

Protokoll zum FP-Versuch E213
Analyse von Z^0 -Zerfällen

Michael Nirschl, Moritz Ringer

29.03., 30.03. und 07.04.2000

Inhaltsverzeichnis

1 Thema	3
2 Theorie	3
3 Versuchsteil I	
Analyse von Ereignissen am Bildschirm	5
3.1 Beschreibung	5
3.2 Ergebnisse	6
3.2.1 Signatur des Zerfallskanals e^+e^-	6
3.2.2 Signatur des Zerfallskanals $\mu^+\mu^-$	8
3.2.3 Signatur des Zerfallskanals $\tau^+\tau^-$	10
3.2.4 Signatur des Zerfallskanals q^+q^-	10
4 Versuchsteil II	
Statistische Auswertung von Z^0-Zerfällen	12
4.1 Schnittverfeinerung anhand simulierter Ereignisse mit PAW	12
4.2 Analyse von OPAL-Daten: Methode und Rechnungen	15
4.3 Analyse von OPAL-Daten: Ergebnisse	17
4.3.1 Parameter der Z^0 -Resonanz	17
4.3.2 Vorwärts-Rückwärtsasymmetrie und Weinbergwinkel	19
5 Diskussion der Ergebnisse	19

1 Thema

Der Versuch „Analyse von Z^0 -Zerfällen“ behandelt die Auswertung von Daten eines modernen Großexperiments der Teilchenphysik am Beispiel von Daten aus der e^+e^- -Streuung bei Energien um die Ruhemasse des Z^0 , gemessen mit dem OPAL-Detektor (Omni Purpose Apparatus for LEP) am Large Electron Positron Collider des CERN.

Der Versuch setzt sich aus zwei Teilen zusammen. Im ersten Teil werden anhand von simulierten Daten die Signaturen der Zerfallskanäle des Z^0 ermittelt, hierfür wird das Computerprogramm GROPE benutzt. Im zweiten Teil benutzt man das Programm PAW, um die Kriterien aus dem ersten Teil anhand eines größeren (simulierten) Datensatzes zu verfeinern. Anschließend werden mithilfe der festgelegten Kriterien tatsächlich gemessene Ereignisse den verschiedenen Zerfallskanälen zugeordnet. Aus den Ergebnissen werden dann einerseits Masse und Breite der Z^0 -Resonanz und andererseits der Weinbergwinkel errechnet.

2 Theorie

Wir werden in diesem „Theorieteil“ nur kurz den untersuchten Prozeß skizzieren, da bereits die Liste der verwendeten Konstanten, Größen und Formeln mehr als eine Seite in Anspruch nimmt, und eine angemessene Beschreibung des theoretischen Hintergrundes den Rahmen eines Protokolls bei weitem sprengen würde.

In diesem Versuch untersuchen wir Ereignisse, die bei Elektron-Positron-Kollisionen im OPAL-Detektor am CERN in Genf aufgenommen wurden. Nach dem Standard-Modell kann dabei Verschiedenes passieren. Nachdem das Positron und das Elektron sich annihilieren haben, kann neben einem γ ein Z^0 entstehen, das wiederum in ein Fermion und sein Antiteilchen zerfällt. Für die verschiedenen Möglichkeiten der fermionischen Produkte (e , μ , τ , Quarks) ermitteln wir die Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnittes. Dieser besitzt nämlich eine Resonanz bei der Masse des Z^0 -Bosons. Durch deren Vermessung können wir die Masse des Z^0 -Bosons als Schwerpunkt des Resonanzmaximums bestimmen und aus der Breite der Kurve die Zerfallskanäle für das Z^0 -Boson. Jeder Zerfallskanal trägt nämlich zu dieser Breite bei. Da man aber glaubt, alle Kanäle bis auf den Neutrinokanal genau zu kennen, kann man aus dem restlichen Betrag die Anzahl der leichten Neutrino-Generationen abschätzen. Jede Neutrino-Generation trägt den gleichen Wert bei, so daß man ganz einfach eine Abschätzung für die Generationenzahl erhält. Weiterhin können wir aus der Winkel-Asymmetrie zwischen Endteilchen in der Vorwärts- und der Rückwärts-hemisphäre beim Prozeß $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ bei der Z^0 -Resonanzenergie den Weinbergwinkel zumindest abschätzen, der die Mischung der elektromagnetischen und der schwachen Wechselwirkungen in der Vereinigung zur elektroschwachen Theorie beschreibt.

Im folgenden listen wir alle verwendeten Konstanten und Größen auf:

- Z^0 -Masse $M_Z = 91,182 GeV$
- E_{CMS} Energie im Schwerpunktssystem
- $s = E_{CMS}^2$
- Γ_x Beitrag des Teilchens x zur Breite der Z^0 -Resonanz
- δ Wirkungsquerschnittbeitrag aus Strahlungskorrekturen
- N_ν Anzahl der leichten Neutrino-Generationen
- I_3^f schwacher Isospin des Fermions f
- Q_f elektrische Ladung des Fermions f

- Weinberg-Winkel θ_W mit $\sin^2 \theta_W = 0,2312$
- Farbfaktor $N_c^f = 1$ für Leptonen, bzw. 3 für Quarks
- Fermikonstante $G_F = 1,663 \cdot 10^{-5} GeV^{-2}$

Nun noch die zur Auswertung verwendeten Formeln:

- Kopplungskonstante der schwachen Vektorkopplung $g_V^f = I_3^f - 2Q_f \sin^2 \theta_W$
- Kopplungskonstante der schwachen Axialvektorkopplung $g_A^f = I_3^f$
- Vektorkopplung an den schwachen Strom $v_f = \frac{g_V^f}{2 \sin \theta_W \cos \theta_W}$
- Axialvektorkopplung an den schwachen Strom $v_f = \frac{g_A^f}{2 \sin \theta_W \cos \theta_W}$
- Propagatorterm $\chi = \frac{s}{(s - M_Z^2) + i s \frac{\Gamma_Z}{M_Z}}$

- Wirkungsquerschnitt für einen Zerfall $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$

$$\sigma(s) = \frac{12\pi}{M_Z^2} \frac{s \Gamma_e \Gamma_f}{(s - M_Z^2)^2 + s^2 \frac{\Gamma_Z^2}{M_Z^2}}$$

- Wirkungsquerschnitt für einen Zerfall $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$ im Peak der Z^0 -Resonanz

$$\sigma = \frac{12\pi}{M_Z^2} \frac{\Gamma_e}{\Gamma_Z} \frac{\Gamma_f}{\Gamma_Z} (1 + \delta)$$

- Breite der Z^0 -Resonanz im f-Kanal

$$\Gamma_f = \frac{N_c^f \sqrt{2}}{12\pi} G_F M_Z^3 ((g_V^f)^2 + (g_A^f)^2)$$

- Breite der Z^0 -Resonanz $\Gamma_Z = N_\nu \Gamma_\nu + 3\Gamma_e + \Gamma_{hadronisch}$

- differentieller Wirkungsquerschnitt im f-Kanal

$$\frac{d\sigma_f}{d\Omega} = \frac{\alpha^2 N_c^f}{4s} (F_1(s)(1 + \cos^2 \theta) + 2F_2(s) \cos \theta)$$

mit

$$F_1(s) = Q_f^2 - 2v_e v_f Q_f \text{Re} \chi(s) + (v_e^2 + a_e^2)(v_f^2 + a_f^2) |\chi(s)|^2$$

$$F_2(s) = -2a_e a_f Q_f \text{Re} \chi(s) + 4v_e a_e v_f a_f |\chi(s)|^2$$

- Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie $A_{FB}^f = \frac{\int_0^1 \frac{d\sigma}{d\cos\theta} d\cos\theta - \int_{-1}^0 \frac{d\sigma}{d\cos\theta} d\cos\theta}{\int_{-1}^1 \frac{d\sigma}{d\cos\theta} d\cos\theta}$
- A_{FB}^f für Leptonen im Peak der Z^0 -Resonanz $A_{FB}^f = 3 \left(\frac{v_l}{a_l} \right)^2$ mit $\frac{v_l}{a_l} = 1 - 4 \sin^2 \theta_W$
- Abhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnitts vom Austrittswinkel der produzierten Teilchen im Streukanal (t-Kanal)

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \sim (1 + \cos \theta)^{-1}$$

- Luminosität $L = \frac{dn}{dt} / \sigma$

3 Versuchsteil I

Analyse von Ereignissen am Bildschirm

Im ersten Versuchsteil werden simulierte Ereignisse im Programm GROPE (Graphics Reconstruction of OPAL Events) betrachtet. Daraus werden Kriterien zur Zuordnung eines Ereignisses zu einem der Zerfallskanäle der Z^0 -Resonanz entwickelt.

