: Drei-dimensionale Skizze der Magnetfeld-Meßeinrichtung im ALEPH-Magneten.

Die HALL-Proben waren auf kreuzförmige Module geklebt, die auf die Arme montiert wurden. Zwei HALL-Proben zeigten in z -Richtung, zwei standen sich in radialer und zwei in azimuthaler Richtung parallel gegenüber. Es gab für die inneren 7 und die äußeren 6 Module zwei in ihren Abmessungen unterschiedliche Ausführungen. Als HALL-Proben wurde der InAs-Typ SBV 579 verwendet.

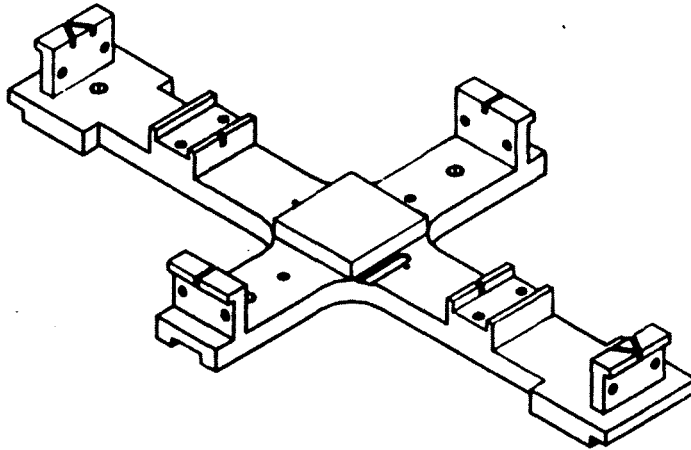


Abb. A.4: Drei-dimensionale Skizze eines der Module für sechs HALL-Proben.

Steuerung und Datenerfassung

Die Schrittmotorsteuerung wurde durch einen Prozessrechner kontrolliert. Die genaue Stellung der Arme und des Wagens konnte mit Positionsensencodern ausgelesen werden. Die Positioniergenauigkeit war besser als $\Delta z = 0.2 \text{ mm}$ und $\Delta \phi = 1 \text{ mrad}$. Außer den HALL-Proben waren Kernspin-Resonanzproben auf den Armen befestigt, die den Absolutwert des Feldes in Bereichen mit sehr kleinem Feldgradienten maßen. Es konnte für die endgültige Feldkarte aber nur die Messung auf der z -Achse des Feldes als Normierung benutzt werden.

Die HALL-Proben haben einen Temperaturkoeffizienten, der die HALL-Spannung bei 1 T um etwa $0.05 \% \text{ K}^{-1}$ ändert. Die Arme wurden daher thermisch durch Styropor-Abdeckungen isoliert und die HALL-Ströme solange vor der Messung eingeschaltet, daß das ganze System im thermischen Gleichgewicht war. Die Temperatur der Module wurde über Thermistoren ausgelesen, mit einer Auflösung von etwa 0.2° K . Je eine Präzisionsstromquelle versorgte die HALL-Proben in z -, r - und ϕ -Richtung. Die Ströme von jeweils 100 mA wurden überwacht und ausgelesen. Die Auslese der 156 HALL-Spannungen geschah mit einem Voltmeter mit $5\frac{1}{2}$ Stellen Auflösung über einen rauscharmen Multiplexer.

Durchführung der Messung

Die gesamte Messung erfolgte rechnergesteuert. Die gewünschten Dimensionen und die Punktdichte der Feldkarte wurden eingegeben. Das Steuerungssystem fuhr die Meßpunkte an, die Daten wurden ausgelesen und auf ein Magnetband abgespeichert. Gleichzeitig konnten die Rohdaten über eine Netzwerkverbindung auf einen größeren Rechner übertragen werden. Dort wurde die Rekonstruktion der Magnetfeldkomponenten vorgenommen. Die Ergebnisse lagen sofort vor und konnten analysiert und graphisch dargestellt werden. So war

eine schnelle Rückkopplung über die Ergebnisse der Messungen möglich. Das Aufnehmen einer vollständigen Feldkarte dauerte etwa 12 Stunden.

Das Meßprogramm sah die Ausmessung mehrerer Feldkarten und die Optimierung der Spuleneinstellung vor. Für die endültige Konfiguration der Ströme in der Hauptspule und den Kompensationspulen liegt eine Karte im Volumen der TPC ($z_0 = \pm 220$ cm) mit $\Delta z = 20$ cm und $\Delta\phi = 10^\circ$ vor.

A.4 Rekonstruktion der Feldkarte

Für die Rekonstruktion der Magnetfeldkomponenten wurden zwei zueinander orthogonale Methoden benutzt. Die erste verwendet die direkte Messung der drei Feldkomponenten und vermeidet den Einfluß von falsch ausgerichteten HALL-Proben, indem für r - und ϕ -Komponente die Differenzen der Felder auf den Paaren von Proben eines Modules integriert werden. Die zweite Methode benutzt die MAXWELL-Gleichungen, um aus der Messung nur der z -Komponente des Feldes (wo die genaue Ausrichtung der HALL-Probe keine Rolle spielt) die kleinen Komponenten zu berechnen.

A.4.1 Direkte Bestimmung von B_z , B_ϕ und B_r .

HALL-Proben messen die Komponente des Magnetfeldes senkrecht zu ihrer Oberfläche. Es wurde bei der Fertigung der Module eine Parallelität der Flächen für die Aufnahme der sich paarweise gegenüberstehenden HALL-Proben von besser als 1 mrad eingehalten. Ein Modul, wenn es auf dem Arm montiert war, kann als steifes Objekt angesehen werden, auch wenn die Arme sich durch das Magnetfeld hindurch bewegen. Dagegen veränderte sich durch die Biegekräfte auf die Arme und durch das Lagerspiel des Wagens die Ausrichtung gegenüber der z -Achse. Die so entstehenden Fehlausrichtungen der HALL-Proben gegenüber dem Koordinatensystem der Spule waren zu groß, um die kleinen Radial- und Azimutalkomponenten von wenigen Gauß bei einer Hauptkomponente in z -Richtung von 15 000 Gauß direkt mit den Proben messen zu können. Eine Verkipfung von 1 mrad würde auf den HALL-Proben für die radialen und azimuthalen Komponenten bereits eine zusätzliche Magnetfeldkomponente von 15 G bedeuten. In der Differenz zweier zueinander parallel stehender Proben hebt sich dieser Beitrag aber gerade heraus. Daher wurde nur die Differenz $\Delta B_{r,\phi}$ der gemessenen Felder auf den paarweise gegenüberstehenden HALL-Proben eines jeden Moduls ermittelt. Die Feldkomponenten selbst wurden durch Aufaddieren der Meßpunkte entlang r bzw. ϕ , mit einer geeigneten Randbedingung, berechnet. Diese Methode wird im folgenden beschrieben.

Methode der "Summe der Differenzen"

Die sechs HALL-Proben auf jedem Modul werden Z_1 , Z_2 , R_3 , R_4 , A_5 und A_6 genannt, entsprechend ihrer Ausrichtung senkrecht zur z -Richtung, zur radialen Richtung r bzw. zur azimuthalen Richtung ϕ . Die HALL-Spannung, die von einem Feld B erzeugt wird, das eine senkrechte Komponente auf die Ebene der Probe $B_\perp$ und eine parallele Komponente $B_\parallel$ hat, ist für nicht zu große $B_\perp$

$$V_h = v + kIB_\perp + pIB_\parallel^2. \quad (\text{A.1})$$

Es besteht also ein linearer Zusammenhang der Spannung mit der senkrechten Feldkomponente, mit HALL-Strom $I = 0.1$ A, HALL-Konstante $k \approx 1.3 \text{ VT}^{-1}\text{A}^{-1}$ und Offsetspannung

$v \approx O(10^{-5})$ V. Bei großen Magnetfeldern in der Ebene der HALL-Probe wird der planare HALL-Effekt wirksam, mit einer Stärke von $p < O(10^{-4})$ VT $^{-2}$ A $^{-1}$

Die HALL-Spannung, die bei einem Magnetfeld $B(x)$ an den Proben R_3 und R_4 gemessen wird, ist

$$\begin{aligned} V_3 &= v_3 + k_3 I_r [B_r(x_3) - \varepsilon_3 B_z(x_3)] + p_3 I_r B_z^2(x_3) \\ V_4 &= v_4 - k_4 I_r [B_r(x_4) - \varepsilon_4 B_z(x_4)] + p_4 I_r B_z^2(x_4) \end{aligned} \quad (A.2)$$

Dabei bezeichnet ε den Winkel zwischen der Flächennormalen der HALL-Probe und der r -Richtung, projiziert auf die r - z -Ebene. Damit ergibt sich, mit $B_z(x_3) \approx B_z(x_4)$,

$$\begin{aligned} \Delta B_r &\equiv B_r(x_4) - B_r(x_3) \\ &= -\frac{V_3 - v_3}{k_3 I_r} - \frac{V_4 - v_4}{k_4 I_r} + (\varepsilon_4 - \varepsilon_3) B_z + \left(\frac{p_3}{k_3} + \frac{p_4}{k_4} \right) B_z^2. \end{aligned} \quad (A.3)$$

Die HALL-Spannung auf Proben A_5 und A_6 ist

$$\begin{aligned} V_5 &= v_5 + k_5 I_\phi [\cos \gamma B_\phi(x_5) + \varepsilon_5 B_z(x_5) - \sin(\gamma + \varepsilon'_5) B_r(x_5)] \\ &\quad + p_5 I_\phi B_z^2(x_5) \\ V_6 &= v_6 - k_6 I_\phi [\cos \gamma B_\phi(x_6) + \varepsilon_6 B_z(x_6) + \sin(\gamma - \varepsilon'_6) B_r(x_6)] \\ &\quad + p_6 I_\phi B_z^2(x_6) \end{aligned} \quad (A.4)$$

Dabei bezeichnet ε den Winkel zwischen der Flächennormalen der HALL-Probe und der ϕ -Richtung, projiziert auf die z - ϕ -Ebene und ε' den Winkel zwischen Flächennormalen und ϕ -Richtung, projiziert auf die r - ϕ -Ebene. Der Winkel γ ist gegeben durch den Abstand $2d$ der beiden Proben auf dem Radius r_ϕ , $\tan \gamma = d/r_\phi$. Damit ist die Differenz von B_ϕ auf den beiden Proben

$$\begin{aligned} \Delta B_\phi &\equiv B_\phi(x_6) - B_\phi(x_5) \\ &= \frac{1}{\cos \gamma} \left[-\frac{V_5 - v_5}{k_5 I_\phi} - \frac{V_6 - v_6}{k_6 I_\phi} - (\varepsilon_6 - \varepsilon_5) B_z + \left(\frac{p_5}{k_5} + \frac{p_6}{k_6} \right) B_z^2 \right. \\ &\quad \left. - (2 \sin \gamma + (\varepsilon'_6 - \varepsilon'_5) \cos \gamma) B_r \right] \end{aligned} \quad (A.5)$$

Für die Ermittlung der Differenzen der Felder auf den beiden HALL-Proben ist lediglich die Kenntnis der Kalibrationskonstanten v, k, p und der Differenzen der Fehlausrichtungswinkel gegenüber dem Koordinatensystem, $\Delta \varepsilon$ und $\Delta \varepsilon'$, notwendig. Die Differenzen der Winkel bleiben aber konstant, während der Wagen mit den Meßarmen durch das Feld fährt. Dagegen ändern sich die Winkel selbst um große Beträge (um mehrere mrad).

Aus den Differenzen $\Delta B_{r,\phi}$ gewinnt man die Feldkomponenten durch Integration mit einer geeigneten Randbedingung.

r -Komponente

Es gilt die Interpolationsformel entlang r , also entlang der 13 Module auf jedem Arm bei jeder ϕ, z -Stellung,

$$\begin{aligned} B_r(z, \phi; r_k) &\equiv B_k \\ &= B_1 + \frac{\Delta r}{2} \sum_{i=1}^{k-1} \left(\frac{\Delta B_i}{d_i} + \frac{\Delta B_{i+1}}{d_{i+1}} \right). \end{aligned} \quad (A.6)$$

Dabei ist der Δr der Abstand zwischen Modul i und $i + 1$ und d_i der Abstand der beiden r -HALL-Proben auf Modul i .

