

Z^0 -Resonanz

26. bis 29. April 2015

Moritz
BITTERLING

Benjamin
ROTTLER

Betreuer: Christian LÜDTKE



INSTITUT FÜR MATHEMATIK UND PHYSIK
ALBERT-LUDWIGS-UNIVERSITÄT
FREIBURG IM BREISGAU

Alle Berechnungen in diesem Protokoll wurden unter Python 3.4 mit Hilfe folgender Programmbibliotheken

- PyROOT (<http://root.cern.ch/drupal/content/pyroot>)
- NumPy (<http://www.numpy.org/>)

oder mit oder Mathematica 10.1 durchgeführt. Die Graphiken wurden mit Inkscape (<http://www.inkscape.org>) gezeichnet.

Alle Python-Skripte, L^AT_EX-Skripte und SVG-Graphiken können online unter <https://github.com/Bigben37/FP2/tree/master/0427-Z0> abgerufen werden.

Inhaltsverzeichnis

1. Versuchsziel	1
2. Physikalische Grundlagen	1
2.1. Das Standardmodell	1
2.2. Der Wirkungsquerschnitt	2
2.3. e^+e^- -Wechselwirkung	3
2.4. Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie	5
2.5. Zerfallsbreiten	5
2.6. Theoretische Berechnung der Zerfallsbreiten und Wirkungsquerschnitte	6
3. Versuchsaufbau: LEP und OPAL	8
4. Signaturen der detektierten Teilchen	11
5. Auswertung	15
5.1. Erhaltene Daten	15
5.2. Bestimmung der Schnittkriterien	16
5.3. Berechnung der Effizienzmatrix	23
5.4. s-t-Kanal Trennung	25
5.5. Berechnung der Wirkungsquerschnitte	27
5.6. Auswertung der Wirkungsquerschnitte	28
5.7. Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie	32
6. Literatur	34
A. Graphen	34
A.1. s-t-Kanal Trennung	34

1. Versuchsziel

Im Versuch werden Daten ausgewertet, die am CERN vom LEP-Experiment produziert wurden. Aus der Analyse der Wirkungsquerschnitte von Elektron-Positron-Kollisionen bei verschiedenen Schwerpunktsenergien soll die Masse des Z⁰-Bosons, seine Gesamtbreite und die Partialbreiten der hadronischen, leptonischen und unsichtbaren Zerfallskanäle bestimmt werden.

2. Physikalische Grundlagen

2.1. Das Standardmodell

Teilchen im Standardmodell

Das Standardmodell der Teilchenphysik mit seinen 19 (oder mehr, mit Neutrinooszillation) freien Parametern bildet den theoretischen Rahmen für das durchgeführte Experiment. Im folgenden werden kurz die Elementarteilchen beschrieben, die im Standardmodell vorkommen ([Abbildung 2.1](#)). Sie lassen sich in drei Gruppen einteilen: *Fermionen*, *Eichbosonen* und das *Higgs-Teilchen*. Die Eichbosonen vermitteln drei fundamentale Wechselwirkungen zwischen den Teilchen: Das Photon die elektromagnetische Kraft, das Gluon die starke Kraft und W- und Z-Bosonen die schwache Kraft. Die Gruppe der Fermionen besteht aus 6 Quarks, 3 geladenen Leptonen und 3 Neutrinos. Je vier der Teilchen werden zu einer Generation zusammengefasst.

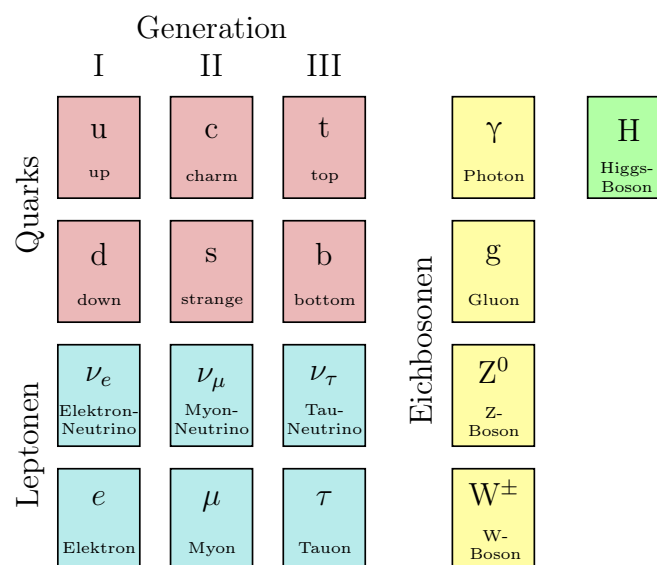


Abbildung 2.1: Die Teilchen im Standardmodell.

Elektroschwache Wechselwirkung

Die elektromagnetische und die schwache Wechselwirkung wurden 1967 von Glashow, Salam und Weinberg zu der elektroschwachen Theorie vereinheitlicht, da sich die Kopplungskonstanten der elektromagnetischen und schwachen Wechselwirkung bei hohen Energien im Wert ähneln. In der elektroschwachen Theorie gibt es vier Eichbosonen, die keine Masse haben¹: W[±] und W⁰ aus der schwachen Wechselwirkung und B⁰ aus der elektromagnetischen Wechselwirkung. Man würde intuitiv das B⁰ mit dem Photon gleichsetzen, jedoch koppelt das B⁰ auch an Neutrinos, das Photon aber nicht. Das Photonfeld wird als Überlagerung von W⁰ und B⁰ definiert mit dem *Weinbergwinkel* θ_W als Mischungswinkel der beiden Felder. Das zum Photonfeld orthogonale Feld ist das Feld des Z⁰. Der Weinbergwinkel lässt sich mit

$$\cos \theta_W = \frac{M_W}{M_Z} \quad \text{oder} \quad \sin^2 \theta_W = \frac{\alpha_{\text{em}}}{\alpha_W} \quad (2.1)$$

bestimmen [2]. Dabei sind M_Z und M_W die Massen des Z⁰- bzw. W-Bosons, α_{em} die Kopplungskonstante der elektromagnetischen Wechselwirkung und α_W die Kopplungskonstante der schwachen Wechselwirkung.

2.2. Der Wirkungsquerschnitt

In der Teilchenphysik gibt der Wirkungsquerschnitt σ die Wahrscheinlichkeit an, mit der ein gewisser Prozess bei der Kollision von Teilchen auftritt. Die Einheit des Wirkungsquerschnitts ist *barn* ($1 \text{ b} = 10^{-24} \text{ cm}^2$).