3.1 Beschreibung

Das Programm GROPE erlaubt es, ein Ereignis in verschiedenen Projektionen darzustellen. Zunächst sind dies einmal die Ansichten senkrecht zur Strahlachse des e^- - bzw. e^+ -Strahls sowie in der Ebene, die durch Strahl und Vertikale definiert wird. Zusätzlich kann das Ereignis in der Thrust-Ebene¹ und senkrecht zu dieser betrachtet werden.

In diesen Ansichten werden die Antworten der Einzel-Detektoren des OPAL entsprechend ihrer realen Anordnung im Detektor graphisch dargestellt. Von innen nach außen sind das μ -Vertex-Detektor, Vertex-Detektor, Jetkammer (24 Sektoren), Z-Kammer (eine pro Jetkammer-Sektor), elektromagnetisches Kalorimeter (Ecal, 9440 Einzeldetektoren), TOF, Presampler, hadronisches Kalorimeter (Hcal) und Myonkammern sowie die Vorwärtsdetektoren innerhalb der Endkappen des Ecal. Die Antworten der einzelnen Detektoren werden farblich unterschiedlich codiert und auf charakteristische Weise in das Bild des Detektors eingezeichnet (Tabelle 1). Zusätzlich werden im Kopf des GROPE-Fensters noch einige

Detektor	Teilchen	Darstellung
Vertexdetektor, Jet- und Z-Kammer	geladene (Ionisation)	Spur
TOF	geladene (Ionisation)	Rechteck am Durchgangspunkt
Ecal	elektromagnetische Schauer (Bremsstrahlung und Paarbildung)	Viereck (Länge \propto deponierter Energie)
Hcal	hadronische Schauer (Zerfälle und Kernreaktionen)	Viereck (Länge \propto deponierter Energie)
Myonkammern	geladene	Pfeil Richtung $\hat{=}$ Richtung des μ

Tabelle 1: Darstellung der Detektorantworten in GROPE

numerische Daten ausgegeben. Nämlich

Trk.N	Anzahl geladener Spuren
Trk.Sump	$\sum_i \vec{p}_i $ der geladenen Teilchen
Ecal.N	Anzahl der beteiligten Ecal-Detektoren
Ecal.SumE	insgesamt im Ecal deponierte Energie
Hcal.N	Anzahl der beteiligten Hcal-Detektoren
Hcal.SumE	insgesamt im Hcal deponierte Energie
Muon.N	Zahl der μ -Spuren

¹Die Thrustachse ist definiert als mittlere Impulsachse, die in der Richtung des Einheitsvektors \vec{n} verläuft, deren Wert

$$\frac{\sum_i |\langle \vec{p}_i, \vec{n} \rangle|}{\sum_i |\vec{p}_i|} \quad (3.1)$$

maximiert. Der maximierte Wert wird als Thrust bezeichnet. Mit \vec{p}_i sind die Impulse der beteiligten (geladenen) Teilchen benannt.

Mit Hilfe von vier Datensätzen, in denen jeweils nur Ereignisse eines Zerfallskanals simuliert sind, werden zuerst die charakteristischen Signaturen der einzelnen Zerfallskanäle studiert. Mit den numerischen Daten werden Histogramme der einzelnen Messgrößen Ctrk.n, Ctrk.Sump, Ecal.SumE und Hcal.SumE für die einzelnen Zerfallskanäle des Z^0 erstellt und mit diesen vorläufige Schnittkriterien entwickelt. Dann werden mithilfe dieser Signaturen Ereignisse eines gemischten Testdatensatzes (test3) identifiziert.

3.2 Ergebnisse

Die verschiedenen Ereignistypen zeigen folgende Signaturen.

3.2.1 Signatur des Zerfallskanals e^+e^-

Zwei diametrale kaum gekrümmte Spuren beginnen im Vertex und enden in gegenüberliegenden Ecal-Detektoren. Dort wird ein elektromagnetischer Schauer ausgelöst und praktisch die gesamte CMS-Energie² (ca. 90 GeV) deponiert, die Summe des geladenen Impulses entspricht zumeist ebenfalls 90 GeV/c³. Im Hcal wird keine Energie deponiert, und die Myonkammern registrieren keine entweichenden Teilchen. Bei einigen Ereignissen treten geringere Gesamtenergien aufgrund von Strahlungsverlusten vor der Kollision (initial state radiation, zum Teil in den Vorwärtsdetektoren nachgewiesen) auf, bei einigen ist ein leichter Knick in einer der Spuren zu sehen verbunden mit einem breiteren Schauer im Ecal. Dieses Phänomen kann durch die Emission eines Photons nach der Kollision (final state radiation) erklärt werden.

Die Ereignisse des Testdatensatzes e^+e^- sind in Tabelle 2 zusammengefasst. Aus den nach dieser Tabelle erstellten Histogrammen H1 werden vorläufige Kriterien für die vier Schnittgrößen ncharged (Ctrk.N), pcharged (Ctrk.Sump), e_eecal (Ecal.SumE) und e_hcal (Hcal.SumE) entwickelt. Dazu werden auch die Histogramme der anderen Zerfallskanäle hinzugezogen, da der Schnitt sowohl möglichst spezifisch als auch möglichst sensitiv sein soll, d. h. es sollen möglichst alle Nicht- e^+e^- -Ereignisse ausgeschlossen und alle e^+e^- -Ereignisse zugelassen werden. Es ergeben sich folgende vorläufige Schnittkriterien:

ncharged	< 4
pcharged	> 35
e_eecal	> 75
e_hcal	< 1

Der Reaktion $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ wurden – hauptsächlich anhand des Bildes des Ereignisses im Detektor, zum Teil auch mit Hilfe der zuvor festgelegten Schnittkriterien – die folgenden Ereignisse des Testdatensatzes zugeordnet:

Run:Event	Abbildung	Bemerkung
4353:10900	GROPE 7	
4353:11844	GROPE 9	
4353:19909	GROPE 13	Schauer reicht bis ins Hcal
4353:28960	GROPE 18	
4353:31999	GROPE 19	

Die Daten der Ereignisse des test3-Datensatzes werden den Histogrammen hinzugefügt (H2), um die Schnittkriterien noch einmal zu überprüfen. Für die Elektronen bleiben diese an dieser Stelle jedoch ungeändert.