Die Randbedingung B_1 wird folgendermaßen beschafft. Es wird angenommen, daß die beiden Arme steif genug sind, daß die beiden innersten HALL-Proben auf beiden Armen, R und L , zueinander mit einem festen Winkel $\Delta\epsilon_{LR}$ stehen, auch wenn der Wagen im Magnetfeld bewegt wird. Es wird die Messung B_R und B_L von B_r auf den innersten Proben auf beiden Armen an der gleichen (z, ϕ) -Position benutzt (also bei um 180° gedrehter Position des Wagens). Es gilt dann

$$B_1(z, \phi) = \frac{1}{2}(B_L + B_R) - (\Delta\epsilon_{LR} + \epsilon_z \sin(\phi + \delta_z)) B_z. \quad (\text{A.7})$$

Die Fehlausrichtung der Achse des Wagens zur z -Achse liefert einen Beitrag $\epsilon_z \sin(\phi + \delta_z) B_z$. Die Fehlbeiträge durch den Einfluß von B_z können gemessen werden an einer Stelle, wo die r -Komponente des Feldes auf den innersten Proben bei $r \approx 32 \text{ cm}$ verschwindet. Dies ist in einer sehr guten Näherung in der Mittelebene des Magneten der Fall. Es wird eine FOURIER-Analyse von $0.5(B_L(z = 0, \phi) + B_R(z = 0, \phi))$ durchgeführt. Man findet

$$\begin{aligned} \Delta\epsilon_{LR} &= -1.0 \text{ mrad} \\ \epsilon_z &= 0.54 \text{ mrad} \\ \delta_z &= 102^\circ. \end{aligned} \quad (\text{A.8})$$

Die Zahlen für die Fehlausrichtung der Achse der Meßapparatur stimmen sehr gut mit den Ergebnissen der optisch-geometrischen Vermessungen, die für Spule und Meßapparatur durchgeführt wurden, überein.

ϕ -Komponente

Es gilt die Interpolationsformel für eine Umdrehung, also entlang ϕ , mit N Messungen in Intervallen $\Delta\phi$ und mit Öffnungswinkel der Proben von 2γ ,

$$\begin{aligned} B_\phi(z, r; \phi_k) &\equiv B_k \\ &= B_1 + \frac{\Delta\phi}{2} \sum_{i=1}^{k-1} \left(\frac{\Delta B_i}{2\gamma} + \frac{\Delta B_{i+1}}{2\gamma} \right) \end{aligned} \quad (\text{A.9})$$

Im folgenden wird $\Delta B_i/(2\gamma)$ mit $dB/d\phi|_i$ bezeichnet. Die Randbedingung B_1 gewinnt man durch die Forderung nach der Eindeutigkeit des Feldes sowie durch die MAXWELL-Gleichung,

$$\begin{aligned} \int_0^{2\pi} dB_\phi &= 0, \Rightarrow \sum_{i=1}^N \frac{dB}{d\phi} \Big|_i \Delta\phi = 0 \\ \int_0^{2\pi} B_\phi d\phi &= 0, \Rightarrow \sum_{i=1}^N B_i \Delta\phi = 0. \end{aligned} \quad (\text{A.10})$$

Man findet aus

$$0 = \sum_{k=1}^N \left[B_1 + \frac{\Delta\phi}{2} \sum_{i=1}^{k-1} \left(\frac{dB}{d\phi} \Big|_i + \frac{dB}{d\phi} \Big|_{i+1} \right) \right] \cdot \Delta\phi \quad (\text{A.11})$$

durch Einsetzen

$$B_k = \frac{\Delta\phi}{N} \left[\sum_{i=1}^N i \frac{dB}{d\phi} \Big|_i + \sum_{i=1}^k N \frac{dB}{d\phi} \Big|_i \right] - \frac{\Delta\phi}{2} \frac{dB}{d\phi} \Big|_k. \quad (\text{A.12})$$

Die Integration entlang ϕ erfolgt also durch Aufsummieren von Messungen, die jeweils aus nur einem Satz HALL-Proben gewonnen wurden. Daher erlaubt es die Bedingung $\sum_0^N dB/d\phi = 0$, alle entlang ϕ konstant bleibenden Terme zu eliminieren. Da die Fehlausrichtungswinkel und ihre Differenzen klein sind, lassen sich die entsprechenden Terme als über die ϕ -Umdrehung konstant annehmen. Damit bleibt

$$\left. \frac{dB}{d\phi} \right|_i \approx - \left(\frac{V_5}{k_5 I_\phi} + \frac{V_6}{k_8 I_\phi} \right) \frac{1}{2\gamma \cos \gamma} \Big|_i - \text{const.} \quad (\text{A.13})$$

und der konstante Beitrag ergibt sich aus der Summe über die ganze Umdrehung.

z-Komponente

Die Bestimmung der z -Komponente des Feldes ist frei von Problemen mit Fehlausrichtungen, da ein Fehler sich nur mit $\cos \epsilon$ auswirken würde. Es gilt hier, Variationen von $\approx 10^{-5}$ der Hauptkomponente aufzulösen. Dies ist mit HALL-Proben problemlos möglich. Es wurde eine Auflösung von besser als 0.1 G in 1.5 T erreicht, was ein Vergleich mit der Kernspin-Resonanzmessungen zeigt. Ein Problem stellt aber die Kalibration zwischen den einzelnen HALL-Proben dar, wie im folgenden Abschnitt erläutert wird.

Kalibration der Module und systematische Fehler

Alle HALL-Proben wurden vor der Messung einzeln in einem Testaufbau kalibriert. Für die kleinen Komponenten wurden die HALL-Koeffizienten k, p und die Offsetspannungen v bestimmt. Außerdem wurde versucht, die Differenz der Winkel $\Delta \epsilon$ zu bestimmen, indem die Module in ein homogenes Magnetfeld mit $B_{r,\phi} = 0$ im Zentrum eines großen Kalibrationsmagneten gebracht wurden. Die relativen Winkel ergeben sich dann mit den gemessenen HALL-Spannungen aus Gl. (A.3) bzw. Gl. (A.5). Die Kalibration der z -Proben wurde durch die Messung der HALL-Spannungen in einem Kalibrationsmagneten, für Feldstärken zwischen -2.0 T und $+2.0$ T, in Schritten von 0.05 T durchgeführt. An die Kennlinie wurde ein TSCHEBYSCHEFF-Polynom 16-ter Ordnung angepaßt.

Leider zeigte es sich, daß Teile der Ergebnisse dieser Kalibration nicht für die Auswertung der Messung verwendet werden konnte. Dies betraf insbesondere die Winkel $\Delta \epsilon$ für die r -Proben und die effektive Offset-Spannung für die z -Proben.

Die Benutzung der kalibrierten relativen Winkel der r -Proben lieferte inkonsistente Ergebnisse. Die Messungen von $B_r(z, r, \phi)$ durch die Module auf Arm R waren inkompatibel mit den Resultaten der Messung am gleichen Raumpunkt durch die Module auf Arm L . Dies kann man damit erklären, daß die Module zu wenig starr waren und das Aufschrauben auf die Arme die relativen Winkel veränderte. Daher wurde es notwendig, die Kalibration der Winkel $\Delta \epsilon$ für die r -Proben *in situ* durchzuführen. Dazu wurde die Hypothese verwendet, daß in der Symmetrieebene des Magneten, also in der r - ϕ -Ebene bei $z = 0$, die r -Komponente des Magnetfeldes—und damit ΔB_r —verschwinden muß. Dann ergibt sich der Winkel $\Delta \epsilon$ direkt aus Gl. (A.3) mit $\Delta B_r = 0$. Die Werte bei $z = 0$ wurden über ϕ gemittelt und $\Delta \epsilon$ berechnet. Es zeigte sich, daß diese Messungen reproduzierbar waren bis auf $\delta \Delta \epsilon < 0.05$ mrad, für verschiedene Konfigurationen der Ströme in den Kompensationspulen und damit unterschiedlichen radialen Feldkomponenten außerhalb der Mittelebene.

Eine Möglichkeit, die Qualität der Bestimmung der r -Komponente zu untersuchen ist, die Messung auf Arm R und Arm L miteinander zu vergleichen. Man kann die Ergebnisse als voneinander unabhängige Messungen ansehen, da sie mit verschiedenen Sätzen von Modulen und HALL-Proben gewonnen werden und die beiden Messungen bei um 180°

verschiedenen Stellungen der Arme genommen werden. Abb. A.5a zeigt die Verteilung der Differenz der Ergebnisse für B_r von Arm R und Arm L , für alle Punkte der Feldkarte. Die Verteilung hat einen Mittelwert bei -0.1 G und eine RMS-Breite von 0.7 G. Daher kann der systematische Fehler auf die Messung von B_r auf < 0.5 G abgeschätzt werden. Die Verteilung der Differenzen ist in Abb. A.5b als relativer Fehler aufgetragen. Sie zeigt eine GAUSS-Kurve mit der Breite 2.3% und einer systematischen Verschiebung von 2% , wenn man nur Punkte mit $B_r > 10$ G berücksichtigt. Der systematische Fehler für B_r wird mit etwa 3% und einem konstanten Beitrag von etwa 0.5 G abgeschätzt.

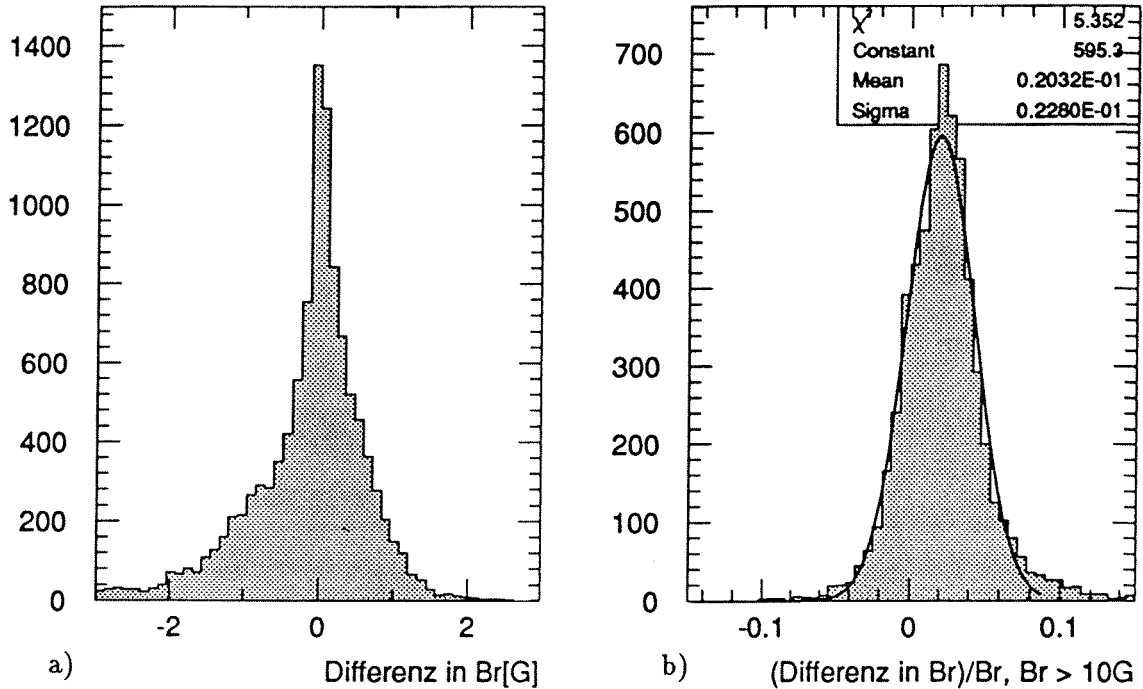


Abb. A.5: a) Verteilung der Differenz der Ergebnisse der Messung von B_r durch die Module auf Arm R und Arm L in Gauß, für alle Punkte der Feldkarte. Die Verteilung hat einen Mittelwert bei -0.1 G und eine RMS-Breite von 0.7 G.
b) Verteilung des relativen Fehlers für $B_r > 10$ G. Gezeigt ist die Differenz der Messung von B_r von Arm R und L , normiert auf den Mittelwert. Man sieht, daß eine systematische Verschiebung von $+2\%$ vorliegt. An die Verteilung wurde eine GAUSS-Kurve mit der Breite 2.3% angepaßt.