Jedoch wird im Experiment nicht direkt der Wirkungsquerschnitt gemessen, sondern die Anzahl eines gewissen Ereignisses (Zerfallskanal). Mit Hilfe der *Luminosität* L , ein Maß für die Anzahl der Kollisionen pro Fläche und Zeit, kann der Wirkungsquerschnitt bestimmt werden:

$$\sigma = \frac{N}{\int L dt} \quad (2.2)$$

Dabei ist $\int L dt$ die (über die Zeit) integrierte Luminosität.

Wird der Wirkungsquerschnitt eines Zerfallskanals gegen die Schwerpunktsenergie \sqrt{s} der kollidierenden Teilchen aufgetragen, so ist bei manchen Energien eine deutliche Erhöhung des Wirkungsquerschnitts zu erkennen. Dieser Effekt wird Resonanz genannt und wird durch das Teilchen verursacht, welches die Energie besitzt, bei der die Erhöhung des Wirkungsquerschnitts stattfindet. So gibt es zum Beispiel bei ungefähr 91 GeV einen Resonanzpeak, der dem Z⁰-Boson zugeordnet wird.

Der Verlauf der Z⁰-Resonanzkurve eines fermionischen Zerfallskanals kann mit einer relativistischen Breit-Wigner Kurve (analog zur Resonanz des klassischen harmonischen Oszillators) beschrieben werden [2]:

$$\sigma_f(s) = \frac{12\pi}{M_Z^2} \cdot \frac{s\Gamma_e\Gamma_f}{(s - M_Z^2)^2 + (s^2\Gamma_Z^2/M_Z^2)} \quad (2.3)$$

¹Die Masse erhalten drei der vier Eichbosonen durch den *Higgs-Kibble-Mechanismus*.

M_Z ist die Masse des Z^0 -Bosons, Γ_e die elektronische Zerfallsbreite und Γ_f die Zerfallsbreite des Fermions. Auf die Zerfallsbreiten wird genauer in [Kapitel 2.5](#) eingegangen.

2.3. e^+e^- -Wechselwirkung

Zerfallskanäle

Im LEP (siehe [Kapitel 3](#)) werden Kollisionen von Elektronen und Positronen untersucht. Vernichten sich e^+ und e^- (s-Kanal²), so kann entweder ein Photon oder ein Z^0 -Boson entstehen, welche beide nach kurzer Zeit wieder zerfallen. Bei einer Schwerpunktsenergie \sqrt{s} in der Nähe der Z^0 -Masse ist die Produktion von Photonen jedoch stark unterdrückt, weshalb diese Zerfallskanäle nicht relevant für die Bestimmung von Eigenschaften des Z^0 -Bosons sind.

Das Z^0 -Boson kann in $\ell^+\ell^-$ -, $\nu_\ell\bar{\nu}_\ell$ - und $q\bar{q}$ -Paare zerfallen ([Abbildung 2.2](#)). Dabei bezeichnet ℓ eines der drei Leptonen (e, μ , τ), ν_ℓ ihre Neutrinos und q eines der fünf leichtesten Quarks (u, d, c, s, b). Ein $t\bar{t}$ -Paar kann nicht erzeugt werden, da die Masse des top-Quarks größer ist als die von Z^0 .

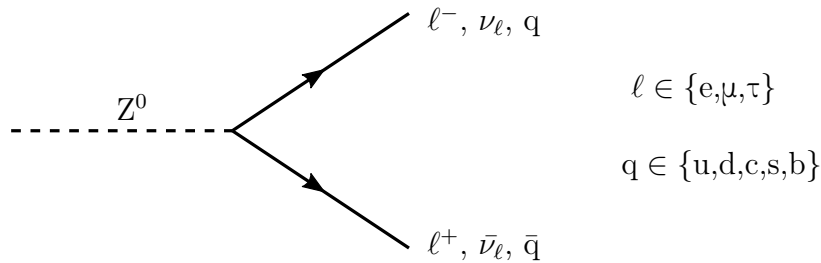


Abbildung 2.2: Zerfallskanäle des Z^0 -Bosons.

Bhabha-Streuung

Neben der Annihilation von e^+e^- gibt es auch die e^+e^- -Streuung (der t-Kanal der *Bhabha-Streuung*, [Abbildung 2.3](#)). Die Bhabha-Streuung wird durch die Reaktion $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ beschrieben. Da für die experimentelle Bestimmung der Z^0 -Breite nur der s-Kanal relevant ist, müssen die Ereignisse des t-Kanals gefiltert werden. Dies ist durch eine Unterscheidung der Zerfallsprodukte nicht möglich, weil sie in beiden Kanälen gleich sind. Allerdings besitzen die Wirkungsquerschnitte von s- und t-Kanal eine unterschiedliche Winkelabhängigkeit des Polarwinkels Θ (die Strahlachse entspricht der z -Achse). Es gilt [\[2\]](#):

$$\frac{d\sigma_s}{d\Omega} \sim (1 + \cos^2 \Theta), \quad \frac{d\sigma_t}{d\Omega} \sim (1 - \cos \Theta)^{-2} \quad (2.4)$$

²Die Bezeichnungen s-Kanal (Annihilation) und t-Kanal (Streuung) gehen auf die *Mandelstam-Variablen* zurück.

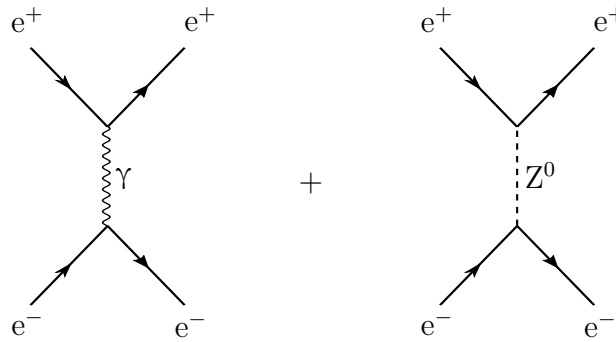


Abbildung 2.3: Der t-Kanal der Bhabha-Streuung.

Strahlungskorrekturen

Um die Messergebnisse bei den im Experiment verwendeten hohen Energien korrekt beschreiben zu können, reicht die Bornsche Näherung (Berücksichtigung der Feynman-Diagramme bis zur ersten Ordnung) nicht mehr aus. An den Beispielen der Anfangs- und Endbremsstrahlung wird hier eine reelle Strahlungskorrektur beschrieben. Zur Bestimmung der Korrekturfaktoren müssen zusätzlich noch virtuelle Korrekturen (Schleifen mit gleichen Endzuständen wie im Diagramm erster Ordnung) und Gluonabstrahlung berücksichtigt werden.