²Energie im Schwerpunktssystem (Center of Mass System)

³Im folgenden werden, falls keine explizite Angabe erfolgt, die folgenden Einheiten benutzt: pcharged in GeV/c, e_eecal und e_hcal in GeV.

run	event	ncharged	pcharged	ecal.n	e.ecal	hcal.n	e.hcal
2566	163733	2	50,9	7	82,6	0	0
2566	165523	2	91,9	4	90,0	0	0
2566	165548	3	82,5	7	92,3	1	0
2566	165576	2	80,9	13	86,8	0	0
2566	166436	2	38,1	6	89,5	0	0
2566	167987	2	83,8	5	87,5	0	0
2566	168389	2	87,4	7	93,2	0	0
2566	170045	2	69,3	5	90,7	1	0
2566	170379	2	86,1	8	89,4	2	0,5
2566	197594	2	90,3	7	90,6	0	0
2566	197889	2	92,1	7	88,5	1	0,5
2570	28178	3	81,7	5	91,6	0	0
2570	28490	2	89,6	3	92,5	0	0
2570	28743	2	61,1	5	89,2	0	0
2570	28777	3	88,4	7	89,1	0	0
2570	88224	2	90,9	3	90,5	1	0,3
2570	90660	2	64,6	9	88,8	0	0
2570	91274	2	95,6	7	96,2	0	0
2571	418921	2	93,0	5	90,8	0	0
2571	420590	2	94,1	7	89,2	0	0

run	event	Bemerkung
2566	163733	leicht geknickt (FSR $\Rightarrow pcharged < M_Z \cdot c$), Teilchen gehen durch Detektorecke ($\Rightarrow e.ecal < M_Z \cdot c^2$)
2566	165523	
2566	165548	FSR
2566	165576	viele kleinere Ecal-Einträge in Ecke
2566	166436	Strahlungsverluste (FSR)
2566	167987	
2566	168389	viele nicht zuzuordnende Einträge (Untergrund, ISR?)
2566	170045	Photon im Vorwärtsdetektor (ISR)
2566	170379	Teilchen aus elektromagnetischem Schauer erreichen das Hcal
2566	197594	
2566	197889	Teilchen aus elektromagnetischem Schauer erreichen das Hcal
2570	28178	3 geladene Spuren vom Vertex, zwei sehr eng benachbart, vermutlich Detektorartefakt
2570	28490	
2570	28743	ISR
2570	28777	3. Spur: Helix-Bahn im Spurdetektor (Teilchen unbekannter Herkunft mit geringem Impuls in z-Richtung)
2570	88224	
2570	90660	Verluste durch ISR, daher auch viele Teilchen geringer Energie im Ecal
2570	91274	
2571	418921	Eintrag im Vorwärtsdetektor nahe am Strahlrohr (ISR)
2571	420590	

Tabelle 2: Ereignisse des electrons-Datensatzes untersucht mit GROPE

3.2.2 Signatur des Zerfallskanals $\mu^+\mu^-$

Myonen hinterlassen exakt zwei kollineare Spuren aus dem Vertex im Spurdetektor. Sie deponieren nur sehr wenig Energie im Ecal und im Hcal, werden in den Myonkammern registriert und verlassen den Detektor. Myonen lösen keinen elektromagnetischen Schauer im Ecal aus, da das μ mit 105,66 MeV [2, S. 430] in etwa die 200fache Masse des Elektrons hat und damit die etwa m^{-2} -proportionale Wahrscheinlichkeit für Bremsstrahlung um den Faktor 40000 geringer ist. Der Energieverlust der Myonen in den Kalorimetern wird daher in erster Linie durch Ionisation bestimmt und bleibt dementsprechend gering. Die überschlägige Berechnung mit Hilfe der Bethe-Bloch-Formel⁴ ergibt ein dE/dx von etwa 4,3 MeV/cm, so dass der Energieverlust im elektromagnetischen Kalorimeter in jedem Fall in der Größenordnung von einem GeV oder darunter bleibt. Für das Hcal gilt eine ähnliche Betrachtung. Das Myon lebt zu lange ($2,19703 \pm 0,00004 \mu s$, [1]), als dass es im Detektor zerfallen würde. Schon ohne relativistische Effekte würde die mittlere Reichweite eines Myons also etwa 659 m betragen, berücksichtigt man zusätzlich noch den Gammfaktor (Längenkontraktion), so wird klar, dass praktisch kein Myon im Detektor zerfallen wird. Die numerischen Daten aus den $\mu^+\mu^-$ -Ereignissen sind in Tabelle 3 zusammengefasst. Sie sind in den Histogrammen H3 graphisch dargestellt. Es ergeben sich damit die folgenden Schnittkriterien:

ncharged	= 2
pcharged	> 50
e_ecal	< 8
e_hcal	< 12

Folgende Ereignisse aus dem Datensatz test3 werden als myonisch identifiziert:

Run:Event	Abbildung	Bemerkung
4353:6057	GROPE 2	
4353:10612	GROPE 6	
4353:21475	GROPE 14	
4353:23601	GROPE 16	
4353:25711	GROPE 17	

4

$$-\frac{dE}{dx} = 0,1535 \text{ MeV cm}^2 \cdot \rho \frac{Z}{A} \beta^{-2} (\ln(2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2 / I) - 2\beta^2 - \delta - 2C/Z) \quad (3.2)$$

Überschlägig gilt:

$$\rho \approx 3 \text{ g/cm}^3$$

für Bleiglas (<http://www.hilgenberg-gmbh.de/html/glaseigenschaften.html>)

$$Z \approx 20 \quad (\text{Pb: 84, Si: 14, O: 8})$$

$$I \approx Z 10^{-5} \text{ MeV}$$

$$\approx 2 \cdot 10^{-4} \text{ MeV}$$

$$\beta^2 = \frac{p^2}{m_\mu^2 c^2 + p^2}$$

$$\approx \left(\left(\frac{m_\mu c^2}{E} \right)^2 + 1 \right)^{-1}$$

$$\approx 1 - 5,5 \cdot 10^{-6}$$

$$\approx 1$$

$$\gamma^2 = (1 - \beta^2)^{-1}$$

$$\approx 1,81 \cdot 10^5$$

run:event	ncharged	pcharged	ecal.n	e.ecal	hcal.n	e_hcal	muons.n
2568:80617	2	90,1	3	1,6	4	7	2
2568:84297	2	93	4	1,6	5	8,7	2
2568:85398	2	96,8	5	2	1	0	2
2568:87693	2	89,1	5	2,3	4	8,5	2
2568:88929	2	90,5	3	1,5	5	7,2	2
2568:91048	2	91,8	4	1,8	6	4,3	2
2568:92681	2	86,3	6	3,7	5	3,3	3
2568:93199	2	99,2	4	1,3	6	2,9	2
2568:95202	2	88,2	4	1,6	5	3	2
2568:99962	2	90,9	4	1,3	6	6,7	2
2568:100566	2	95,6	5	2,5	4	6,1	2
2568:100721	2	75,3	6	3,1	6	6,8	2
2568:102167	2	85,2	9	5,8	4	4,4	2
2568:105720	2	98,6	7	3,6	5	5,7	3
2568:106346	2	86,8	4	1,9	6	7,9	2
2568:107030	2	98	4	1,9	4	2	3
2568:107772	2	108,3	3	2	8	8,5	3
2568:108553	2	92,4	7	3,6	5	6,7	2
2568:110610	2	92	6	1,9	5	22,6	2
2568:29023	2	92,6	6	3,6	6	5,7	2

run	event	Bemerkung
2568	80617	
2568	84297	Eintrag im Vorwärtsdetektor
2568	85398	
2568	87693	
2568	88929	
2568	91048	
2568	92681	Doppeldetektion in Myonkammern
2568	93199	Eintrag im Hcal
2568	95202	
2568	99962	
2568	100566	
2568	100721	γ -Abstrahlung, Knick
2568	102167	evtl. FSR, Ecal nicht auf Spur
2568	105720	Doppeldetektion in μ -Kammern
2568	106346	Hcal-Einträge in Strahlrohrnähe
2568	107030	Doppeldetektion in μ -Kammern
2568	107772	Richtung des Thrust in Strahlrohrnähe, deshalb ungenaue p-Bestimmung
2568	108553	
2568	110610	viel Energie im Hcal deponiert
2568	29023	