Für die ϕ -Proben erübrigte sich die Verwendung der Kalibration, da die konstanten Terme—und damit die relativen Winkel $\Delta\epsilon$, $\Delta\epsilon'$ —durch die zusätzliche Bedingung der MAXWELL-Gleichung (A.10) eliminiert werden können.

In Abb. A.6a ist die Differenz der Messung von B_ϕ von den Modulen auf beiden Armen gezeigt, für alle Punkte der Feldkarte innerhalb des TPC-Volumens, d.h. für alle Module mit einem Abstand der ϕ -Proben von 10 cm. Man erkennt eine Normalverteilung mit Mittelwert bei null und einer Breite von etwa 0.6 G. Der kleine flache Beitrag mit Fehlern bis ± 10 G stammt von einem einzelnen Modul, das eliminiert werden kann. Der systematische Fehler von B_ϕ ist also etwa 0.5 G.

Die z -Proben wurden in einem Bereich kalibriert, der 4 T überspannte. Die Messung selbst fand aber bei $B_z \approx (1.5 \pm 0.01)$ T statt, da die Variation des Feldes innerhalb des Volumens der Feldkarte sehr klein war. In dieser Region kann die Kalibrationskurve wieder durch eine Gerade angenähert werden. Es zeigte sich, daß die Benutzung der Kalibra-

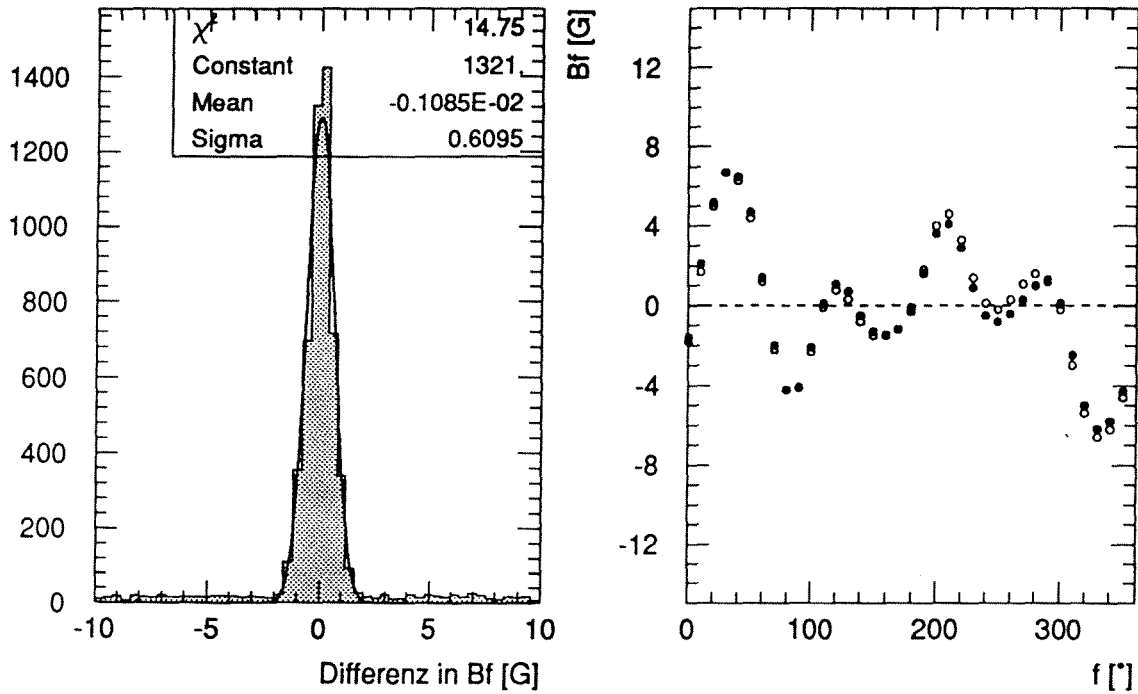


Abb. A.6: a) Verteilung der Differenz der Meßergebnisse für B_ϕ von Arm L und Arm R , in Gauß, für die Meßpunkte innerhalb des TPC-Volumens. Die Verteilung hat eine Breite von etwa 0.6 G. Der kleine flache Beitrag stammt von einem einzelnen Modul.
 b) Exemplarisch ist für eine Position bei $z = -180$ cm und $r = 162.5$ cm die Messung von B_ϕ entlang einer Umdrehung in ϕ gezeigt. Die voneinander unabhängigen Messungen der beiden Module auf den entgegengesetzten Armen stimmen innerhalb von etwa 0.5 G überein.

tion zu einer effektiven Offsetspannung führte, die Inkonsistenzen in den rekonstruierten Feldstärken ergab.

Die Untersuchung der systematischen Probleme der Messung der z -Komponente wurde wieder durch den Vergleich der Messungen auf den beiden Armen durchgeführt. Außerdem konnten die Ergebnisse der HALL-Proben mit den Messungen der Kernspin-Resonanzproben verglichen werden. Dies zeigte, daß die ϕ - und z -Abhängigkeit des Feldes, die für jeden Radius r durch jeweils ein Paar von Proben gemessen wird, bis auf einen konstanten Offset sehr gut mit den Messungen der Kernspin-Resonanzproben auf etwa gleichem Radius übereinstimmt. Ebenso zeigte der Vergleich der Ergebnisse von Paaren von HALL-Proben auf gleichem Radius auf den beiden Armen, sowie benachbarter HALL-Proben auf dem gleichen Arm, daß es einen relativen Offset der Feldmessungen zwischen den einzelnen Proben gibt. Dies ist in Abb. A.7 gezeigt. Die Differenz der Messungen von Paaren von Proben bei gleichem Radius zeigen Streuungen zwischen etwa -10 G und $+10$ G. Wenn man aber alle Paare von Proben einzeln betrachtet, erkennt man, daß die Verteilung der Differenzen über alle Meßpunkte einer Normalverteilung mit einer Breite von ≈ 0.1 G folgt, die aber ihren Mittelwert nicht bei null hat. Es gibt also einen von Paar zu Paar verschiedenen relativen Offset von etwa ± 10 G.

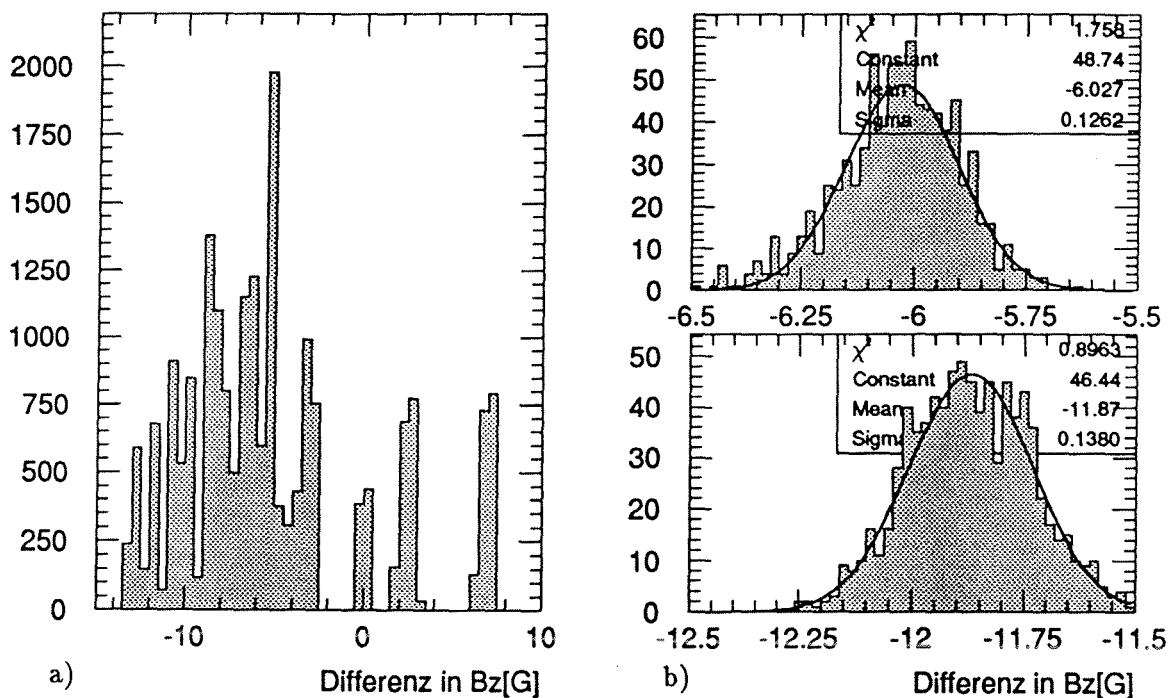


Abb. A. 7: a) Die Verteilung der Differenz der Ergebnisse der Messung von B_z durch die Module auf Arm R und Arm L in Gauß, für alle Punkte der Feldkarte, zeigt die Probleme bei der Kalibration der z -Proben.

b) Die gleiche Verteilung für Paare von HALL-Proben auf gleichem Radius, exemplarisch für $r = 162.5$ cm (oben) und $r = 142.5$ cm (unten). Die Auflösung der Proben ist etwa 0.1 G. Jede Probe hat einen (unbekannten) Offset, dessen Differenz für die Paare von Proben im Bereich von ± 10 G liegt (siehe a). Die Verteilung der Differenzen für Paare von Modulen kann gut durch eine Normalverteilung beschrieben werden, χ^2 liegt bei 1.

Die Ursache dieses Effektes muß wieder in der Kalibration der Proben gesucht werden. Die Symptome sind kompatibel mit der Annahme, daß die Temperatur der HALL-Proben während der Kalibration nicht oder nicht genügend kontrolliert wurde. Die Fehlkalibration

resultiert in einen unbekannten konstanten Offset in der Größenordnung von ± 10 G. Dagegen wird die Steigung der Kalibrationskurve, also der HALL-Koeffizient, sehr gut von der Kalibration beschrieben. Die Variation von B_z auf den Proben, die zu den Histogrammen in Abb. A.7 beitragen, betragen etwa 60 G. Die Breite der GAUSS-Kurven ist < 0.14 G. Systematische Fehler in der Steigung der Kalibrationskurve sind in diesem Meßbereich also kleiner als 0.5 %. Zudem würden falsche Steigungen zu nicht-GAUSS'schen Verteilungen führen.

Der wahre Wert der z -Komponente des Feldes B_z kann ausgedrückt werden durch die Mittelung $B'_z(z, \phi; r)$ der Messung der vier HALL-Proben der Module auf dem Radius r und einen Offset $d_z(r)$, der nur von r abhängt,

$$B_z(z, \phi; r) = B'_z(z, \phi; r) + d_z(r). \quad (\text{A.14})$$

Der Meßfehler von B'_z ist < 0.1 G, also < 7 ppm. Die Werte von $d_z(r)$ für die 13 Radien können unter Benutzung der MAXWELL-Gleichungen ermittelt werden, wie im folgenden Abschnitt beschrieben wird.

A.4.2 Bestimmung von B_ϕ und B_r aus B_z

Im Inneren der Solenoidspule, also in Abwesenheit von Strömen, reduzieren sich die MAXWELL-Gleichungen zu $\text{div } \mathbf{B} = 0$ und $\text{rot } \mathbf{B} = 0$. Daher läßt sich die magnetische Feldstärke $\mathbf{B}$ als Gradient einer Potentialfunktion ψ darstellen, $\mathbf{B} = \nabla \psi$, die der homogenen POISSON-Gleichung $\Delta \psi = 0$ genügt. Ebenso erfüllt auch jede der Komponenten des Magnetfeldes die POISSON-Gleichung $\Delta B = 0$. Die Felder können daher nach Lösungen der Potentialgleichung entwickelt werden und die Koeffizienten der Entwicklung sind durch die Angabe einer Randbedingung festgelegt. Daher ist es möglich, aus der Messung nur einer Komponente des Magnetfeldes, z.B. der z -Komponente, auf einer der gegebenen Symmetrie am besten entsprechenden drei-dimensionalen Oberfläche das Feld im gesamten Volumen innerhalb dieser Oberfläche zu berechnen. Durch Integration kann man, bis auf Integrationskonstanten, das Potential ψ bestimmen und aus ihm durch Differenzieren die anderen Komponenten von $\mathbf{B}$ gewinnen.