Wenn die Schwerpunktsenergie von Elektron und Positron im Bereich der Z⁰-Resonanz liegt, und ein Reaktionspartner vor der Wechselwirkung ein Photon abstrahlt ([Abbildung 2.4](#) links), so verringert sich die zur Verfügung stehende Energie und der Wirkungsquerschnitt nimmt ab. Ist Energie der beiden Partner aber größer als die Masse des Z⁰, dann erhöht die Abstrahlung eines Photons die Wahrscheinlichkeit der Bildung eines Z⁰ und der Wirkungsquerschnitt nimmt zu, weil die Energie der Reaktionspartner dann näher an der Resonanz liegt.

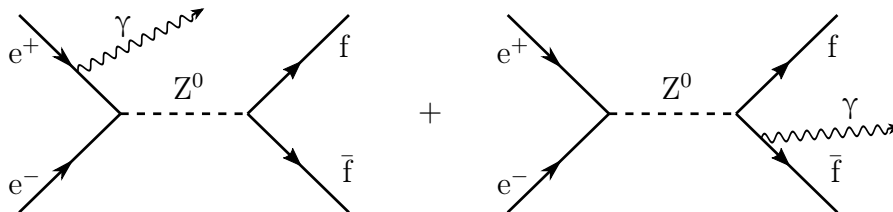


Abbildung 2.4: Feynman-Diagramme für die Strahlungskorrektur durch Anfangs- und Endbremsstrahlung.

2.4. Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie

Unter der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie versteht man die relative Differenz der Wirkungsquerschnitte in vorderer und hinterer Hemisphäre:

$$\begin{aligned}\sigma_F &= \int_0^1 \frac{d\sigma_f}{d\cos\Theta} d\cos\Theta \\ \sigma_B &= \int_{-1}^0 \frac{d\sigma_f}{d\cos\Theta} d\cos\Theta \\ A_{FB}^f &= \frac{\sigma_F - \sigma_B}{\sigma_F + \sigma_B}\end{aligned}\tag{2.5}$$

σ_F und σ_B sind die Wirkungsquerschnitte in Vorwärts- bzw. Rückwärtshemisphäre und A_{FB}^f die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie für das Fermion f .

Der differentielle Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma_f}{d\cos\Theta}$ kann mit

$$\frac{d\sigma_f}{d\cos\Theta} = A(s) [F_1(s) (1 + \cos^2\Theta) + 2F_2(s) \cos\Theta]\tag{2.6}$$

genähert werden [2]. Dabei sind $A(s)$, $F_1(s)$ und $F_2(s)$ Faktoren, deren Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie \sqrt{s} für diesen Versuch nicht wichtig ist.

Nun lässt sich die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie durch Lösen der Integrale in [Gleichung 2.5](#) zu

$$A_{FB}^f = \frac{3}{4} \frac{F_2}{F_1}\tag{2.7}$$

berechnen. Für Leptonen gilt an der Spitze der Resonanzkurve [2]:

$$A_{FB}^{\ell,\text{peak}} \simeq 3 \left(\frac{g_V^\ell}{g_A^\ell} \right)^2 = 3 (1 - 4 \sin^2 \theta_W)^2\tag{2.8}$$

Somit kann man den Weinbergwinkel θ_W bestimmen, wenn man die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie kennt.

2.5. Zerfallsbreiten

Die Zerfallsbreite Γ ist durch die Energie-Zeit-Unschärfe motiviert und hängt folgendermaßen mit der Lebensdauer τ zusammen:

$$\Gamma = \frac{\hbar}{\tau}\tag{2.9}$$

Betrachtet man die Zerfallsbreite eines Zerfallskanals, so spricht man von der *partiellen* Zerfallsbreite. Die *totale* Zerfallsbreite setzt sich aus der Summe aller partiellen Zerfallsbreiten zusammen.

Für die (totale) Zerfallsbreite des Z⁰-Bosons gilt [2]:

$$\Gamma_Z = \Gamma_e + \Gamma_\mu + \Gamma_\tau + \Gamma_q + n \cdot \Gamma_\nu + \Gamma_{\text{unbek.}}\tag{2.10}$$

Die partiellen Zerfallsbreiten der verschiedenen Quark-Zerfallskanäle wurden zu Γ_q zusammengefasst. Die Zerfallsbreite der nicht im Standardmodell vorhergesagten Zerfallskanäle wurde mit $\Gamma_{\text{unbek.}}$ bezeichnet. Allerdings wurden bis heute keine solchen Prozesse beobachtet, weshalb $\Gamma_{\text{unbek.}}$ gleich Null gesetzt werden kann.

Γ_ν ist die Zerfallsbreite einer leichten Neutrino-Generation. Sind alle Zerfallsbreiten bekannt, so kann die Anzahl n der leichten Neutrino-Generationen vorhergesagt werden.

2.6. Theoretische Berechnung der Zerfallsbreiten und Wirkungsquerschnitte

Zerfallsbreiten

Alle Formeln und Konstanten stammen, wenn nicht anders angegeben, aus [3].

Die partielle Breite der Z⁰-Resonanz berechnet sich für einen fermionischen Zerfallskanal mit:

$$\Gamma_f = \frac{N_c^f \cdot \sqrt{2}}{12\pi} \cdot G_F \cdot M_Z^3 \cdot \left((g_V^f)^2 + (g_A^f)^2 \right) \quad (2.11)$$

Dabei sind schwachen Kopplungen (Vektor und Axialvektor) durch

$$g_V^f = I_3^f - 2Q_f \sin^2 \theta_W, \quad g_A^f = I_3^f \quad (2.12)$$

gegeben. Einsetzen in Gleichung 2.11 liefert:

$$\Gamma_f = \frac{N_c^f \cdot \sqrt{2}}{12\pi} \cdot G_F \cdot M_Z^3 \cdot \left((I_3^f - 2Q_f \sin^2 \theta_W)^2 + (I_3^f)^2 \right) \quad (2.13)$$

Die zur Berechnung benötigten Konstanten sind:

- Farbfaktor

$$N_c^f = \begin{cases} 1 & \text{für Leptonen } (f = e, \mu, \tau, \nu) \\ 3(1 + \delta_{\text{QCD}}) & \text{für Quarks } (f = u, d, c, s, b) \end{cases} \quad (2.14)$$

mit dem QCD-Korrekturterm $\delta_{\text{QCD}} = 1.05 \frac{\alpha_s(M_Z)}{\pi}$ und der starken Kopplungskonstante $\alpha_s(M_Z) = 0.12$ bei einer Energie von 92.1 GeV.