Tabelle 3: Ereignisse des muons-Datensatzes untersucht mit GROPE

4353:32211 GROPE 20 relativ große Energiedeposition im Ecal, aber zu wenig für e^+e^-
möglicherweise auch $\tau^+\tau^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ (pcharged sehr klein)

3.2.3 Signatur des Zerfallskanals $\tau^+\tau^-$

Tauonen haben eine Lebensdauer von nur $2,8 \pm 0,2 \mu\text{s}$, sie zerfallen daher nach einer Strecke von ungefähr 2,3 mm ($\gamma \approx 25,3$), was noch innerhalb des Strahlrohres liegt, so dass also lediglich die Zerfallsprodukte der τ -Zerfälle [4, S. 51] beobachtet werden. Die myonischen und elektronischen 1prong-Zerfälle

$$\tau^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\tau \quad (3.3)$$

$$\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau \quad (3.4)$$

$$\tau^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \bar{\nu}_\tau \quad (3.5)$$

$$\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau \quad (3.6)$$

hinterlassen im wesentlichen die gleichen Spuren im Detektor wie oben beschrieben, allerdings ist pcharged wesentlich kleiner, da ein großer Teil des Impulses auf die Neutrinos übergeht. Dazu kommen dann noch die 1- und 3prong pionischen Zerfälle

$$\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \nu_\tau \quad (3.7)$$

$$\tau^- \rightarrow \pi^- \nu_\tau \quad (3.8)$$

$$\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau \quad (3.9)$$

$$\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \pi^0 \nu_\tau \quad (3.10)$$

$$\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^0 \pi^0 \nu_\tau \quad (3.11)$$

hier nur für das τ^- aufgeführt. π^0 -Mesonen zerfallen praktisch sofort elektromagnetisch. Die resultierenden Photonen hinterlassen keine Spur im Spurdetektor und werden im Ecal nachgewiesen; wegen der relativistischen π^0 -Energien sind die Photonen meist nicht zu trennen (Lorenzboost). π^\pm hinterlassen eine Spur im Spurdetektor und lösen Schauer im Ecal und Hcal aus.

Die numerischen Daten aus den $\tau^+\tau^-$ -Ereignissen sind in Tabelle 4 zusammengefasst. Sie sind in den Histogrammen H4 graphisch dargestellt. Es ergeben sich damit die folgenden Schnittkriterien:

ncharged	< 6	(7)
pcharged	< 55	
e_ecal	< 60	(70)
e_hcal	< 25	(45)

Die Zahlen in Klammern berücksichtigen die Daten von test3.

Folgende Ereignisse aus dem Datensatz test3 werden als $\tau^+\tau^-$ -Ereignisse identifiziert:

Run:Event	Abbildung	τ -Zerfall	Bemerkung
4353:9593	GROPE 5	1: (3.7), 3: (3.10)	
4353:13211	GROPE 11	1: (3.4), 1: (3.7)	
4353:19690	GROPE 12	1: (3.6), 3: (3.10)	μ strahlt γ ab, das in e^+e^- konvertiert
4353:22028	GROPE 15	1: (3.4), 3: (3.10)	das einzelne geladene π hat kleine Energie

3.2.4 Signatur des Zerfallskanals q^+q^-

Zerfällt das Z^0 in zwei Quarks, so werden im Farbfeld der auseinanderfliegenden Quarks, neue Quarks erzeugt. Schließlich werden die Quarks als (meist) zwei kollimierte Jets aus Hadronen, also gebundenen Quark-Zuständen sichtbar. Emittiert eines der beiden Quarks

run:event	ncharged	pcharged	ecal.n	e_ecal	hcal.n	e_hcal	muons.n
2566:170371	5	774	8	51,1	8	10,2	0
2566:170508	2	46,5	3	17,3	10	8,2	1
2566:179750	2	30,8	5	1,6	5	6,3	2
2566:184010	2	29,5	2	10,2	4	4,1	1
2566:184435	2	33,1	3	1,5	7	10,6	2
2566:189656	2	24,4	9	12,4	9	11,7	0
2566:208314	4	36	6	16,1	7	5,7	1
2566:212745	2	41,3	2	11,1	3	20	1
2570:29664	2	49,7	10	5,2	9	20,3	3
2570:30348	2	33,4	10	23,6	7	6,9	1
2570:34612	2	14,1	4	3,3	5	6,3	1
2570:39992	2	19,7	8	15,9	3	3,8	0
2570:42200	2	26,8	5	16,5	4	3,4	1
2570:45609	5	23,4	7	27	8	17,1	2
2570:47033	2	23,8	4	29,4	4	3,6	0
2572:98915	2	39	9	18,9	6	4,4	1
2572:1022412	2	24,1	8	46,5	4	7,3	0
2572:102586	5	38,5	16	28,5	0	0	0
2572:108411	2	35,3	13	51,8	4	2,3	0
2572:109621	2	17,8	9	2,5	5	5	4

run:event	τ -Zerfall prong: Gl., prong: Gl.	Bemerkung
2566:170371	3: (3.10), 1: (3.7)	Reaktionsgleichungen im Text
2566:170508	1: (3.6), 1: (3.7)	
2566:179750	1: (3.6), 1: (3.6)	
2566:184010	1: (3.6), 1: (3.7)	
2566:184435	1: (3.6), 1: (3.6)	Einträge im Fcal (ISR?)
2566:189656	1: (3.4), 1: (3.7)	
2566:208314	1: (3.6), 3: (3.10)	
2566:212745	1: (3.4), 1: (3.8)	
2570:29664	1: (3.6), 1: (3.6)	evtl. auch 1x(3.7)
2570:30348	1: (3.6), 1: (3.4)	
2570:34612	1: (3.6), 1: (3.6)	
2570:39992	1: (3.4), 1: (3.7)	
2570:42200	1: (3.6), 1: (3.4)	
2570:45609	1: (3.4), 1: (3.8)	e^+e^- aus konvertiertem γ
2570:47033	1: (3.4), 1: (3.11)	viele Ecal-Einträge ohne Spuren (ISR?)
2572:98915	1: (3.6), 1: (3.7)	
2572:1022412	1: (3.4), 1: (3.7)	
2572:102586	1: (3.4), 1: (3.4)	e^+e^- aus konvertiertem γ , evtl. auch Hcal-Ausfall (Ecke)
2572:108411	1: (3.4), 1: (3.11)	
2572:109621	1: (3.6), 1: (3.6)	

Tabelle 4: Ereignisse des tauons-Datensatzes untersucht mit GROPE

ein energetisches Gluon (Abb. 3.2.4), so entsteht ein dritter Jet. Die Hadronen sind zu einem guten Teil geladen, so dass eine große Zahl geladener Spuren registriert wird. In den Kalorimetern wird eine Energie von meist etwa 60 - 80 GeV deponiert, die Anteile von ecal und hcal unterliegen dabei starken Schwankungen. Meist ist die ecal-Energie jedoch deutlich größer als die hcal-Energie.