Hat man den allgemeinen und vollständigen Ansatz für eine Funktion, die die POISSON-Gleichung erfüllt, kann die gemessene Feldkomponente an das Modell angepaßt werden. Es wurde in der Literatur darauf hingewiesen [60], daß der Fehler einer Anpassung der Modellfunktion an das gemessene Magnetfeld auf der Oberfläche maximal sein muss, da es sich bei den Lösungen um harmonische Funktionen handelt. Daher sei die Anpassung der Koeffizienten der Entwicklung optimal auf der Oberfläche. Es stellt sich aber heraus, daß die redundante Information der Meßwerte im von der Fläche eingeschlossenen Volumen benutzt werden kann, um systematische Fehler der Messung zu eliminieren. Die direkte Messung mindestens einer der anderen Komponenten ist notwendig, um die erwähnten Integrationskonstanten zu bestimmen.

Die Messung der Hauptkomponente B_z konnte, mit den vorher erwähnten Einschränkungen, prinzipiell mit großer Genauigkeit im gesamten interessierendem Volumenbereich vorgenommen werden. Die Anordnung der Proben auf der Meßeinrichtung und die vorgegebene Bewegungsmöglichkeit der Meßarme erlauben es, die Werte von B_z auf konstantem Radius mit jeweils zwei HALL-Proben zu messen, so daß systematische Unsicherheiten der Messung durch relative Mis-Kalibrierung zwischen unterschiedlichen HALL-Proben nur für die r -Abhängigkeit von B_z wirksam werden.

In der Literatur werden zwei verschiedene Ansätze vorgeschlagen, wie die vorher skizzierte Methode angewendet werden kann. In Ref. [61] wird das Solenoidfeld des TASSO-

Magneten an eine Entwicklung nach Kugelflächenfunktionen im gesamten Feldvolumen angepaßt. In der sog. WIND-Methode[60] wird nur die Beobachtung auf dem Rand benutzt, um die drei Feldkomponenten im gesamten Feldvolumen zu erhalten. Sie wurde in kartesischen Koordinaten auf mehrere CERN-Magnete angewandt. Die Methode wurde später auf zylindersymmetrische Probleme verallgemeinert[62]. Der hier vorliegende Fall kann aber in sofern als neuartig bezeichnet werden, als für die Feldverzerrungen der TPC die vollen drei-dimensionalen Abhängigkeiten aller drei Feldkomponenten bestimmt werden müssen. Dagegen wurden die vorhergenannten Methoden in der Praxis lediglich benutzt, um die Hauptkomponenten von Solenoidfelder zu parametrisieren. Tatsächlich zeigt sich, daß beide Methoden in der vorliegenden Form nicht zum Erfolg führen.

Eine Kombination beider Methoden erlaubt es jedoch, die vergleichsweise kleinen Inhomogenitäten des Magnetfeldes aus der Messung der $O(10^3)$ -fach größeren Hauptkomponente mit Hilfe der MAXWELL-Gleichungen zu bestimmen. Es zeigt sich, daß die Ergebnisse der direkten Messung mit der Methode der "Summe der Differenzen" bestätigt werden. Die verwendete Prozedur wird im folgenden beschrieben.

Ermittlung der Offsets der z-Proben

Zunächst sollen die noch unbekannten Offsets d_z aus Gl. (A.14) zwischen den Werten für B_z auf den Radien der einzelnen Module bestimmt werden. Die Methode ist, die Koeffizienten für eine Lösung der POISSON-Gleichung an die gemessenen Werte für B_z im gesamten Volumen der Feldkarte anzupassen, und die d_z als Parameter der Anpassung freizulassen.

Eine allgemeine Lösung der POISSON-Gleichung $\Delta\psi = 0$ läßt sich in Kugelkoordinaten ϱ, θ, ϕ als Entwicklung nach Kugelflächenfunktionen darstellen, d.h. als Produkt von FOURIER-Reihen in ϕ mit LEGENDRE-Polynomen in $\cos \theta$ [63].

$$\psi(\varrho, \theta, \phi) = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=0}^l (a_{lm} \cos(m\phi) + b_{lm} \sin(m\phi)) \varrho^l P_l^m(\cos \theta). \quad (\text{A.15})$$

In Zylinderkoordinaten ($z = \varrho \cos \theta, r = \varrho \sin \theta, \phi$) ergibt sich $B_z = \partial_z \psi$. Für die Bestimmung von d_z kann über alle Meßwerte in ϕ gemittelt werden, die Entwicklung geht also nur bis $m = 0$. Man erhält für die z-Komponente des Modells $\hat{B}$

$$\hat{B}_z(z, r) = \sum_{l=1}^L a_l l (r^2 + z^2)^{(l-1)/2} P_{l-1}\left(\frac{z}{\sqrt{r^2 + z^2}}\right). \quad (\text{A.16})$$

Die Anpassung minimiert

$$\sum_{r,z} \left(\frac{\sum_{\phi} B'_z(z, r, \phi) + d_z(r)}{N_{\phi}} - \hat{B}_z(z, r; a_l) \right)^2 / \Delta B_z^2 \quad (\text{A.17})$$

Es ergeben sich neben den Koeffizienten a_l die 13 Werte für d_z , die zwischen -4 G und $+8$ G liegen. Die Korrelationen zwischen den Parametern d_z und a_l sind $< 20\%$. Der Koeffizient a_1 für den konstanten Term in B_z läßt sich nicht mehr bestimmen. Er wird aus der Messung des Absolutwertes der Feldstärke gewonnen und ist als nominaler Wert der Feldstärke ein Parameter für die Feldkarte. Er wird während des Betriebes des Magnetfeldes durch Messung mit einer Kernspin-Resonanzprobe ermittelt. Für die Feldkarte wird er auf $a_1 = 1.5$ T festgelegt.

Die Entwicklung nach Kugelflächenfunktionen ermöglicht es aber nicht, die r - und ϕ -Komponenten mit einem vernünftigen Rechenaufwand zu bestimmen. Es zeigt sich, daß

die Entwicklung bis in zu hohe Terme vorgenommen werden muß, $L > 20$, um auch nur die z -Abhängigkeit von B_z beschreiben zu können. Da die Anpassung jedoch in r und z nicht orthogonal ist gibt es numerische Probleme, die den Erfolg dieses Vorgehens vereiteln. Es wurde daher nach einer Entwicklung gesucht, die orthogonal in den Koordinaten der Messung ist. Im folgenden wird das Modell vorgestellt, das für die Anpassung benutzt wurde. Das Resultat dieser Methode wird mit der vorher beschriebenen direkten Messung aller drei Komponenten verglichen.

Modell für das ALEPH-Magnetfeld

Die kleinen Inhomogenitäten des ALEPH-Magnetfeldes lassen es hochgradig zylindersymmetrisch. Die Magnetfeldmeßvorrichtung erlaubte die Bestimmung der r -, ϕ - und z -Komponenten auf konzentrischen Zylindern. Daher wird ein Ansatz gewählt, der diese Symmetrie ausnutzt. Die POISSON-Gleichung in Zylinderkoordinaten (z, r, ϕ) lautet

$$\Delta \Psi = \partial_r^2 \Psi + \frac{1}{r} \partial_r \Psi + \frac{1}{r^2} \partial_\phi^2 \Psi + \partial_z^2 \Psi = 0. \quad (\text{A.18})$$

Obwohl das Auffinden der Lösungen dieser Differentialgleichung in Lehrbüchern wie [64] vorgeführt wird, soll hier trotzdem kurz zur Referenz und um die Herkunft der einzelnen Terme der Entwicklung zu erläutern der Lösungsweg beschrieben werden. Dieser geht auf die übliche Weise über einen Separationsansatz der Form

$$\Psi(r, \phi, z) = R(r)\Phi(\phi)Z(z). \quad (\text{A.19})$$

Man erhält die folgenden drei entkoppelten gewöhnlichen Differentialgleichungen:

$$\frac{d^2 Z}{dz^2} - k^2 Z = 0 \quad (\text{A.20})$$

$$\frac{d^2 \Phi}{d\phi^2} + \nu^2 \Phi = 0 \quad (\text{A.21})$$

$$\frac{d^2 R}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dR}{dr} + \left(k^2 - \frac{\nu^2}{r^2} \right) R = 0. \quad (\text{A.22})$$

Die ersten beiden Gleichungen habe die elementaren Lösungen

$$\begin{aligned} Z(z) &= e^{\pm kz} \\ \Phi(\phi) &= e^{\pm i\nu\phi}. \end{aligned} \quad (\text{A.23})$$

Für $k^2 > 0$ kann die dritte Gleichung durch die Substitution $x = kr$ in eine Standardform gebracht werden und man erhält die BESSELSche Differentialgleichung. Ihre Lösungen sind die BESSEL-Funktionen der ersten Art von der Ordnung ν , $J_\nu(kr)$, und die BESSEL-Funktionen der zweiten Art von der Ordnung ν , $N_\nu(kr) = (J_\nu(kr) \cos(\nu\pi) - J_{-\nu}(kr)) / \sin(\nu\pi)$, welche linear unabhängige Lösungen darstellen. Für $k^2 < 0$ ergeben sich als linear unabhängige Lösungen die modifizierten BESSEL-Funktionen $I_\nu(kr) = i^{-\nu} J_\nu(ikr)$ und $K_\nu(kr) = \frac{\pi}{2} i^{\nu+1} (J_\nu(ikr) + iN_\nu(ikr))$. Die Funktionen $N_\nu(kr)$ und $K_\nu(kr)$ divergieren an der Stelle $kr = 0$ und eignen sich daher nicht für die Beschreibung des Feldes.

Die Parameter ν und k sind *a priori* beliebig wählbar und können aus den Randbedingungen der Differentialgleichung bestimmt werden. Damit das Potential eindeutig ist, muß ν eine ganze Zahl sein, $\nu \equiv m = 0, 1, \dots$. Im folgenden werden die Lösungen durch die Bedingungen $k^2 = 0$, $k^2 < 0$ und $k^2 > 0$ klassifiziert. Die drei Klassen von Lösungen sind geeignet für ein Randwertproblem, das die Randbedingungen auf der Oberfläche

eines Zylinders angibt. Zusammengenommen erlauben sie es, ein vollständiges Modell für Ψ anzugeben, das für die Beschreibung beliebiger harmonischer Funktionen benutzt werden kann.

Ohne Einschränkung der Allgemeinheit wird der Zylinder so gewählt, daß sein Radius $r_0 = 1$ ist und daß sein Mittelpunkt bei $z = 0$ und seine Endplatten bei $z_0 = \pm 1$ liegen und skalieren das Koordinatensystem entsprechend. Der Parameter k wird festgelegt, indem man schreibt $\Psi \equiv \Psi^{k^2=0} + \Psi^{k^2<0} + \Psi^{k^2>0}$ und an die Randbedingungen die Forderungen richtet

$$\begin{aligned}\Psi^{k^2<0}(z, \phi, r) &= 0 \quad \text{für } r = r_0 = 1; \\ \Psi^{k^2>0}(z, \phi, r) &= 0 \quad \text{für } z = \pm z_0 = \pm 1.\end{aligned}\quad (\text{A.24})$$

Offenbar kann jede harmonische Funktion als eine Summe der drei Terme geschrieben werden, wenn $\Psi^{k^2=0}$ den Funktionswert auf dem "Endring" bei $r = 1, z = \pm 1$ ergibt. Man erhält dann die folgende Entwicklung für Ψ und die folgenden Bedingungen an k .