- Fermikonstante $G_F = 1.1663 \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$ [2]
- Masse des Z⁰-Bosons $M_Z = 91.187 \text{ GeV}$
- z-Komponente des schwachen Isospins

$$I_3^f = \begin{cases} \frac{1}{2} & \text{für } f = \nu, u, c \\ -\frac{1}{2} & \text{für } f = e^-, \mu^-, \tau^-, d, s, b \end{cases} \quad (2.15)$$

- Ladung

$$Q_f = \begin{cases} 0 & \text{für } f = \nu \\ -1 & \text{für } f = e^-, \mu^-, \tau^- \\ \frac{2}{3} & \text{für } f = u, c \\ -\frac{1}{3} & \text{für } f = d, s, b \end{cases} \quad (2.16)$$

- Weinbergwinkel θ_W

$$\sin^2 \theta_W = \frac{1}{2} - \sqrt{\frac{1}{4} - \frac{\pi \cdot \alpha(M_Z^2)}{\sqrt{2} \cdot G_F \cdot M_Z^2}} \quad (2.17)$$

Dabei ist $\alpha(M_Z^2) = \frac{1}{128.87}$ die elektromagnetische Kopplungskonstante bei 91.2 GeV. Der Weinbergwinkel berechnet sich zu

$$\sin^2 \theta_W = 0.231241 \quad (2.18)$$

Die berechneten partiellen Breiten der Z⁰-Resonanz sind in [Tabelle 2.1](#) aufgelistet. Abweichungen der theoretischen Werte von den Literaturwerten treten auf, weil bei ihrer Berechnung nur die Feynman-Diagramme erster Ordnung berücksichtigt wurden.

Tabelle 2.1: Berechnete partielle Breiten Γ_f und Literaturwerte der Z⁰-Resonanz.

f	Γ_f / MeV	$\Gamma_f^{\text{Lit.}}$ / MeV
e, μ , τ	83.3873	83.984 ± 0.086 [1]
e + μ + τ	250.162	-
ν	165.841	167.6 [2]
3ν	497.523	499.0 ± 1.5 [1]
u, c	296.763	299 [2]
d, s, b	382.524	378 [2]
u + c + d + s + b	1741.1	1744.4 ± 2.0 [1]

Als Gesamtbreite Γ_Z erhält man die Summe aus leptonischen, hadronischen und Neutrino-Zerfällen

$$\Gamma_Z = 2488.78 \text{ MeV} \quad (2.19)$$

Der Literaturwert [1] beträgt hier

$$\Gamma_Z^{\text{Lit.}} = (2495.2 \pm 2.3) \text{ MeV} \quad (2.20)$$

Der Grund für die Abweichung um fast drei Standardabweichungen wurde oben erwähnt. Geht man von einer zusätzlichen Leptonenfamilie aus, so ändert sich die Gesamtbreite um

$$\frac{\Gamma_e + \Gamma_\nu}{\Gamma_Z} \approx 10.0\% \quad (2.21)$$

2.6.1. Wirkungsquerschnitte

Die partiellen Wirkungsquerschnitte am Z⁰-Resonanzmaximum ($\sqrt{s} = M_Z$) lassen sich nach [Gleichung 2.3](#) folgendermaßen berechnen:

$$\sigma_f^{\text{peak}} = \frac{12\pi}{M_Z^2} \frac{\Gamma_e \Gamma_f}{\Gamma_Z^2} \quad (2.22)$$

Die Werte für Γ_f , Γ_e und M_Z wurden aus dem letzten Abschnitt übernommen. Die berechneten Werte sind in [Tabelle 2.2](#) aufgeführt.

Tabelle 2.2: Berechnete partielle Wirkungsquerschnitte σ_f am Peak der Z⁰-Resonanz.

f	Γ_f / nB
e, μ , τ	1.98214
e + μ + τ	5.94642
ν	3.94209
3 ν	11.8263
u, c	7.05416
d, s, b	9.09271
u + c + d + s + b	41.3864

Der totale Wirkungsquerschnitt ergibt sich zu

$$\sigma_{\text{tot}} = 59.1591 \text{ nB} . \quad (2.23)$$

3. Versuchsaufbau: LEP und OPAL

Im Versuch werden Daten ausgewertet, die in den Jahren 1989 bis 2000 am CERN³ während des LEP⁴-Experiments gewonnen wurden. In dem 27 km langen Tunnel des Teilchenbeschleunigers wurden Pakete von Elektronen und Positronen gegenläufig auf einer Kreisbahn beschleunigt und kollidierten an vier Stellen im Strahl [\[2\]](#). An jeder der vier Wechselwirkungszonen stand ein Detektor, einer davon war der OPAL⁵-Detektor. Der Aufbau dieses Detektors ist auf [Abbildung 3.1](#) gezeigt und wird im Folgenden beschrieben.

³Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire

⁴Large Electron-Positron Collider

⁵Omni Purpose Apparatus at LEP

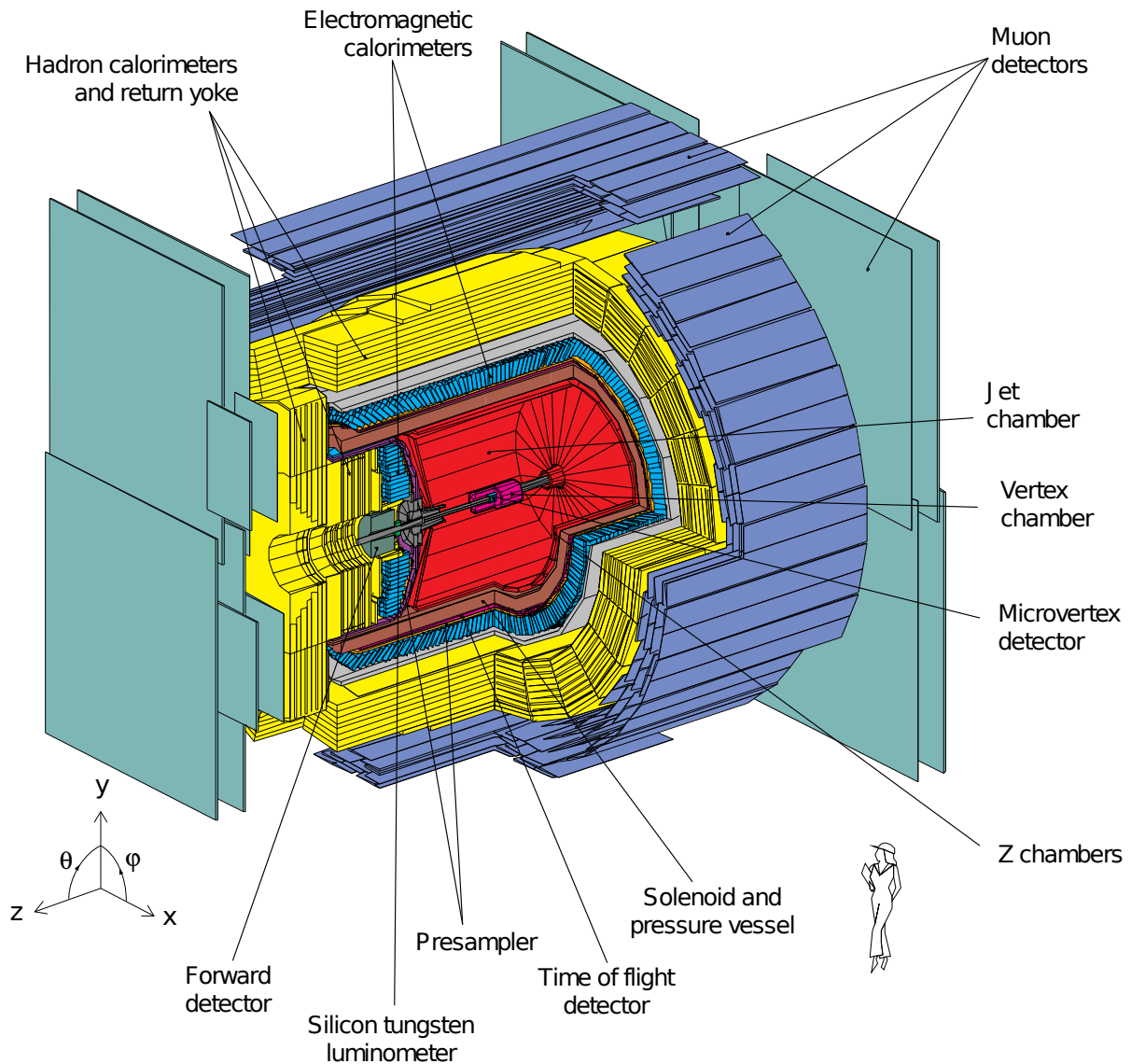


Abbildung 3.1: Aufbau des OPAL-Detektors am LEP (aus [3]).

Abbildung 3.2 zeigt schematisch den groben Aufbau des Detektors: In unmittelbarer Nähe zum Strahl befinden sich *Spurdetektoren*, mit denen die Bahnkurven der Zerfallsprodukte beobachtet werden. Anschließend folgen *Kalorimeter* zur Energiemessung und außen ganz außen *Myonendetektoren*. Nahe am Strahl befindet sich ein *Vorwärtsdetektor*, mit dem koinzidente e^+e^- -Ereignisse durch Bhabha-Streuung nachgewiesen werden. Dies wird für die exakte Bestimmung der Luminosität benutzt.

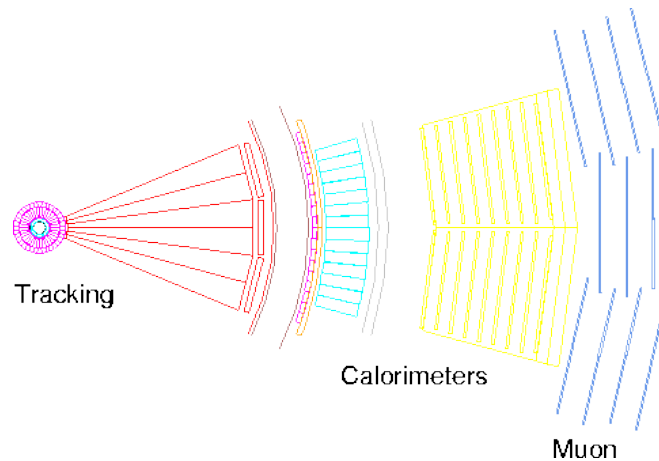


Abbildung 3.2: Schematischer Schnitt durch den OPAL-Detektor senkrecht zum e^+e^- -Strahl⁶.

Spurdetektoren

Die Detektion der Teilchenspuren erfolgt nach dem Prinzip des Zählrohrs: Hochenergetische Teilchen erzeugen in einem Gas durch Ionisation freie Elektronen, die in einem elektrischen Feld zu einer Draht-Anode beschleunigt werden und dort lawinenartig weitere Atome ionisieren.

Spurdetektoren enthalten sehr viele Drähte mit kleinem Abstand, so dass eine Rekonstruktion der Flugbahnen der Teilchen möglich ist. Die Detektoren sind von einer großen Spule umgeben, die in ihnen ein starkes Magnetfeld erzeugt, damit die auftretende Lorentzkraft die Flugbahnen der geladenen Teilchen krümmt und durch Messung des Krümmungsradius der Teilchenimpuls bestimmt werden kann.

Kalorimeter

In den Kalorimetern wechselwirken die einfallenden Teilchen mit dem Material des Zählers und erzeugen ein Signal proportional zu ihrer Energie. In den Kalorimetern sind abwechselnd Absorptionsmaterial und Detektoren (Szintillatoren) verbaut.

Im ersten, *elektromagnetischen Kalorimeter* wird von Photonen und Elektronen Bremsstrahlung erzeugt und es werden e^+e^- -Paare gebildet. Im folgenden *hadronischen Kalorimeter* entsteht ein Schauer durch eine Serie von inelastischen Kernstößen von primären Hadronen mit dem Absorber.

⁶von <http://opal.web.cern.ch/Opal/tour/layers.html>, aufgerufen am 14.5.2015.

Myon-Detektor

Den Kalorimetern folgt ein Detektor für Myonen, die aufgrund ihrer geringen Wechselwirkungswahrscheinlichkeit von den Kalorimetern nicht gestoppt werden.

4. Signaturen der detektierten Teilchen

Elektronische, myonische, tauonische und hadronische Zerfälle des Z^0 -Bosons können aufgrund ihrer unterschiedlichen Signaturen in den Detektoren identifiziert werden. Die fünf Parameter, die im Versuch zur Charakterisierung eines Zerfalls verwendet werden, sind:

- NCHARGED: Die Anzahl der geladenen Teilchen in den Spurdetektoren
- PCHARGED: Energie der Teilchen, berechnet aus den Messdaten der Spurdetektoren
- E_ECAL: Energie, die im elektromagnetischen Kalorimeter deponiert wurde
- E_HCAL: Energie, die im hadronischen Kalorimeter deponiert wurde
- COS_THET: Polarwinkel des positiven Leptons bezüglich der Positronstrahlrichtung

Mit Beispielen der Auswertungssoftware *GROPE* wird kurz beschrieben, wie die vier Zerfallskanäle unterschieden werden können.