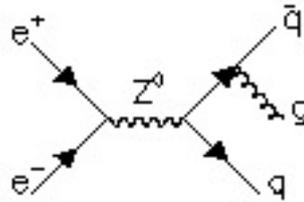


Abbildung 1: Ereignis mit 3 Jets

Die numerischen Daten aus den q^+q^- -Ereignissen sind in Tabelle 5 zusammengefasst. Sie sind in den Histogrammen H5 graphisch dargestellt. Es ergeben sich damit die folgenden Schnittkriterien:

```
ncharged > 8
pcharged > 20
e_ecal > 10, < 70
e_hcal > 2
```

Folgende Ereignisse aus dem Datensatz test3 werden als hadronisch identifiziert:

Run:Event	Abbildung	Bemerkung
4353:5431	GROPE 1	3 Jets
4353:6559	GROPE 3	2 Jets
4353:7867	GROPE 4	2 Jets, viele Spuren über großen Raumwinkel verteilt
4353:11457	GROPE 8	2 Jets, relativ wenige Spuren
4353:11863	GROPE 10	3 Jets, 1 Jet mit rel. niedriger Energie

4 Versuchsteil II

Statistische Auswertung von Z^0 -Zerfällen

4.1 Schnittverfeinerung anhand simulierter Ereignisse mit PAW

Im zweiten Versuchsteil werden große Mengen numerischer Daten (je 10000 Ereignisse) mit Hilfe des Programms PAW analysiert. Zunächst werden allerdings die im ersten Versuchsteil entwickelten Schnittkriterien verfeinert und zwar anhand reiner Datensätze der einzelnen Ereignisklassen, die durch Monte-Carlo-Simulationen unter Berücksichtigung der Detektoreigenschaften gewonnen wurden. Im einzelnen geht man wie folgt vor. Man lässt sich alle Detektorgrößen, in denen Schnitte möglich sind, von allen vier Ereignisklassen plotten (PAW 1-6). Sodann sucht man sich eine Größe, die für die gewünschte Ereignisklasse besonders charakteristisch ist, und lässt die Anzahl der Ereignisse aus den einzelnen Datensätzen berechnen, die diesen Schnitt passieren. Erhält man dabei zuwenige der gewünschten Ereignisse, so muss das Schnittkriterium abgeschwächt werden. Passieren jedoch fast alle Ereignisse der gewünschten Klasse und viele Ereignisse der nicht gewünschten Klassen den Schnitt, so muss dieser verschärft werden. Hat man den Schnitt in dieser Größe optimiert, so lässt man sich die Verteilung der den ersten Schnitt passierenden Ereignisse in der nächstcharakteristischen Variable plotten und setzt hier einen Schnitt,

run:event	ncharged	pcharged	ecal.n	e_ecal	hcal.n	e_hcal	muons.n
2566:164184	37,7	15	37	26	14,1	11	2
2566:195995	39,2	17	66,8	40	9,9	15	0
2566:196117	64,6	46	53	44	13	19	0
2566:196548	33,3	8	67,5	20	13,3	12	2
2568:78191	45,3	36	53,2	44	7,7	9	0
2568:78425	59,9	41	53,2	42	13,8	26	0
2568:78553	21,9	9	65,2	25	8,8	9	0
2568:78787	55,9	16	50,4	32	24,3	12	1
2568:79038	38,1	30	68,3	56	13,8	9	0
2568:79043	34,4	22	75,5	45	6,2	11	0
2568:79181	51,2	36	62,3	60	5,5	12	0
2568:79337	63,1	23	56	26	17,2	15	0
2568:79487	59	23	60,6	34	8,5	10	1
2568:79517	62,2	26	67,2	33	20,4	9	0
2568:79642	43,3	30	71,7	50	4,3	10	0
2570:88252	47,8	40	61,4	44	5,7	11	2
2570:88262	67,9	19	52,1	23	10,6	11	1
2570:88303	52,1	14	61	44	4,4	3	0
2570:88328	82,6	29	53,8	31	16,4	15	1

run	event	Bemerkung
2566	164184	2 Jets
2566	195995	
2566	196117	2 Jets, 1 konvertiertes γ , einige Teilchen auf Helixbahnen (p zu klein zum Entweichen)
2566	196548	2 relativ kollineare Jets
2568	78191	viele Teilchen mit kleinem Impuls
2568	78425	2 Jets
2568	78553	relativ wenige Spuren
2568	78787	1 abbrechende Bahn (Teilchen nicht mehr genug Energie für Ionisation)
2568	79038	3 Jets, dementsprechend kleinere Impulse
2568	79043	2 nicht sehr ausgeprägte Jets
2568	79181	2 Jets, einige Bahnen brechen ab
2568	79337	2 Jets
2568	79487	2 schmale Jets, 3 abweichende Bahnen
2568	79517	2 Jets
2568	79642	3 Jets
2570	88252	3-4 Jets, einige Zerfälle in Vertexnähe
2570	88262	2 Jets
2570	88303	2 Jets
2570	88328	2 Jets

Tabelle 5: Ereignisse des hadrons-Datensatzes untersucht mit GROPE

den man auf die gleiche Weise verbessert. Dieses Verfahren wird in den zur Verfügung stehenden Größen wiederholt, bis ein hinreichend spezifischer und sensitiver Schnitt zur Verfügung steht.

Das Vorgehen sei hier am Beispiel der Elektronen illustriert. Die vorhandenen Monte-Carlo-Daten umfassen in allen Ereignisklassen eine Stichprobe des Umfangs 10000. In diesen ist (nach uns unbekanntem Kriterium) bereits eine Vorselektion durchgeführt worden, außerdem führen wir in allen Kanälen einen Schnitt auf $p_{\text{charged}} < 150$ durch, mit dem alle Ereignisse verworfen werden, bei denen der Impuls der geladenen Teilchen nicht bestimmt werden konnte (und die deshalb bei $p_{\text{charged}} \gg 150$ eingetragen werden). Danach bleiben (93454,93979,79051,97848) Ereignisse in den Kanälen (e^+e^- , $\mu^+\mu^-$, $\tau^+\tau^-$, q^+q^-) übrig. Als ersten Schnitt wählen wir $e_{\text{ecal}} > 75$, was motiviert wird durch den in Teil 1 entwickelten Schnitt und den Paw-Plot in e_{ecal} (PAW 3). Diesen Schnitt passieren in der entsprechenden Reihenfolge (90525,1,389,3729) Ereignisse. Man hat also unter geringen Verlusten an Elektronen nun schon eine gute Abgrenzung gegen die Myonen erreicht, während noch relativ viele Taus und Hadronen den Schnitt passieren. Diese beiden Ereignisklassen haben verglichen mit den meist zwei Teilchen beim e^+e^- -Zerfall eine relativ hohe geladene Multiplizität n_{charged} , so dass sich als nächstes ein Schnitt in dieser Größe anbietet. Zunächst testen wir hier $n_{\text{charged}} < 5$, was (89943,1,345,2) ergibt, $n_{\text{charged}} < 6$ lässt aber mit (90405,1,364,6) deutlich mehr Elektronen durch, ohne die Anzahl der passierenden Taus und Myonen wesentlich zu verschlechtern. Nun verbleiben im wesentlichen solche Ereignisse der Art

$$e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow e^+\nu_e\bar{\nu}_\tau + e^-\bar{\nu}_e\nu_\tau \quad (4.1)$$

im Schnitt (die Wahrscheinlichkeit für diesen $\tau^+\tau^-$ -Zerfall ist $0,179^2 \approx 0,032$ [4] entsprechend 320 von 10000 Ereignissen), der von den e^+e^- -Ereignissen durch den von den Neutrinos getragenen und nicht registrierten Impuls unterschieden werden kann. Daher wird ein weiterer Schnitt $p_{\text{charged}} > 35$ eingeführt.