$k^2 = 0$: Die Lösungen lauten $Z(z) = a + bz$, $R(r) = a r^m$, $\Phi(\phi) = a \cos(m\phi) + b \sin(m\phi)$ und man konstruiert

$$\begin{aligned}\Psi^{k^2=0}(z, r, \phi) &= \sum_{m=0}^{\infty} \left(r^m \left(a_m^0 \cos(m\phi) + b_m^0 \sin(m\phi) \right) \right. \\ &\quad \left. + r^m z \left(a_m^1 \cos(m\phi) + b_m^1 \sin(m\phi) \right) \right).\end{aligned}\quad (\text{A.25})$$

$k^2 < 0$: Die Lösungen lauten $Z(z) = a \cos(kz) + b \sin(kz)$, $R(r) = a I_m(kr)$, $\Phi(\phi) = a \cos(m\phi) + b \sin(m\phi)$. Man erhält

$$\begin{aligned}k &\equiv l = 0, 1, \dots, \\ \Psi^{k^2<0}(z, r, \phi) &= \sum_{l=1}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} \left(I_m \left(\frac{2l-1}{2} \pi r \right) \cos \left(\frac{2l-1}{2} \pi z \right) \left(a_{ml}^2 \cos(m\phi) + b_{ml}^2 \sin(m\phi) \right) \right. \\ &\quad \left. + I_m(l\pi r) \sin(l\pi z) \left(a_{ml}^3 \cos(m\phi) + b_{ml}^3 \sin(m\phi) \right) \right).\end{aligned}\quad (\text{A.26})$$

$k^2 > 0$: Die Lösungen lauten $Z(z) = a \cosh(kz) + b \sinh(kz)$, $R(r) = a J_m(kr)$, $\Phi(\phi) = a \cos(m\phi) + b \sin(m\phi)$, und damit

$$\begin{aligned}k &\equiv x_{ml}, \text{ die } l\text{-te Nullstelle der BESSEL-Funktion } J_m \text{ } m\text{-ter Ordnung,} \\ \Psi^{k^2>0}(z, r, \phi) &= \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} \left(J_m(x_{ml}r) \cosh(x_{ml}z) \left(a_{ml}^4 \cos(m\phi) + b_{ml}^4 \sin(m\phi) \right) \right. \\ &\quad \left. + J_m(x_{ml}r) \sinh(x_{ml}z) \left(a_{ml}^5 \cos(m\phi) + b_{ml}^5 \sin(m\phi) \right) \right).\end{aligned}\quad (\text{A.27})$$

Die Strategie für die Ermittlung der kleinen Komponenten ist, die gemessene z -Komponente B_z an diese Entwicklung Ψ anzupassen, $\Psi \rightarrow \hat{B}_z$ und die Koeffizienten für die Entwicklung zu bestimmen. Das Potential $\hat{\psi}$ mit $\nabla \hat{\psi} = \hat{\mathbf{B}}$ wird berechnet, indem $\hat{B}_z$ über z integriert wird, $\hat{\psi} = \int_0^z \hat{B}_z dz$ und gleichzeitig die Bedingung eingehalten wird, daß $\Delta \hat{\psi} = 0$ sein muß. Dies liefert zusätzliche Terme für die z -unabhängigen Integrationskonstanten. Die r - und ϕ -Komponente ergeben sich aus den partiellen Ableitung von $\hat{\psi}$. Man erhält die Entwicklungen für $\hat{B}_z$, $\hat{\psi}$, $\hat{B}_\phi$ und $\hat{B}_r$, die am Ende dieses Anhanges in den Gln. (A.30) bis (A.44) aufgeführt sind.

Bestimmung der Koeffizienten

Es wird hier nun die Prozedur beschrieben, um die Koeffizienten der Entwicklung zu erhalten. Das gemessene Feld wird in einen zu $z = 0$ symmetrischen Anteil $B_z^0 = 0.5(B_z(-z) + B_z(z))$ und einen zu $z = 0$ antisymmetrischen Anteil $B_z^1 = 0.5(B_z(-z) - B_z(z))$ aufgeteilt. Die Koeffizienten a^n, b^n , mit n gerade bzw. ungerade, gehören zu Termen, die in die jeweilige Symmetrieklasse fallen. Sie können daher einzeln ermittelt werden.

Die Bestimmung der Koeffizienten erfolgt in drei Stufen.

- Die Koeffizienten $a_m^{0,1}, b_m^{0,1}$ ergeben sich durch eine FOURIER-Analyse in ϕ von $B_z^{0,1}$ bei $r = 1, z = 1$. Die maximale Ordnung der Entwicklung ist mit N_ϕ Messungen entlang der ϕ -Richtung $M = N_\phi/2 - 1 = 17$. Das Ergebnis wird von $B_z^{0,1}$ subtrahiert, so daß die Meßwerte nun null ist auf dem Endring bei $r = 1, z = \pm 1$.
- Die Koeffizienten $a_{ml}^{2,3}, b_{ml}^{2,3}$ ergeben sich durch FOURIER-Analyse in ϕ der Koeffizienten einer FOURIER-Analyse in z des Feldes $B_z^{0,1}$ bei $r = 1$ auf dem Zylindermantel. Die maximale Ordnung der Entwicklung ist mit N_z Messungen entlang der z -Richtung $L = (N_z - 1)/2 = 11$ und $M = N_\phi/2 - 1 = 17$. Das Ergebnis wird wieder von $B_z^{0,1}$ subtrahiert, so daß die Meßwerte nun null ist auf dem Zylindermantel und die Randbedingung für die $k^2 > 0$ -Terme erfüllen.
- Die Koeffizienten $a_{ml}^{4,5}, b_{ml}^{4,5}$ ergeben sich aus einer Anpassung nach der Methode der kleinsten Quadrate der Koeffizienten an die verbleibenden Meßwerte.

Die FOURIER-Analyse in z ist mit J Stützstellen gegeben durch

$$\begin{aligned} \hat{B}(z) &= \sum_{l=1}^L a_l \cos\left(\frac{2l-1}{2}\pi z\right) \quad \text{für } z \in [-1, 1], \quad \text{mit} \\ a_l &= \frac{2}{J-1} \sum_{j=1}^J B_z(z_j) \cos\left(\frac{2l-1}{2}\pi \frac{2j-1-J}{J-1}\right), \quad L \leq (J-1)/2, \end{aligned} \quad (\text{A.28})$$

Entsprechendes gilt für ϕ .

Es zeigte sich, daß sowohl für die ϕ -Abhängigkeit als auch für die z -Abhängigkeit die Entwicklung bis zur maximalen Ordnung durchgeführt werden muß, um eine adequate Beschreibung des Feldes zu erreichen. Damit ergibt sich das Problem, daß die Fehler der Messung von B_z zu unkontrollierten Fehlern in den FOURIER-Koeffizienten führen. Die Entwicklung mit maximaler Ordnung geht per Definition durch die Meßpunkte hindurch, indem sich Terme mit hoher Frequenz in ϕ bzw. z mit relativ großer Amplitude gegenseitig wegheben. Wenn man nun die ϕ - und r -Komponenten berechnet, führt dies zu unkontrollierten Oszillationen des Ergebnisses. Man benötigt also eine Vorschrift, wie die hochfrequenten Beiträge zu dämpfen sind, ohne eine Verfälschung des Ergebnisses zu erhalten. Dies

wird mit einer Regularisierung der Koeffizienten erreicht. Als Regularisierungsvorschrift wird das sog. WIENER-Filtering[65] benutzt,

$$a_l \rightarrow a_l s_l, \quad \text{mit} \quad s_l = \frac{1}{1 + \sigma^2/a_l^2}. \quad (\text{A.29})$$

Als Dämpfungsfaktor σ werden die Streuungen der Koeffizienten durch die Meßfehler gewählt (also das "Rauschen" in der Messung). Er wird z.B. gewonnen, indem man in einer logarithmischen Darstellung das Spektrum der Koeffizienten betrachtet und den Übergang in hochfrequentes Rauschen ermittelt. Es zeigt sich, daß $\sigma = 0.1$ G eine angemessene Wahl darstellt.

Die FOURIER-Analyse für die Terme mit $k^2 = 0$ und $k^2 < 0$ garantiert eine optimale Anpassung, da das Problem eine Entwicklung nach orthogonalen Funktionensystemen ist. Leider funktioniert der analoge Weg für die Entwicklung nach BESSEL-Funktionen

$$\begin{aligned} \hat{f}_m(r_j) &\sim \sum_l a_{ml} J_m(x_{ml} r_j) \\ a_{ml} &\sim \sum_j f_m(r_j) [J_m(x_{ml} r_j)]^{-1} \end{aligned}$$

über die Invertierung der m Matrizen $M_{m;l,j} = [J_m(x_{ml} r_j)]$ der BESSEL-Funktion m ter Ordnung mit Nullstelle x_{ml} am Meßpunkt r_j , für das vorliegende Problem nicht. Die Anpassung ist nicht orthogonal. Mit $N_r - 1$ Koeffizienten geht die Entwicklung $\hat{B}_z$ zwar durch die N_r Meßpunkte hindurch, aber dies gelingt nur durch Wegheben von großen Amplituden für Koeffizienten mit großem m . Daher kommt es zwischen den Meßpunkten zu großen Oszillationen. Hierin liegt im Wesentlichen auch der Grund, warum die WIND-Methode versagt.

Ein Ausweg ist eine Anpassung nach der Methode der kleinsten Quadrate. Die Anzahl der Koeffizienten muß sorgfältig gewählt werden, um Oszillationen zu vermeiden. Das Ergebnis beschreibt den Verlauf der Messung entlang r nicht sehr gut, wie Abb. A.8 zeigt. Die Diskrepanz in B_z ist bei $L=8$ größer als ≈ 10 G. Setzt man die Entwicklung fort, erhält man wieder unkontrollierte Oszillationen zwischen den Meßpunkten. Man beachte, daß die Diskrepanzen zwischen Messung und Anpassung größer sind als die Kalibrations-Offsets. Sie sind also nicht etwa auf Verfälschung von B_z durch die Prozedur der Bestimmung von d_z zurückzuführen. Entsprechend ergibt sich eine Diskrepanz in der Beschreibung von B_r entlang r . Man erkennt wie der zu steile Abfall von $\hat{B}_z$ sich in einer zu großen r -Komponente $\hat{B}_r$ widerspiegelt.

Das Ergebnis für B_ϕ ist für eine Stelle im Volumen der TPC in Abb. A.9 gezeigt¹. Das Modell beschreibt qualitativ den gemessenen Verlauf der ϕ -Komponente. Auch hier sind Diskrepanzen von einigen Gauß vorhanden, die an den Endplatten größer werden.

Zusätzlich kann die ϕ -Komponente überprüft werden, indem nur die Terme auf dem Mantel der Zylinderoberfläche $r = 1$ benutzt werden, da dort für B_ϕ die Koeffizienten $a^{4,5}, b^{4,5}$ nicht beitragen. Diese Anpassung der Koeffizienten kann in konzentrischen Zylindern für alle Radien vorgenommen werden, so daß man $\hat{B}_\phi$ überall ermitteln kann, ohne das Problem der Anpassung der Koeffizienten $a^{4,5}, b^{4,5}$ zu haben. Auch hier findet man eine qualitative Bestätigung der direkten Messung von B_ϕ .

Die Integrationskonstanten werden durch Anpassung an B_ϕ gewonnen. Sie sind nicht klein, $a^7, b^7 \approx 2$ G.

¹Die beiden Meßwerte bei 197.5 cm und 210.5 cm, die als Ausreißer nicht auf der ansteigenden Kurve der anderen Punkte liegen, sind außerhalb des TPC-Volumens, wo die Abstände zwischen den Hall-Proben in ϕ nur noch 5 cm betrug und die Meßmethode instabil wurde.