$Z^0 \rightarrow e^+ e^-$

Beim $Z^0 \rightarrow e^+ e^-$ -Zerfall werden zwei Spuren von Elektron und Positron in den Spurkammern detektiert. Die Spuren enden im elektromagnetischen Kalorimeter, in dem die gesamte Energie der beiden Teilchen deponiert wird ([Abbildung 4.1](#)). Die Energiedeposition im hadronischen Kalorimeter ist minimal. Durch Bhabha-Streuung treten viele Elektronen mit einem kleinen Ablenkwinkel Θ von der Strahlrichtung auf.

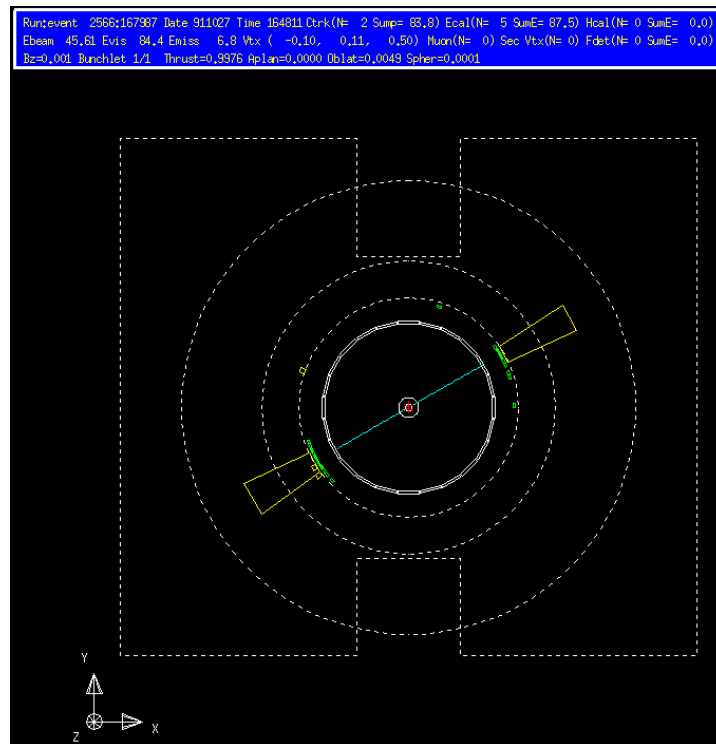


Abbildung 4.1: Signatur des Zerfalls $Z^0 \rightarrow e^+e^-$: Elektron und Positron erzeugen zwei Spuren in den Driftkammern (blau) und deponieren anschließend ihre gesamte Energie im elektromagnetischen Kalorimeter (gelb).

$$Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$$

Auch Myon und Antimyon erzeugen zwei Spuren in den Spurdetektoren, die Energie kann hier relativ genau bestimmt werden. In den beiden Kalorimetern verlieren die Teilchen nur wenige GeV. Sie werden schließlich in den Myonendetektoren registriert ([Abbildung 4.2](#)).

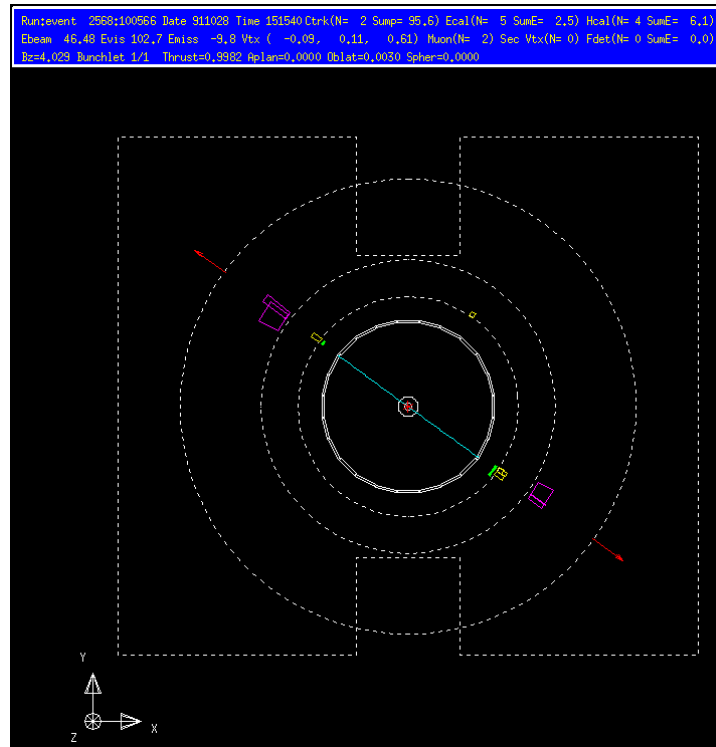


Abbildung 4.2: Signatur des Zerfalls $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$: Die beiden Teilchen werden im Spurdetektor erkannt (blau), deponieren wenig Energie in den beiden Kalorimetern (gelb und violett) und verursachen schließlich Ereignisse in den Myonendetektoren (rot).

$Z^0 \rightarrow \tau^+ \tau^-$

Da das τ -Lepton viele verschiedene Zerfallskanäle besitzt, ist seine Signatur komplexer. Meistens werden zwei Spuren detektiert, es kommen aber auch Ereignisse mit vier oder sechs Spuren vor. Sehr selten erfolgt die Detektion von drei oder fünf Spuren. Die von dem Spurdetektor bestimmten Energien variieren über einen großen Bereich. Ein größerer Teil der Energien wird im elektromagnetischen Kalorimeter abgegeben, wenig im Hadronischen ([Abbildung 4.3](#)).