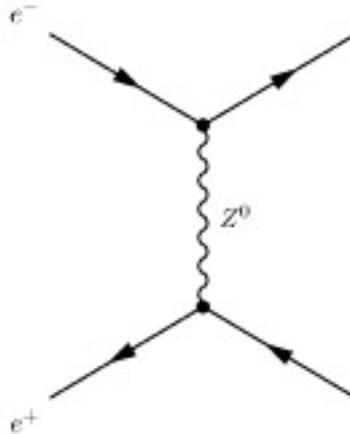


Abbildung 2: t-Kanal: $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$

Bei den Elektronen muss nun zusätzlich noch die t-Kanal-Bhabha-Streuung (Abb. 2) ausgeschlossen werden, da hier nur der Wirkungsquerschnitt für die s-Kanal-Streuung gemessen werden soll. Dazu führt man einen Schnitt im Winkel ($\cos(\theta)$) der Bahn der Endzustandselektronen zur Strahlachse durch. Der Wirkungsquerschnitt im s-Kanal hängt nämlich wie $1 + \cos^2(\theta)$, also vergleichsweise schwach vom Winkel ab, während der Wirkungsquerschnitt für den t-Kanal ein ausgeprägtes Maximum in Vorwärtsrichtung aufweist (PAW 6, oben links). Daher wird der Schnitt so gesetzt, dass alle Ereignisse verworfen

werden, bei deren Winkel $\cos(\theta) > 0$ in Vorwärtsrichtung die Zählrate deutlich über derjenigen am entsprechenden Winkel in Rückwärtsrichtung ($-\cos(\theta)$) liegt, in unserem Fall hieß das alle Ereignisse mit $\cos(\theta) < 0,5$ zu verwerfen.

Bei den Taus und den Elektronen zeigt überdies der Vergleich der Winkelverteilungen von Opal-Daten und Monte-Carlo-Simulation (PAW 7,8), dass die gezählte Rate nicht erst plötzlich bei $\cos(\theta) = \pm 1$ auf Null abfällt, sondern bereits vorher einknickt, was seinen Grund in erster Linie in der in Strahlrohrnähe abfallenden Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors haben dürfte (evtl. aber auch durch Vorselektion bedingt). Daher wird bei den Elektronen noch ein Schnitt $\cos(\theta) > -0,925$ und bei den Taus ein Schnitt $|\cos(\text{thrust})| < 0,75$ gesetzt. Aus dem gleichen Grund wird bei der Analyse der Vorwärtsrückwärtsasymmetrie auch bei den Myonen ein Winkelschnitt $|\cos(\theta)| < 0,9$ gesetzt.

Indem man wie oben für die Elektronen beschrieben vorgeht, ergeben sich die Schnitte und akzeptierten Ereigniszahlen in Tabelle 6.

Schnitt	Kriterien	akzeptierte Ereignisse $e\mu\tau h$
e^+e^- (PAW 9)	$75 < e_ecal$ $ncharged < 6$ $-0.925 < \cos(\theta) < 0.5$ $35 < pcharged < 150$	20366 00001 00041 00000
$\mu^+\mu^-$ (PAW 10)	$e_ecal < 10$ $ncharged \leq 3$ $= 2^*$ $80 < pcharged < 150$ $ \cos(\theta) < 0.9^*$	00000 80677 00018 00000
$\tau^+\tau^-$ (PAW 11)	$e_ecal < 80$ $ncharged < 7$ $pcharged < 70$ $\cos(\text{thrust}) < 0.75$	00052 01574 57679 00116
q^+q^- (PAW 12)	$30 < e_ecal$ $6 < ncharged$ $pcharged < 150$	00025 00000 00693 96513
* bezieht sich auf die A_{fb} -Messung		

Tabelle 6: Schnitte in den Monte-Carlo-Daten

4.2 Analyse von OPAL-Daten: Methode und Rechnungen

Nun ergibt sich das Problem, daß wir durch unsere Schnitte die Teilchen nicht 100%ig einordnen können. Zum einen fallen Elektronen durch den Elektronenschnitt durch, zum anderen gibt es vielleicht ungewöhnliche Myonen-Ereignisse, die auch den Tau-Schnitt bestehen. Dies kann man an den Ergebnissen unserer Schnitte erkennen, die eben nicht alle gewünschten Teilchen und sonst keine durchlassen. Um dies zu korrigieren, müssen wir die Ergebnisse unserer Schnitte immer erst zurückrechnen auf die tatsächliche Ereigniszahl. Dies können wir anhand der Monte-Carlo-Daten tun, da wir hier sowohl tatsächliche Ereigniszahlen als auch die durch die Schnitte ermittelten kennen. Dazu faßt man die Teilchenanzahl für Elektronen, Myonen, Tauonen und Hadronen in einem Vektor zusammen. Den Verlust von Teilchen und das Durchlassen von Untergrund kann man nun durch die sogenannte Effizienz-Untergrund-Matrix A beschreiben, die die tatsächlichen Zahlen mit

den gemessenen verknüpft:
$$\begin{pmatrix} n_e \\ n_\mu \\ n_\tau \\ n_q \end{pmatrix}_{\text{gemessen}} = A \begin{pmatrix} n_e \\ n_\mu \\ n_\tau \\ n_q \end{pmatrix}_{\text{echt}}$$
 In einer Zeile stehen im-

mer die Ergebnisse eines Schnitts auf ein festes Teilchen für die verschiedenen Kanäle normiert auf die Gesamtzahl dieser Teilchenart. In einer Spalte stehen jeweils die verschiedenen Schnittergebnisse für eine feste Teilchenart ebenfalls normiert auf die Gesamtzahl der Vorkommnisse dieser Teilchenart. Der Gesamtzahlvektor hat bei uns den Wert $g = (23623,4 \quad 100000 \quad 100000 \quad 100000)$. Die nichtganze Zahl Elektronen kommt dadurch zustande, daß wir die Gesamtzahl nach Anwendung des Winkelschnittes auf den s-Kanal benötigen, aber ohne Berücksichtigung der Vorselektion. Diese hat stattgefunden, bevor wir die Daten erhielten, um bereits offensichtlich falsche Ereignisse auszusondern. Bei den anderen Zerfallskanälen hat dies nichts ausgemacht, da wir wissen, daß vor der Vorselektion 100000 Ereignisse im Datensatz waren. Bei den Elektronen müssen wir das erst aus der Zahl nach Winkelschnitt und Vorselektion ermitteln, wobei wir davon ausgegangen sind, daß der Winkelschnitt auf die Ereignisse nach der Vorselektion genauso wirkt, wie auf den gesamten originalen Datensatz. Als Effizienz-Untergund-Matrix ergibt sich somit aus unseren Schnittergebnissen

$$\begin{pmatrix} 8,6211e-1 & 1e-5 & 4,1e-4 & 0 \\ 0 & 8,0677e-1 & 1,8e-4 & 0 \\ 2,2e-3 & 1,574e-2 & 5,7679e-1 & 1,16e-3 \\ 1,06e-3 & 0 & 6,93e-3 & 96513e-1 \end{pmatrix}$$

Nun, da wir als nächstes an der echten Teilchenzahl interessiert sind, müssen wir die Matrix invertieren. Dies haben wir mit Hilfe von Maple bewerkstelligt. Als Inverse haben wir folgende Matrix erhalten:

$$\begin{pmatrix} 1,16 & 1,709e-6 & -8,2455e-4 & 9,9104e-7 \\ 9,8709e-7 & 1,2395 & -3,8683e-4 & 4,6494e-7 \\ -4,4242e-3 & -3,3825e-2 & 1,7338 & -2,8039e-3 \\ -1,2402e-3 & 2,4289e-4 & -1,2448e-2 & 1,0362 \end{pmatrix}$$

Weiterhin gibt es noch etwas bei der Fehlerrechnung zu beachten. Auf Grund des statistischen Charakters der Untersuchung nehmen wir einen Fehler von \sqrt{N} bei einer Anzahl von N an. Allerdings muß man bei der Fehlerfortpflanzung vorsichtig sein, da Zähler und Nenner der Einträge in A nicht unabhängig sind, so daß die Fehler korreliert sind. Deswegen schreibt man die Gesamtzahl als Summe von positiven und negativen Schnittergebnissen. Diese sind nun nicht mehr korreliert, so daß man die Fehler einfach nach der Gauß'schen Methode fortpflanzen kann. In Formeln heißt dies:

$$\Delta \frac{n}{N} = \Delta \frac{n}{n+R} = \Delta \frac{1}{1+\frac{R}{n}}$$

und als Ergebnis

$$\Delta A = \begin{pmatrix} 2,2432e-3 & 9,9999e-6 & 6,4018e-5 & 0 \\ 0 & 1,2486e-3 & 42422e-5 & 0 \\ 3,0492e-4 & 3,9360e-4 & 1,5624e-3 & 1,0764e-4 \\ 2,1154e-4 & 0 & 2,6234e-4 & 5,8012e-4 \end{pmatrix}$$