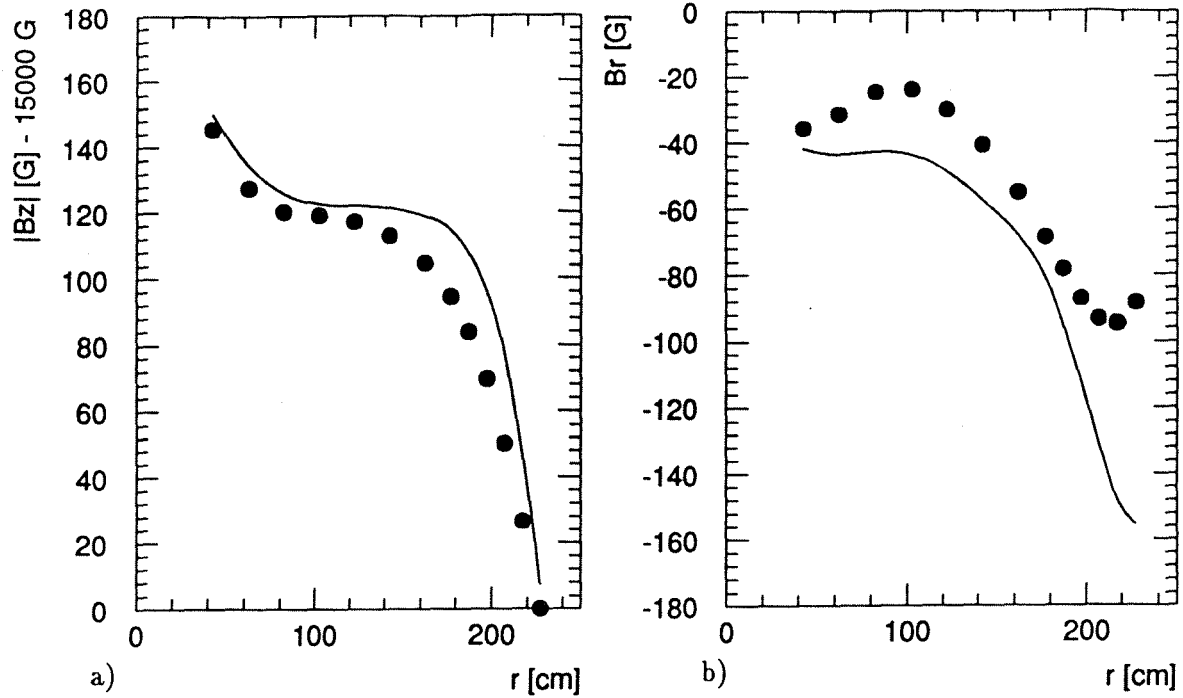


Abb. A.8: a) Messung (Punkte) und Modell (Kurve) von B_z entlang r an der Endplatte bei $z = -220$ cm
b) Messung und Modell von B_r entlang r bei $z = -220$ cm

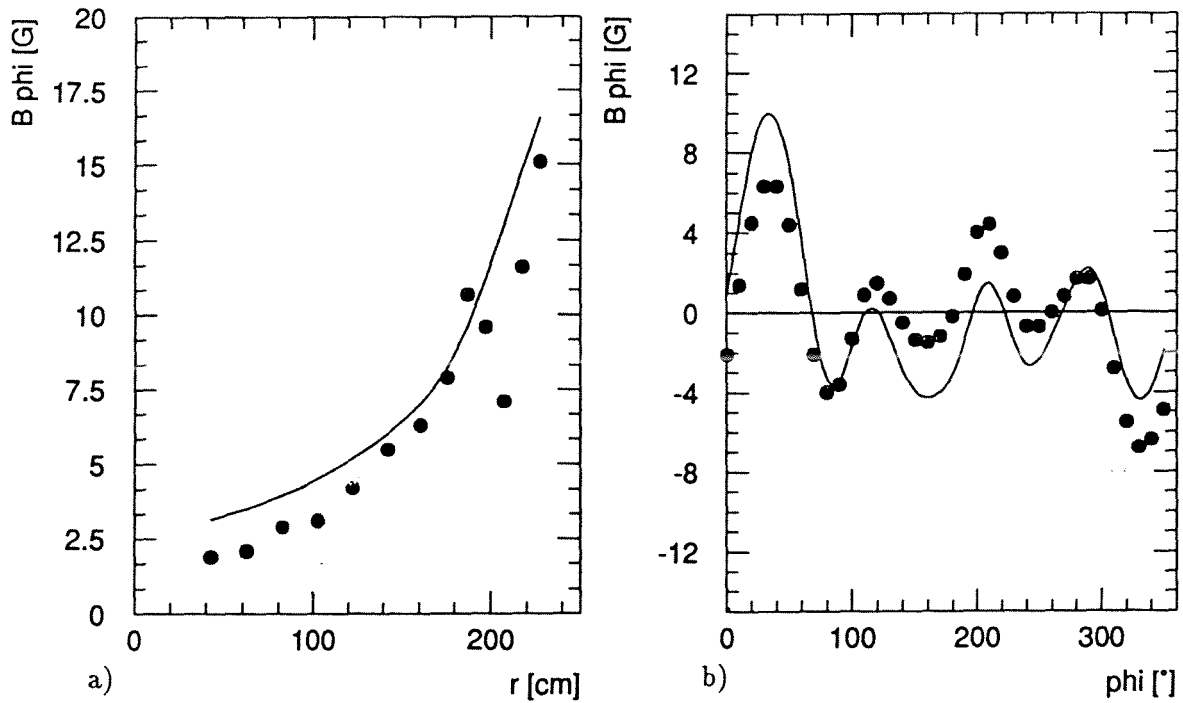


Abb. A.9: a) Messung (Punkte) und Modell (Kurve) von B_{ϕ} entlang r , bei $z = -180$ cm und $\phi = 40^\circ$.
b) Messung und Modell von B_{ϕ} entlang ϕ bei $z = -180$ cm und $r = 162.5$ cm.

Zusammenfassung

Es zeigt sich, daß die Messung der drei Komponenten des ALEPH-Magnetfeldes im Volumen der TPC mit Hilfe der direkten Bestimmung über die Methode der "Summe der Differenzen" auf ≈ 0.5 G möglich ist. Die Bestimmung über die Anpassung eines Modells der z -Komponente und die Messung und Berechnung der anderen Komponenten über die MAXWELL-Gleichungen hat numerische Probleme, die es verhindern, eine geschlossene Parametrisierung aller drei Komponenten zu finden. Die Beschreibung der Magnetfeldkomponenten durch das Modell funktioniert aber qualitativ und bestätigt die Richtigkeit der direkten Messung aller drei Feldkomponenten. Zu einer quantitativen Beschreibung des Feldes reicht diese Methode allerdings nicht aus.

Feldkarte und Koordinatenkorrektur

Von dem Ergebnis der Methode der "Summe der Differenzen" wurde eine Feldkarte angefertigt. Sie ist als drei-dimensionale Interpolationsroutine implementiert. Sie wurde für die Koordinatenkorrekturen in der TPC im Rekonstruktionsprogramm benutzt, indem über Gl. (2.2) durch numerische Integration eine Karte von Koordinatenverschiebungen bestimmt wurde.

Formelsammlung

Die folgenden Formeln definieren die Entwicklung von $\hat{B}_z$ in Koeffizienten $a^{0\dots 5}, b^{0\dots 5}$, die wie vorgehend beschrieben gewonnen werden können. Die Komponenten $\hat{B}_r$ und $\hat{B}_\phi$ ergeben sich dann mit diesen Koeffizienten und denen der Randbedingungen a^7, b^7 aus den entsprechenden Formeln.

Die z -Komponente B_z

- $k^2 = 0$ Terme für $\hat{B}_z$

$$\hat{B}_z^{k^2=0} = \sum_{m=0}^M \left(\begin{array}{cc} r^m & (a_m^0 \cos(m\phi) + b_m^0 \sin(m\phi)) \\ -r^m & z (a_m^1 \cos(m\phi) + b_m^1 \sin(m\phi)) \end{array} \right) \quad (\text{A.30})$$

- $k^2 < 0$ Terme für $\hat{B}_z$

$$\hat{B}_z^{k^2<0} = \sum_{l=1}^L \sum_{m=0}^M \left(\begin{array}{ccc} I_m \left(\frac{2l-1}{2} \pi r \right) & \cos \left(\frac{2l-1}{2} \pi z \right) & (a_{ml}^2 \cos(m\phi) + b_{ml}^2 \sin(m\phi)) \\ + I_m(l\pi r) & \sin(l\pi z) & (a_{ml}^3 \cos(m\phi) + b_{ml}^3 \sin(m\phi)) \end{array} \right) \quad (\text{A.31})$$

- $k^2 > 0$ Terme für $\hat{B}_z$

$$\hat{B}_z^{k^2>0} = \sum_{l=1}^L \sum_{m=0}^M \left(\begin{array}{ccc} J_m(x_{ml}r) & \cosh(x_{ml}z) & (a_{ml}^4 \cos(m\phi) + b_{ml}^4 \sin(m\phi)) \\ -J_m(x_{ml}r) & \sinh(x_{ml}z) & (a_{ml}^5 \cos(m\phi) + b_{ml}^5 \sin(m\phi)) \end{array} \right) \quad (\text{A.32})$$

Das Potential $\hat{\psi}$

- $k^2 = 0$ Terme für $\hat{\psi}$

$$\hat{\psi}^{k^2=0} = \sum_{m=0}^M \left(\begin{array}{cc} r^m & z \\ -r^m & \left(\frac{z^2}{2} - \frac{r^2}{4(m+1)} \right) \end{array} \begin{array}{c} (a_m^0 \cos(m\phi) + b_m^0 \sin(m\phi)) \\ (a_m^1 \cos(m\phi) + b_m^1 \sin(m\phi)) \end{array} \right) \quad (\text{A.33})$$

- $k^2 < 0$ Terme für $\hat{\psi}$

$$\hat{\psi}^{k^2<0} = \sum_{l=1}^L \sum_{m=0}^M \left(\begin{array}{cc} I_m \left(\frac{2l-1}{2} \pi r \right) & \frac{1}{\frac{2l-1}{2} \pi} \sin \left(\frac{2l-1}{2} \pi z \right) \\ -I_m(l\pi r) & \frac{1}{l\pi} \cos(l\pi z) \end{array} \begin{array}{c} (a_{ml}^2 \cos(m\phi) + b_{ml}^2 \sin(m\phi)) \\ (a_{ml}^3 \cos(m\phi) + b_{ml}^3 \sin(m\phi)) \end{array} \right) \quad (\text{A.34})$$

- $k^2 > 0$ Terme für $\hat{\psi}$

$$\hat{\psi}^{k^2>0} = \sum_{l=1}^L \sum_{m=0}^M \left(\begin{array}{cc} J_m(x_{ml}r) & \frac{1}{x_{ml}} \sinh(x_{ml}z) \\ -J_m(x_{ml}r) & \frac{1}{x_{ml}} \cosh(x_{ml}z) \end{array} \begin{array}{c} (a_{ml}^4 \cos(m\phi) + b_{ml}^4 \sin(m\phi)) \\ (a_{ml}^5 \cos(m\phi) + b_{ml}^5 \sin(m\phi)) \end{array} \right) \quad (\text{A.35})$$

$\hat{B}_z$ -unabhängige Terme für $\hat{\psi}$

$$\hat{\psi}^{ind\epsilon p} = \sum_{m=0}^M \left(r^m \begin{array}{c} (a_m^7 \cos(m\phi) + b_m^7 \sin(m\phi)) \end{array} \right) \quad (\text{A.36})$$

Die ϕ -Komponente $\hat{B}_\phi$

- $k^2 = 0$ Terme für $\hat{B}_\phi$

$$\hat{B}_\phi^{k^2=0} = \sum_{m=0}^M \left(\begin{array}{cc} r^{m-1} & z \\ -r^{m-1} & \left(\frac{z^2}{2} - \frac{r^2}{4(m+1)} \right) \end{array} \begin{array}{c} (-ma_m^0 \sin(m\phi) + mb_m^0 \cos(m\phi)) \\ (-ma_m^1 \sin(m\phi) + mb_m^1 \cos(m\phi)) \end{array} \right) \quad (\text{A.37})$$

- $k^2 < 0$ Terme für $\hat{B}_\phi$

$$\hat{B}_\phi^{k^2<0} = \sum_{l=1}^L \sum_{m=0}^M \left(\begin{array}{cc} \frac{1}{r} I_m \left(\frac{2l-1}{2} \pi r \right) & \frac{1}{\frac{2l-1}{2} \pi} \sin \left(\frac{2l-1}{2} \pi z \right) \\ -\frac{1}{r} I_m(l\pi r) & \frac{1}{l\pi} \cos(l\pi z) \end{array} \begin{array}{c} (-ma_{ml}^2 \sin(m\phi) + mb_{ml}^2 \cos(m\phi)) \\ (-ma_{ml}^3 \sin(m\phi) + mb_{ml}^3 \cos(m\phi)) \end{array} \right) \quad (\text{A.38})$$

- $k^2 > 0$ Terme für $\hat{B}_\phi$

$$\hat{B}_\phi^{k^2>0} = \sum_{l=1}^L \sum_{m=0}^M \left(\begin{array}{cc} \frac{1}{r} J_m(x_{ml}r) & \frac{1}{x_{ml}} \sinh(x_{ml}z) & (-ma_{ml}^4 \sin(m\phi) + mb_{ml}^4 \cos(m\phi)) \\ -\frac{1}{r} J_m(x_{ml}r) & \frac{1}{x_{ml}} \cosh(x_{ml}z) & (-ma_{ml}^5 \sin(m\phi) + mb_{ml}^5 \cos(m\phi)) \end{array} \right) \quad (\text{A.39})$$