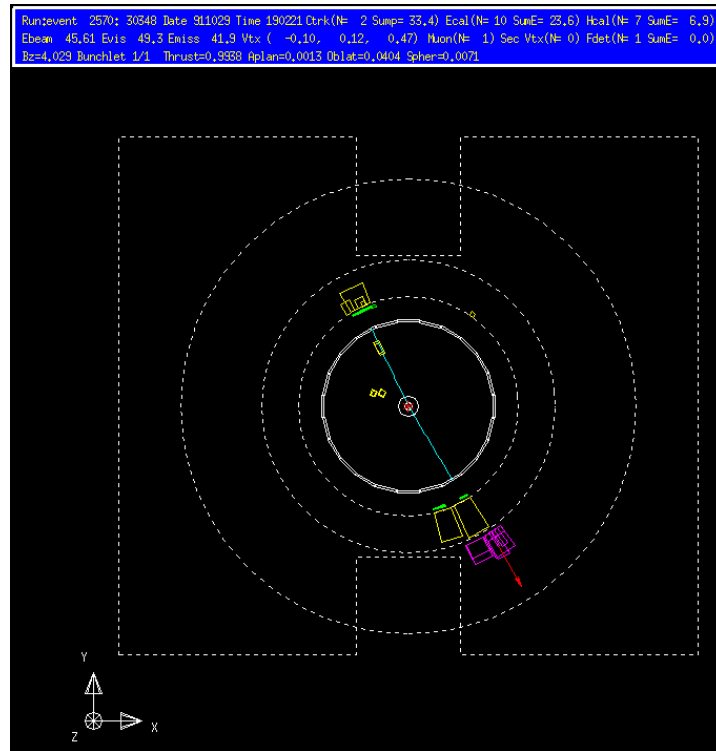


Abbildung 4.3: Signatur des Zerfalls $Z^0 \rightarrow \tau^+ \tau^-$: In den Spurdetektoren werden zwei (oder auch mehr) Spuren detektiert (blau), ein Teil der Energie wird im elektromagnetischen Kalorimeter abgegeben (gelb) und wenig im Hadronischen (violett).

$Z^0 \rightarrow q\bar{q}$

Hadronische Zerfälle besitzen eine charakteristische Signatur: Die Zahl der Spuren ist sehr hoch, sie beträgt bis zu 35. Die Energieabgabe erfolgt in beiden Kalorimetern ([Abbildung 4.4](#)).

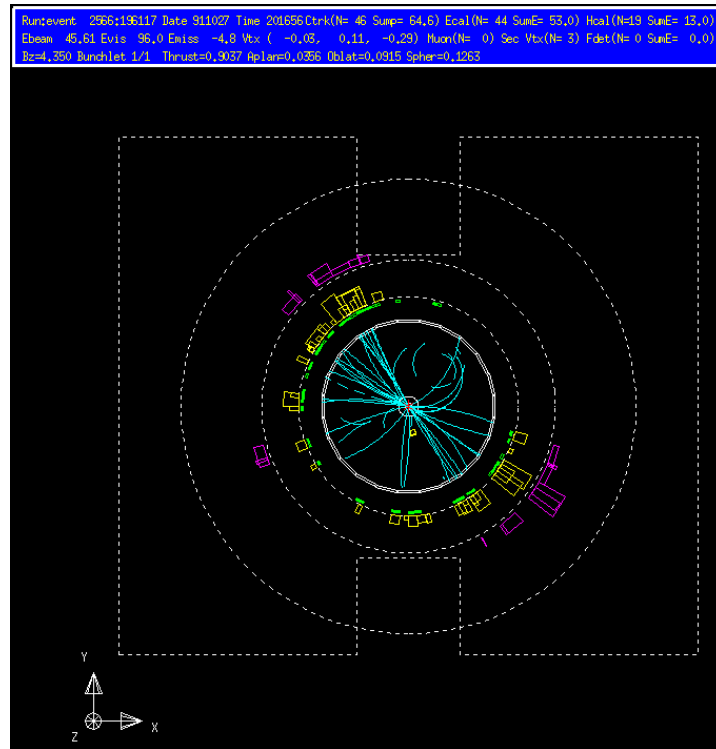


Abbildung 4.4: Signatur des Zerfalls $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$: Die Zahl der detektierten Spuren ist sehr hoch, Energieabgabe erfolgt in beiden Kalorimetern.

5. Auswertung

5.1. Erhaltene Daten

Für den Versuch stehen sowohl Daten der Detektorsimulationen als auch echte Messdaten zur Verfügung. Die Monte-Carlo-Simulationen wurden für die vier sichtbaren Zerfallskanäle bei einer einzigen Energie durchgeführt. Die Messdaten wurden bei 7 unterschiedlichen Schwerpunktsenergien aufgenommen. Die Luminosität des Beschleunigers bei den verschiedenen Energien ist bekannt ([Tabelle 5.1](#)). Auch die Strahlungskorrekturen, die sich aus den Feynman-Graphen höherer Ordnung ergeben ([Kapitel 2.3](#)), sind gegeben ([Tabelle 5.2](#)).

Tabelle 5.1: Zeitlich integrierte Luminosität mit statistischem, systematischem und totalem Fehler für verschiedene Schwerpunktsenergien.

\sqrt{s} / GeV	L / (1/nb)	s_L^{stat} / (1/nb)	s_L^{sys} / (1/nb)	s_L^{tot} / (1/nb)
88.48	676	4	5	6
89.47	544	3	4	5
90.23	420	3	3	4
91.23	3122	8	21	22
91.97	640	4	4	6
92.97	479	3	3	4
93.72	767	4	5	6

Tabelle 5.2: Strahlungskorrekturen für hadronische und leptonische Zerfälle bei verschiedenen Schwerpunktsenergien.

\sqrt{s} / GeV	$c_{\text{beam, } q\bar{q}}$ / nb	$c_{\text{beam, } l^+l^-}$ / nb
88.48	2.0	0.09
89.47	4.3	0.20
90.23	7.7	0.36
91.23	10.8	0.52
91.97	4.7	0.22
92.97	-0.2	-0.01
93.72	-1.6	-0.08

5.2. Bestimmung der Schnittkriterien

[Tabelle 5.3](#) zeigt die Schnitte, die auf die Messdaten angewendet wurden, um die vier sichtbaren Zerfallskanäle des Z^0 -Bosons zu trennen. An den simulierten Daten der Detektoren wird erläutert, warum die Schnitte so gewählt wurden.

Tabelle 5.3: Schnittkriterien, die mit den Monte-Carlo-Simulationen der Detektoren gefunden und auf die Messdaten angewendet wurden, um die sichtbaren Zerfallskanäle des Z⁰-Bosons voneinander zu trennen.

	NCHARGED	PCHARGED	E_ECAL	E_HCAL	COS_THET
$Z^0 \rightarrow e^+e^-$	≤ 5	—	≥ 75	—	≥ -0.9 und ≤ 0.9
$Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$	$= 2$	≥ 75	≤ 50	—	—
$Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$	≤ 6	≥ 5 und ≤ 50	≥ 4 und ≤ 70	—	—
$Z^0 \rightarrow q\bar{q}$	≥ 10	—	—	—	—

Schnitte auf NCHARGED

Die Spuranzahl ist ein charakteristischer Parameter für alle vier Zerfallskanäle. Daher wurde bei allen Kanälen ein Schnitt auf diesen Parameter durchgeführt.