Es bleibt dann für den ermittelten Vektor noch der Fehler zu bestimmen. Dazu haben wir die folgende Formel [3, S. 63] angesetzt $(A + \delta A)(x + \delta x) = (z + \delta z)$, die mit Hilfe von $Ax = z$ nach δx aufgelöst $\delta x = (A + \delta A)^{-1}(\delta z - \delta Ax)$ ergibt. Da wir nun die real vorgekommenen Teilchenzahlen ermittelt haben, müssen wir nun noch eine Korrektur auf Grund des Winkelschnittes für die Elektronen anbringen. Um den t-Kanal abzutrennen, haben wir bei $\cos \theta > 0,5$ und $\cos \theta < -0,925$ geschnitten. Dadurch haben wir aber auch

s-Kanal-Elektronen verloren, die wir nun wieder einrechnen müssen. Dazu haben wir das Wissen über die $(1 + \cos^2)$ -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes ausgenutzt, indem wir einfach das Verhältnis der Integrale über den von uns zugelassenen Winkelbereich und den vollständigen Winkelbereich berechnet und dann das Elektronenergebnis durch diese Zahl dividiert haben, damit haben wir die Elektronenanzahl auf den gesamten Winkelbereich zurückgerechnet. Numerisch haben wir für diesen Faktor den Wert 1,54099 erhalten. Nun da wir die notwendigen Matrizen und Korrekturen anhand der Monte-Carlo-Daten ermittelt haben, können wir sie auf die wirklich gemessenen Daten für die verschiedenen Energien anwenden. Um dann die Wirkungsquerschnitte zu berechnen, müssen wir noch durch die integrierte Luminosität dividieren und die im Skript angegebenen energieabhängigen Strahlungskorrekturen addieren. Die Luminositäten ergeben ebenfalls einen Term für den Fehler der Wirkungsquerschnitte. Dies sind nun die endgültigen Werte, die wir einem Breit-Wigner-Fit mit χ^2 -Kriterium unterworfen haben, um den Peakwert, sowie Schwerpunkt und Breite der Resonanz zu bestimmen. Weiterhin werten wir die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie beim Myonen-Kanal bei der der Resonanz am nächsten liegenden Energie $E_{CM} = 91,22$ GeV aus. In diesem Fall können wir direkt mit den gezählten Ereignissen rechnen. Dies liegt daran, daß sich bei diesem Verhältnis die lineare Transformation durch die Effizienz-Untergrund-Matrix und die Korrekturfaktoren herauskürzen. Also müssen wir nur die Differenz der Ereignisse in der vorderen Hemisphäre und der hinteren Hemisphäre durch die Gesamtzahl dividieren. Aus dieser Asymmetrie können wir dann nach den Formeln aus dem Theorieteil den Weinbergwinkel abschätzen. Bei der Fehlerrechnung ist dasselbe zu beachten, was bereits über den Fehler der Effizienz-Untergrund-Matrix bzgl. korrelierter Fehler gesagt wurde.

4.3 Analyse von OPAL-Daten: Ergebnisse

4.3.1 Parameter der Z^0 -Resonanz

Nach dem oben beschriebenen Verfahren haben wir nun die real gemessenen Daten ausgewertet. Das Ergebnis ist in Tabelle 7 dargestellt. Ebenfalls sind die Division durch die Luminosität und die Strahlungskorrekturen enthalten. Die Ergebnisse der Breit-Wigner-Fits sind in Tabelle 8 dargestellt. Da wir 7 Meßpunkte zur Verfügung hatten, und die Resonanz durch 3 Parameter beschrieben wird, hat der Fit 4 Freiheitsgrade. Als χ^2 -Verteilung ergibt sich damit $f(x) = \frac{x \exp(-\frac{x}{2})}{4}$. Aus dem Integral $\int_{\chi^2}^{\infty} f(x) dx$ ergibt sich damit der sogenannte Confidence Level. Er beträgt für den Elektronenfit 8,98%, was zeigt, daß die Elektronendaten relativ schlecht sind. Dies wird sich auch später immer wieder zeigen. Weiteres dazu am Ende in der Diskussion der Ergebnisse. Die anderen Confidence Level betragen 89,44% für die Myonen, 68% für die Tauonen und 45% für die Hadronen. Diese Fits scheinen also sehr gut zu sein, da man in der Regel 5% als Grenze der Zuverlässigkeit ansetzt. Weiterhin läßt sich aus dem Verhältnis von χ^2 und der Zahl der Freiheitsgrade die Qualität des Modells abschätzen. Als kritischer Wert ergibt sich für 4 Freiheitsgrade $\chi^2 = 9,49$. Da für unsere Fits dieser Wert immer unterschritten wird, scheinen unsere Ergebnisse mit dem Modell konsistent und relativ zuverlässig zu sein. Wie man sieht, stimmen unsere Ergebnisse innerhalb der Fehlergrenzen mit dem Literaturwert von $M_Z = 91,187 \pm 0,07$ GeV, $\Gamma_Z = 2,49 \pm 0,007$ GeV überein. Außerdem sind noch die Ergebnisse der Auswertung durch die OPAL-Gruppe in den Resonanzkurven enthalten. Diese stimmen mit unseren bis auf den Elektronensatz sehr gut überein. An den ermittelten Wirkungsquerschnitten für Elektronen, Myonen und Tauonen erkennt man, daß die Lepton-Universalität durch unsere Daten bestätigt wird: innerhalb der Fehlergrenzen stimmen alle Wirkungsquerschnitte überein. Als Verhältnis des hadronischen Wirkungsquerschnitts im Peak zu den leptonischen Kanälen ergibt sich für die Elektronen $20,376 \pm 0,532$, für die Myonen $20,2 \pm 0,41$ und für die Tauonen $20,52 \pm 0,389$. Dies liegt sehr nahe an dem aus den erwarteten Branching-Ratios errechneten Wert von 20,075, der sich innerhalb der Fehlergrenzen befindet. Allerdings scheinen die von uns gemessenen Werte systematisch etwas nach oben abzuweichen.

<i>e</i>							
$E[GeV]$	N_e	ΔN_e	$L[nb^{-1}]$	$\Delta L[nb^{-1}]$	<i>Korrektur[nb]</i>	$\sigma[nb]$	$\Delta\sigma[nb]$
88,4763	133,977	15,066	403,12	3,8	0,09	0,422	0,048
89,46658	382,297	25,032	545,0066	4,8	0,2	0,901	0,06
90,21986	573,423	30,369	542,7271	4,8	0,36	1,417	0,076
91,2291	2932,696	64,179	2080,004	15,3	0,52	1,93	0,045
91,2291	507,209	28,628	493,61	4,5	0,22	1,248	0,071
92,96229	160,688	16,448	340,76	3,5	-0,01	0,462	0,047
93,71362	276,829	21,419	622,49	5,5	-0,08	0,365	0,028