- $\hat{B}_z$ -unabhängige Terme für $\hat{B}_\phi$

$$\hat{B}_\phi^{ind\epsilon p} = \sum_{m=0}^M \left(r^{m-1} \quad (-ma_m^7 \sin(m\phi) + mb_m^7 \cos(m\phi)) \right) \quad (\text{A.40})$$

Die r -Komponente $\hat{B}_r$

- $k^2 = 0$ Terme für $\hat{B}_r$

$$\hat{B}_r^{k^2=0} = \sum_{m=0}^M \left(\begin{array}{cc} mr^{m-1} & z & (a_m^0 \cos(m\phi) + b_m^0 \sin(m\phi)) \\ -r^{m-1} & \left(\frac{m}{2} z^2 - \frac{m+2}{4(m+1)} r^2 \right) & (a_m^1 \cos(m\phi) + b_m^1 \sin(m\phi)) \end{array} \right) \quad (\text{A.41})$$

- $k^2 < 0$ Terme für $\hat{B}_r$

$$\hat{B}_r^{k^2<0} = \sum_{l=1}^L \sum_{m=0}^M \left(\begin{array}{ccc} I'_m \left(\frac{2l-1}{2} \pi r \right) & \sin \left(\frac{2l-1}{2} \pi z \right) & (a_{ml}^2 \cos(m\phi) + b_{ml}^2 \sin(m\phi)) \\ -I'_m(l\pi r) & \cos(l\pi z) & (a_{ml}^3 \cos(m\phi) + b_{ml}^3 \sin(m\phi)) \end{array} \right) \quad (\text{A.42})$$

- $k^2 > 0$ Terme für $\hat{B}_r$

$$\hat{B}_r^{k^2>0} = \sum_{l=1}^L \sum_{m=0}^M \left(\begin{array}{ccc} J'_m(x_{ml}r) & \sinh(x_{ml}z) & (a_{ml}^4 \cos(m\phi) + b_{ml}^4 \sin(m\phi)) \\ -J'_m(x_{ml}r) & \cosh(x_{ml}z) & (a_{ml}^5 \cos(m\phi) + b_{ml}^5 \sin(m\phi)) \end{array} \right) \quad (\text{A.43})$$

- $\hat{B}_z$ -unabhängige Terme für $\hat{B}_r$

$$\hat{B}_r^{ind\epsilon p} = \sum_{m=0}^M \left(mr^{m-1} \quad (a_m^7 \cos(m\phi) + b_m^7 \sin(m\phi)) \right) \quad (\text{A.44})$$

Anhang B Datenerfassungssystem der TPC

B.1 FASTBUS-System

Um die $\approx 50\,000$ Kanäle der TPC auszulesen wurde ein großes Datenerfassungssystem aufgebaut. Es ist in FASTBUS implementiert. Die Module der Ausleseelektronik, sog. TPDs, sind für jeden Sektor in drei FASTBUS-Crates untergebracht, die ein Crate-Cluster bilden. Die TPDs enthalten die Shaperschaltungen und 8-Bit Analog-Digitalwandler für jeweils 64 Kanäle. Sie formen die von den Vorverstärkern auf den Sektoren kommenden Signale von Pads und Drähten und digitalisieren sie mit einer Taktrate von 11.4 MHz. Das Ergebnis wird in vier umschaltbaren Speichern zu je 512 Byte abgelegt. Die TPDs führen Null-Unterdrückung durch und stellen eine Liste der Hits zur Verfügung, die über FASTBUS ausgelesen werden kann. In jedem Crate-Cluster befinden sich ein oder zwei Microcomputer, TPPs, welche die TPDs auslesen. Der TPP hat einen 68020 Microprozessor, FASTBUS-Interface, Floating-Point-Co-Prozessor und einen Ethernet-Baustein. Es wird ein Industrie-Standardbetriebssystem OS9 benutzt. Auf ihm läuft das Ausleseprogramm für die Datennahme, die Kalibrationssoftware, Monitorprozesse oder Testprogramme. Die Aufgaben des TPPs während der Datennahme sind die Implementierung des Triggerprotokolls, das Auslesen der Hit-Liste von den TPDs, das Umformatieren der Daten und die Reduktion der Datenmenge für die Drahtinformationen. Er ist mit der nächsten Stufe der Auslesehierarchie über ein FASTBUS-Kabelsegment verbunden. Es gibt für die 36 Sektoren 6 solcher Kabelsegmente, die über sog. Segment-Interconnects mit weiteren Crates verbunden sind. In diesen befinden sich neben FASTBUS-Modulen für den Trigger die *Event-builder* für Seite A und Seite B, die jeweils eine Hälfte der TPPs auslesen. Es handelt sich um Microcomputer, die neben der Auslese der TPPs nach Fehlern in den Daten suchen. Sie selbst werden wiederum von einem Haupt-*Event-builder* ausgelesen, der seine Daten entweder dem TPC-Computer zur Verfügung stellt oder von ALEPH-Haupt-*Event-builder* ausgelesen wird.

Das FASTBUS-System der TPC besteht aus 111 Crates und 7 Kabelsegmenten mit mehr als 800 FASTBUS-Modulen für 50 000 Elektronik-Kanäle. Bei einem so großen und komplexen System kommt der Initialisierung und Fehlerdiagnostik eine besondere Bedeutung zu. Mit Unterstützung von geeigneter Software wurde die Inbetriebnahme und Instandhaltung des bis dahin größten solchen FASTBUS-Systems erfolgreich durchgeführt[66].

B.2 TPC-Trigger

Der TPC-Trigger erzeugt die für die Digitalisierung der TPC-Daten und die Auslesesequenz notwendigen Signale und leitet sie an die Elektronik weiter. Das Triggerprotokoll ist in Abb. B.1 gezeigt.

Die Funktionen des Triggers sind im LEP-Betrieb die Synchronisierung der TPC-Clock mit dem Strahlkreuzen, um Jitter im Start der Digitalisierung zu vermeiden, die

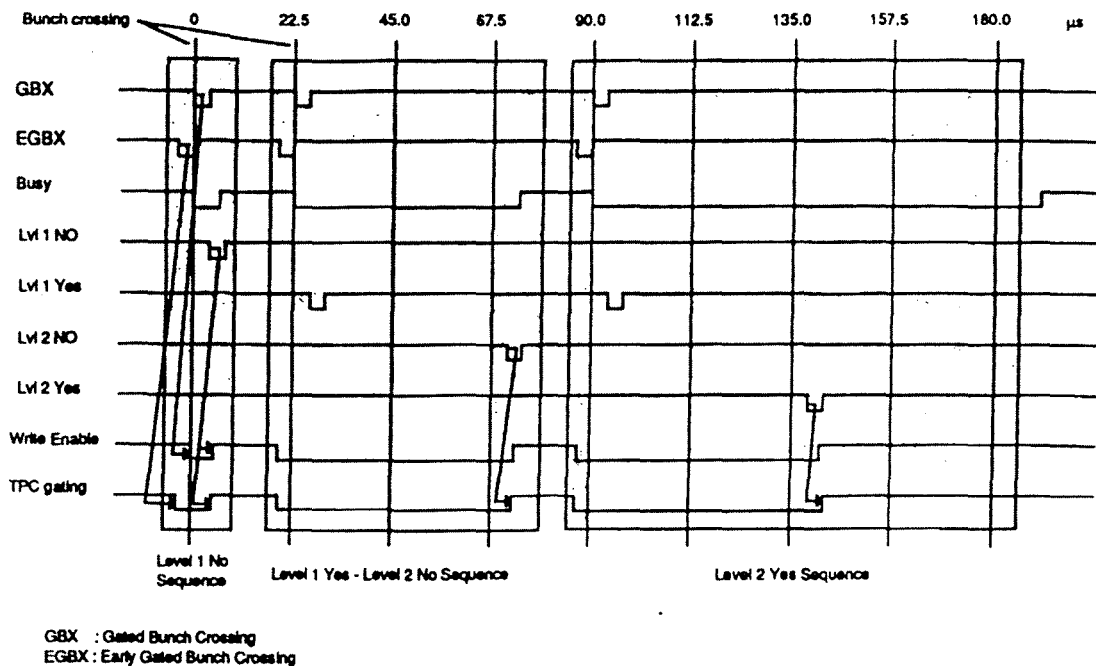


Abb. B.1: Das Protokoll zwischen Trigger und TPP. Synchronisiert mit dem Strahlkreuzen (BX) wird ein Startsignal EGBX (*early gated bunch crossing*) erzeugt, das nur bei $\overline{\text{BUSY}}$ der Ausleseprozessoren gesendet wird. Es wird dazu benutzt, das *Gating*-Gitter der TPC-Sektoren zu öffnen. Das etwa 3 μs später eintreffende GBX-Signal (*gated bunch crossing*) wird benutzt, um die TPC-Clock zu synchronisieren und startet die Digitalisierung in den TPDs (Write Enable). Das Timing ist so abgestimmt, daß die erste Digitalisierung, unter Berücksichtigung aller Kabel- und Elektroniklaufzeiten, etwa 6 Clock-Takte vor dem wahren Strahlkreuzen stattfindet. Mit dem Eintreffen von GBX legen die TPPs ein BUSY Signal an. In den FIO-Modulen wird das logische UND aller BUSY-Signale gebildet (GBXAck) und als Empfangsbestätigung benutzt. Trifft der Trigger auf Ebene eins nach etwa 6 μs die Entscheidung "No", Lvl1No, so wird die Digitalisierung abgebrochen, das *Gating*-Gitter der TPC geschlossen und das BUSY der TPPs gelöscht. Andernfalls wird zu Ende digitalisiert. Ein Lvl2No bricht die Sequenz nach etwa 60 μs ab. Nur wenn der TPC-Spurtrigger auf Ebene zwei eine positive Entscheidung fällt, wird die Auslesesequenz im TPP mit dem LVL2Yes Signal gestartet. Sie beginnt mit dem Umschalten auf den nächsten der vier Speicher für die Digitalisierung in den TPDs, so daß eine neue Sequenz möglich ist, bevor der TPP die TPDs seines Sektors ausgelesen hat. Das BUSY wird gelöscht und der Detektor ist für das nächste GBX bereit.

Erzeugung des Write-Enable Signal und der Signale für das *Gating*. Darüber hinaus erlaubt es, das Lasersystem zu triggern und einen Trigger auf kosmische Höhenstrahlung oder zu Testzwecken eine freilaufende Clock als Triggerquelle zu benutzen. Während der Inbetriebnahme der TPC und für spezielle Timingtests ist außerdem eine Emulation des *Trigger-Supervisors* geschaltet worden, um die korrekte Triggersequenz mit den TPPs testen zu können. Das System wurde mit diskreten NIM- und CAMAC-Modulen aufgebaut. Seine Funktion wird unter Softwarekontrolle programmiert.

Die Triggersignale werden über sog. Fan-In-Out(FIO)-Module zu den TPPs geleitet. Diese sind programmierbare FASTBUS-Module, die in einer Baumstruktur angeordnet sind und entsprechend den benutzten TPPs programmiert werden. Die Berechnung der notwendigen Verschaltung und die Programmierung der Module wird bei Runstart vorgenommen.