μ							
$E[GeV]$	N_e	ΔN_e	$L[nb^{-1}]$	$\Delta L[nb^{-1}]$	<i>Korrektur[nb]</i>	$\sigma[nb]$	$\Delta\sigma[nb]$
88,4763	90,46	10,425	403,12	3,8	0,09	0,314	0,036
89,46658	263,95	17,633	545,0066	4,8	0,2	0,684	0,046
90,21986	494,46	23,925	542,7271	4,8	0,36	1,271	0,063
91,2291	3124,116	57,135	2080,004	15,3	0,52	2,022	0,04
91,2291	605,993	26,393	493,61	4,5	0,22	1,448	0,064
92,96229	218,099	16,063	340,76	3,5	-0,01	0,63	0,047
93,71362	294,936	18,615	622,49	5,5	-0,08	0,394	0,025

τ							
$E[GeV]$	N_e	ΔN_e	$L[nb^{-1}]$	$\Delta L[nb^{-1}]$	<i>Korrektur[nb]</i>	$\sigma[nb]$	$\Delta\sigma[nb]$
88,4763	110,832	13,024	403,12	3,8	0,09	0,365	0,043
89,46658	294,696	20,422	545,0066	4,8	0,2	0,741	0,052
90,21986	470,06	24,925	542,7271	4,8	0,36	1,226	0,066
91,2291	3093,483	50,083	2080,004	15,3	0,52	2,007	0,036
91,2291	573,269	27,138	493,61	4,5	0,22	1,381	0,067
92,96229	245,721	18,837	340,76	3,5	-0,01	0,711	0,055
93,71362	304,67	20,682	622,49	5,5	-0,08	0,409	0,028

<i>hadrons</i>							
$E[GeV]$	N_e	ΔN_e	$L[nb^{-1}]$	$\Delta L[nb^{-1}]$	<i>Korrektur[nb]</i>	$\sigma[nb]$	$\Delta\sigma[nb]$
88,4763	2119,031	45,407	403,12	3,8	2	7,257	0,17
89,46658	5449,727	71,534	545,0066	4,8	4,3	14,299	0,226
90,21986	9717,187	71,534	542,7271	4,8	7,7	25,604	0,336
91,2291	63230,392	216,186	2080,004	15,3	10,8	41,199	0,334
91,2291	12138,965	104,356	493,61	4,5	4,7	29,292	0,367
92,96229	4834,775	67,6	340,76	3,5	-0,2	13,988	0,243
93,71362	6234,081	76,298	622,49	5,5	-1,6	8,415	0,127

Tabelle 7: Ergebnisse der Auswertung der gemessenen Daten

Teilchen	$\sigma_{peak}[nb]$	$\Delta\sigma_{peak}[nb]$	$M_Z[GeV]$	$\Delta M_Z[GeV]$	$\Gamma_Z[GeV]$	$\Delta\Gamma_Z[GeV]$	χ^2
<i>hadr</i>	40,966	3,0508e-1	91,194	8,7196e-3	2,5376	2,0793e-2	3,687
μ	2,028	3,832e-2	91,184	3,2737e-2	2,4434	6,7119e-2	1,099
τ	1,9964	3,4754e-2	91,177	3,5140e-2	2,5591	7,5571e-2	2,304
<i>e</i>	2,0105	5,0325e-2	90,948	3,6534e-2	2,5038	8,8075e-2	8,050

Tabelle 8: Ergebnisse der Breit-Wigner-Fits

Teilchen	$\Gamma[GeV]$	$\Delta\Gamma[GeV]$	Γ_{theo}
e	0,0843	0,005	0,083
μ	0,0814	0,007	0,083
τ	0,0879	0,008	0,083
$hadr$	1,77	0,114	1,674

Tabelle 9: Partialbreiten der Kanäle

Teilchen	N_ν	ΔN_ν
e	2,872	0,87
μ	2,509	0,799
τ	3,206	0,826
$hadr$	3,076	0,701
gemittelt	2,916	0,401

Tabelle 10: Anzahl leichter Neutrino-Generationen nach den Meßwerten

Nun kann man weiterhin die Partialbreiten der verschiedenen Kanäle errechnen. Dabei ergibt sich Tabelle 9. Dabei haben wir mit dem e-Kanal angefangen, da diese Partialbreite auch in alle anderen Berechnungen eingeht. Die Partialbreiten haben wir aus der Formel für die Wirkungsquerschnitte im Z^0 -Peak bestimmt, wie sie im Theorieteil zu finden ist. An der Tabelle zeigt sich, daß innerhalb der Fehlergrenzen keine Diskrepanz zwischen gemessenen und erwarteten Werten zu erkennen ist. Zum Schluß können wir aus den erhaltenen Breiten noch die Anzahl der leichten Neutrino-Generationen abschätzen. Als Formel verwenden wir die entsprechende Relation der Gesamtbreite zu den Breiten der einzelnen Teilchen aus dem Theorieteil. Die Ergebnisse sind in Tabelle 10 dargestellt. Die Breite pro Neutrino-Generation haben wir dabei aus theoretischen Berechnungen zu 0,166 GeV angenommen. Es zeigt sich daß die Anzahl der Neutrino-Generationen mit großer Sicherheit 3 beträgt. Als Annahmen haben wir angenommen, daß erstens alle Zerfallskanäle bekannt sind, so daß keine Beiträge vorkommen, die eine dritte Neutrino-Generation vortäuschen, und daß die Beiträge außer dem Neutrino-Beitrag hinreichend genau bekannt sind.

4.3.2 Vorwärts-Rückwärtsasymmetrie und Weinbergwinkel

Nun können wir noch aus der Asymmetrie zwischen Vorwärts- und Rückwärtshemisphäre im Myonenkanal den Weinbergwinkel abschätzen. Als Asymmetrie ergibt sich $A_{FB} = -0,0466 \pm 0,0023$, was zu einer Schätzung von $\sin^2 \theta_W = 0,219 \pm 0,02$ führt. Dies stimmt innerhalb der Fehlergrenzen mit dem Literaturwert überein. Allerdings ist der Fehler auch sehr groß, so daß dieser Versuchsteil sicher nicht als präzise bezeichnet werden kann.

5 Diskussion der Ergebnisse

Es fällt auf, daß bei der Resonanzkurve für den Elektronenkanal die von uns gemessenen Werte jeweils den OPAL-Daten für eine ca. 0,3 GeV höhere Energie entsprechen. Dies scheint ein systematischer Fehler zu sein, der die Qualität der Elektronendaten gegenüber den anderen Kanälen wahrscheinlich so verschlechtert hat. Dafür kann es mehrere Erklärungen geben, z.B. daß unsere Korrektur auf den Winkelschnitt zur Abtrennung des t-Kanals nicht korrekt war. Dabei haben wir nämlich vorausgesetzt, daß unsere Schnitte auf alle Elektronen gleich wirken, gleich welchen Wert für $\cos \theta$ sie haben. Wenn dies nun nicht der Fall ist, wäre eine künstliche Verzerrung der Resonanzkurve zu erwarten. Allerdings würden wir dann nicht eine gleichmäßige Verschiebung zu niedrigeren Energien hin

erwarten. Ein weiterer Fehler, der mit dem vorigen verwandt ist, könnte die Annahme sein, daß die Schnitte vor und nach der Vorselektion genauso wirken. Dies haben wir benutzt, um die Zahl der Elektronen nach dem Winkelschnitt aber vor der Vorselektion zu bestimmen. Aber hier ist ebenfalls nicht unmittelbar ersichtlich, warum dies zu der beobachteten gleichmäßigen Verschiebung führen sollte.

Literatur

- [1] C. CASO ET AL. (PARTICLE DATA GROUP). European Phys Jour **C3**, 1 (1998) and 1999 partial update for edition 2000 (URL: <http://pdg.lbl.gov>).
- [2] PERKINS, DONALD W.: *Hochenergiephysik*. Addison-Wesley, 1990.
- [3] SCHABACK, ROBERT und HELMUT WERNER: *Numerische Mathematik*. Springer Verlag, 1993.
- [4] UNBEKANNT: *E213, Analyse von Z^0 -Zerfällen*, 1993. FP-Skript.