Literaturverzeichnis

- [1] F. J. Hasert *et al.*, Phys. Lett., **B46** (1973) 138.
F. J. Hasert *et al.*, Nucl. Phys. **B73** (1974) 1.
- [2] S. Glashow, Nucl. Phys., **22** (1961) 579.
S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **19** (1967) 1264.
A. Salam, Proc. 8th Nobel Symp. Stockholm (1968) 367.
- [3] G. 't Hooft, Phys. Lett. **B37** (1971) 195.
- [4] G. Arnison *et al.*, Phys. Lett., **B122** (1983) 103.
M. Banner *et al.*, Phys. Lett. **B122** (1983) 476.
G. Arnison *et al.*, Phys. Lett. **B126** (1983) 398.
P. Bagnaia *et al.*, Phys. Lett. **B129** (1983) 130.
- [5] MARK II collaboration, G. S. Abrams, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **63** (1989) 724.
- [6] CDF collaboration, F. Abe, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **63** (1989) 720.
- [7] J. Ellis and R. Peccei, eds., *Physics at LEP*, CERN 86-02, 1986.
- [8] A. Böhm and W. Hoogland, eds., *ECFA Workshop on LEP 200, Aachen 1986*, CERN-87-08, 1987.
- [9] G. Alexander *et al.*, eds., *Polarization at LEP*, CERN 88-06, 1988.
- [10] G. Altarelli, R. Kleiss, and C. Verzegnassi, eds., *Z Physics at LEP 1*, CERN 89-08, 1989.
- [11] ALEPH Collaboration, D. Decamp, *et al.*, CERN-EP/90-25.
Submitted to Nucl. Instr. Meth.
- [12] ALEPH Collaboration, D. Decamp, *et al.*, Phys. Lett. **B235** (1990) 399.
- [13] ALEPH Collaboration, D. Decamp, *et al.*, Phys. Lett. **B231** (1989) 519.
- [14] ALEPH Collaboration, D. Decamp, *et al.*, "Measurement of elektroweak parameters from Z decays into fermion pairs,"
erscheint vorraussichtlich im Juni 1990 als CERN-EP preprint.
- [15] ALEPH TPC group, T. Barczewski, *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A289** (1990) 176.
- [16] ALEPH Collaboration, D. Decamp, *et al.*, CERN-EP/90-54.
Accepted for publication in Phys.Lett. B.
- [17] ALEPH TPC group, S. R. Amendolia, *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A283** (1989) 573.
- [18] J. Richstein, *Measurements of Electron Drift and Diffusion Properties in a Large Cylindrical Drift Chamber (TPC) With Parallel Electric and Magnetic Fields*.
Doktorarbeit Universität Dortmund, 1986,
und darin aufgeführte Referenzen.
- [19] D. Lehm, G. Petrucci, and G. Stefanini, "The field mapping system for the ALEPH and DELPHI magnets," 1987.
Interner ALEPH-Report, ALEPH 87-55.
- [20] L. A. T. Bauerdick, G. Petrucci, and G. Stefanini, "The field in the ALEPH magnet — preliminary analysis of the measurements," 1988.
Interner ALEPH-Report, ALEPH 88-34.

- [21] J. Campagne and R. Zitoun.
Computer Programm DYMU3.
- [22] J. Campagne, Z. Phys. **C43** (1989) 469.
- [23] T. Sjöstrand and M. Bengtsson.
Computerprogramm JETSET, Version 6.3, Universität Lund preprint LU TP 86-22.
- [24] M. Bentsson and T. Sjöstrand, Phys. Lett. **B185** (1987) 435.
- [25] B. Andersson *et al.*, Phys. Rep. **97** (1983) 33.
- [26] ALEPH Collaboration, D. Decamp, *et al.*, Phys. Lett. **B234** (1990) 209.
- [27] F. Bruyant *et al.* 1987.
Computerprogramm GEANT3, CERN Program Library, CERN DD/EE/84-1.
- [28] F. Ranjard *et al.*, "ALEPH Monte-Carlo-Programm Version 2.37),", 1988.
Interner ALEPH-Report, ALEPH 88-119.
- [29] ALEPH Collaboration, D. Decamp, *et al.*, Phys. Lett. **B234** (1990) 399.
- [30] F. A. Berends and R. Kleiss, Nucl. Phys., **B228** (1983) 737.
M. Böhm, A. Denner, and W. Hollik, Nucl. Phys. **B304** (1988) 687.
F. A. Berends, R. Kleiss, and W. Hollik, Nucl. Phys. **B304** (1988) 712.
- [31] R. Kleiss.
Computer Programm BABAMC.
- [32] S. Brandt, H. Burkhardt, C. Grupen, H. Meinhard, E. Neugebauer, and H. Seywerd.
Systematische Untersuchungen der ALEPH Luminositätsmessung, insbesondere die Einflüsse von Strahlungskorrekturen, von Strahlparametern und den unterschiedlichen Bereichsschnitten finden sich in einem internen ALEPH-Report, ALEPH 90-29.
- [33] H. Burkhardt, F. Jegerlehner, G. Penso, and C. Verzegnassi, Z. Phys. **C43** (1989) 497.
- [34] A. G. Frodesen, O. Skjeggstad, and H. Tøfte, *Probability and Statistics in Particle Physics*.
Universitetsforlaget, Bergen, Oslo, Tromsø, 1979.
- [35] A. Hofmann, 1990.
Private Mitteilung. Die Details der LEP Energiemessungen sind bisher nicht veröffentlicht worden. Sie werden in einem internen LEP-Report erscheinen.
- [36] W. Hollik, 1988, DESY 88-188.
To be published in Fortschritte der Physik.
- [37] F. A. Berends *et al.*, "Z line shape," in *Z physics at LEP*, (G. Altarelli, R. Kleiss, and C. Verzegnassi, eds.), CERN 89-08, Vol. I, 1989.
- [38] G. d'Agostini, W. de Boer, and G. Grindhammer, Phys. Lett. **B229** (1989) 160.
Für die zugrunde liegenden experimentellen Ergebnisse sei auf die darin angeführten Referenzen verwiesen.
- [39] F. A. Berends, G. Burgers, and W. L. van Neerven, Nucl. Phys. **B297** (1988) 429.
Erratum Nucl. Phys. **B304** (1988) 921.
- [40] E. A. Kuraev and V. S. Fadin, Sov. J. Nucl. Phys. **41** (1985) 466.
- [41] A. Sirling, Phys. Rev., **D22** (1980) 971.
W. J. Marciano and A. Sirling, Phys. Rev. **D22** (1980) 2685.
W. J. Marciano and A. Sirling, Phys. Rev. **D29** (1984) 75 und 945.
- [42] G. Burgers *et al.*, " Δr , or the relation between the electroweak couplings and the weak vector boson masses," in *Z physics at LEP*, (G. Altarelli, R. Kleiss, and C. Verzegnassi, eds.), CERN 89-08, Vol. I, 1989.
- [43] CDHS Collaboration, H. Abromowicz, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **57** (1986) 298.

- [44] CHARM Collaboration, J. V. Allaby, *et al.*, Phys. Lett., **B177** (1986) 446.
CHARM Collaboration, J. V. Allaby, *et al.*, Z. Phys. **C36** (1987) 611.
- [45] UA2 Collaboration, J. Alitti, *et al.*, Phys. Lett. **B241** (1990) 150.
- [46] CDF Collaboration, S. Errede, presentation at the DPF meeting of the American Physical Society in Houston, Texas (Jan. 1990).
- [47] M. Consoli, W. Hollik, *et al.*, "Electroweak radiative corrections for Z physics," in *Z physics at LEP*, (G. Altarelli, R. Kleiss, and C. Verzegnassi, eds.), CERN 89-08, Vol. I, 1989.
- [48] W. Hollik and G. Burgers.
Computer Programm zur Berechnung der elektroschwachen Strahlungskorrekturen.
- [49] G. Burgers.
Computerprogramm ZAPPH.
- [50] A. Borrelli, M. Consoli, L. Maiani, and R. Sisto, CERN-TH-5441/89.
- [51] Eadie *et al.*, *Statistical Methods in Experimental Physics*.
North-Holland, 1971.
- [52] F. James and M. Roos 1989.
Computerprogramm MINUIT, CERN Program Library, Writeup CERN D506.
- [53] CDF collaboration, F. Abe, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **64** (1990) 147.
- [54] ALEPH Collaboration, D. Decamp, *et al.*, Phys. Lett. **B241** (1990) 141.
- [55] ALEPH Collaboration, D. Decamp, *et al.*, Phys. Lett., **B235** (1990) 399.
DELPHI Collaboration, P. Abreu, *et al.*, Phys. Lett. **B241** (1990) 435.
L3 Collaboration, B. Adeva, *et al.*, Phys. Lett. **B237** (1990) 136.
OPAL Collaboration, M. Z. Akrawy, *et al.*, Phys. Lett. **B240** (1990) 497.
- [56] L. Rolandi, CERN-EP/90-64.
Summary Talk at XXVth Rencontres de Moriond, Les Arcs, March 1990.
- [57] Particle Data Group, Phys. Lett. **B204** (1988).
- [58] H. Burkhardt *et al.*, "Proposal for a solid state luminosity monitor for ALEPH," 1989.
Interner ALEPH-Report, ALEPH 89-35.
- [59] R. Settles *et al.*
Magnetfeld Meßeinrichtung für ALEPH und DELPHI.
- [60] H. Wind, Nucl. Instr. Meth. **84** (1970) 117.
- [61] H. M. Fischer and N. Wermes, "Field measurement and parametrization of the TASSO solenoid magnet," 1980.
DESY Interner Report, DESY F12-80/01.
- [62] P. R. Ganci, H. Wind, and Y. H. Hu.
Computerprogramm MAGFIT, CERN Program Library, Writeup W1029/1030 und Verbesserungen, sowie private Mitteilungen von H. Wind.
- [63] P. M. Morse and H. Feshbach, *Methods of Theoretical Physics*.
MacGraw-Hill, New York, 1953.
- [64] J. Jackson, *Classical Electrodynamics*.
John Wiley, 1975.
- [65] W. H. Press, B. P. Flannery, S. A. Teukolsky, and W. T. Vetterling, *Numerical Recipes: the Art of Scientific Computing*.
Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1986.
- [66] L. A. T. Bauerdick, "Initializing and operating the ALEPH TPC Fastbus system," 1989.
Interner ALEPH-Report, ALEPH 89-13.

Danksagung

Ich möchte mich herzlich bei all denen bedanken, die mir während meiner Doktorarbeit geholfen haben und zum Entstehen dieser Arbeit beigetragen haben.

Mein Dank geht besonders an Herrn Prof. Dr. K. Kleinknecht für die großzügige Unterstützung und die Möglichkeit, dieses interessante Thema am CERN bearbeiten zu können, sowie für die ausgezeichneten Arbeitsbedingungen an seinem Lehrstuhl.

Den Mitgliedern der Arbeitsgruppe ETAP an der Universität Mainz, der ALEPH-TPC-Gruppe und der ALEPH-Kollaboration danke ich für die vielen Anregungen, Diskussionen, Hilfen und die vielen Dinge, die ich von ihnen und mit ihnen lernen konnte.

Die Arbeit entstand im Rahmen des ALEPH-Experimentes, das vom Bundesministerium für Forschung und Technologie gefördert wird.

Lebenslauf

Lothar A. T. Bauerdick
Rahmer Str. 71
4600 Dortmund 18

- 05.09.59 geboren in Dortmund, Eltern Lothar und Edeltrud Bauerdick, Staatsangehörigkeit Deutsch
- 01.04.66 Einschulung in die Katholische Grundschule St. Urbanus, Dortmund
- 01.06.69 Aufnahme in das Bert Brecht Gymnasium, Dortmund
- 10.06.77 Abitur am Bert Brecht Gymnasium, Dortmund
- 01.10.77 Aufnahme des Studiums in der Fachrichtung Elektrotechnik an der Universität Dortmund
- 01.10.78 Wechsel zur Fachrichtung Physik Diplom an der Universität Dortmund (teilweise Anerkennung der Studienleistungen in der Elektrotechnik)
- 01.02.80 Einberufung zu 16 Monaten Zivildienst beim Maltheser Hilfsdienst, Dortmund; 3 Urlaubssemester
- 10.02.84 Diplomvorprüfung in Physik
- 01.04.85 Beginn der Diplomarbeit im Fachbereich Physik der Universität Dortmund am Lehrstuhl für Theoretische Physik IV, Prof. Dr. E. Reya, Titel der Diplomarbeit "Produktion von geladenen HIGGS-Bosonen an e^+e^- -Beschleunigern"
- 01.04.86 Diplomhauptprüfung am Fachbereich Physik der Universität Dortmund
- 01.04.86 Beginn der Doktorarbeit am Fachbereich Physik der Universität Mainz, Betreuer Prof. Dr. K. Kleinknecht, Anstellung als wiss. Angestellter an der Universität Mainz
- 25.06.90 Antrag auf Zulassung zur Promotion am Fachbereich Physik, Universität Mainz, Titel der Dissertation "Messung der Resonanzkurve des Z-Bosons in der Elektron-Positron-Vernichtung mit dem ALEPH-Detektor".
- 19.10.90 Promotionsprüfung.