$Z^0 \rightarrow e^+e^-$: Meistens werden zwei Spuren detektiert, es sind aber auch mehr oder weniger Spuren möglich. Wir schneiden auf *kleiner gleich 5*, um hadronische Ereignisse abzuschneiden.

$Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$: Der größte Teil dieser Ereignisse liefert zwei Spuren, daher verlangen wir hier *genau 2* Ereignisse, um $q\bar{q}$ - und viele e^+e^- - und $\tau^+\tau^-$ -Ereignisse abzuschneiden.

$Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$: Gegen $q\bar{q}$ wird mit *kleiner gleich 6* geschnitten.

$Z^0 \rightarrow q\bar{q}$: Gegen die drei leptonischen Zerfälle wird hier mit *größer gleich 10* geschnitten.

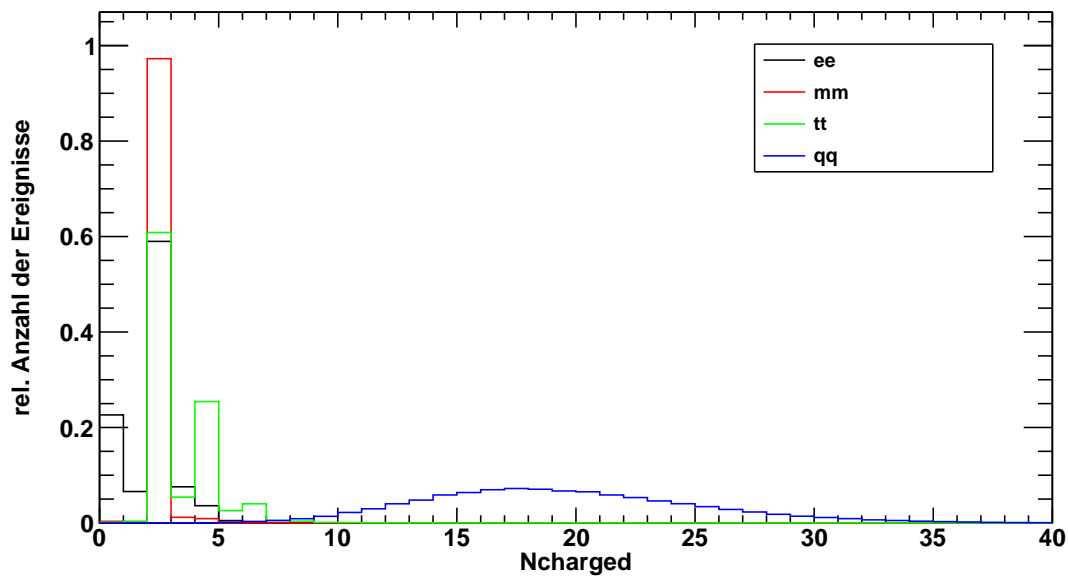


Abbildung 5.1: Monte-Carlo-Simulationen der vier Zerfallskanäle für die Anzahl der detektierten Spuren.

Schnitte auf PCHARGED

$Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$: Die Energie der Myonen ist im Spurdetektor gut messbar; wir schneiden gegen $q\bar{q}$, $\tau^+\tau^-$ und einige e^+e^- mit *größer 75*.

$Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$: Die Verteilung der Tauonen ist recht breit, trotzdem kann man mit *größer 5* gegen die Nulleinträge der e^+e^- und $\mu^+\mu^-$ und mit *kleiner 50* gegen $\mu^+\mu^-$ und einige $q\bar{q}$ schneiden.

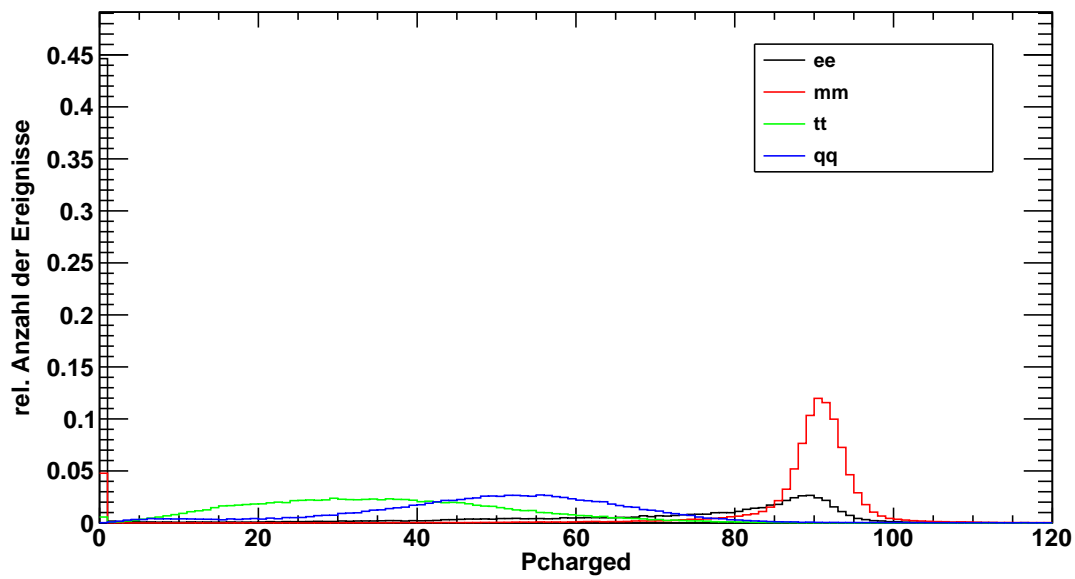


Abbildung 5.2: Monte-Carlo-Simulationen für die im Spurdetektor gemessene Energie.

Schnitte auf E_ECAL

$Z^0 \rightarrow e^+e^-$: Im el. Kalorimeter können e^+e^- -Ereignisse deutlich gegen die anderen Zerfälle abgegrenzt werden. Der Schnitt findet bei *größer 75* statt.

$Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$: Die Energie im el. Kalorimeter ist der einzige Parameter, mit dem $\mu^+\mu^-$ effektiv von e^+e^- getrennt werden können. Der Schnitt findet bei *kleiner 50* statt.

$Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$: Gegen $\mu^+\mu^-$ wird mit *größer 4* geschnitten, gegen Elektronen mit *kleiner 70*.

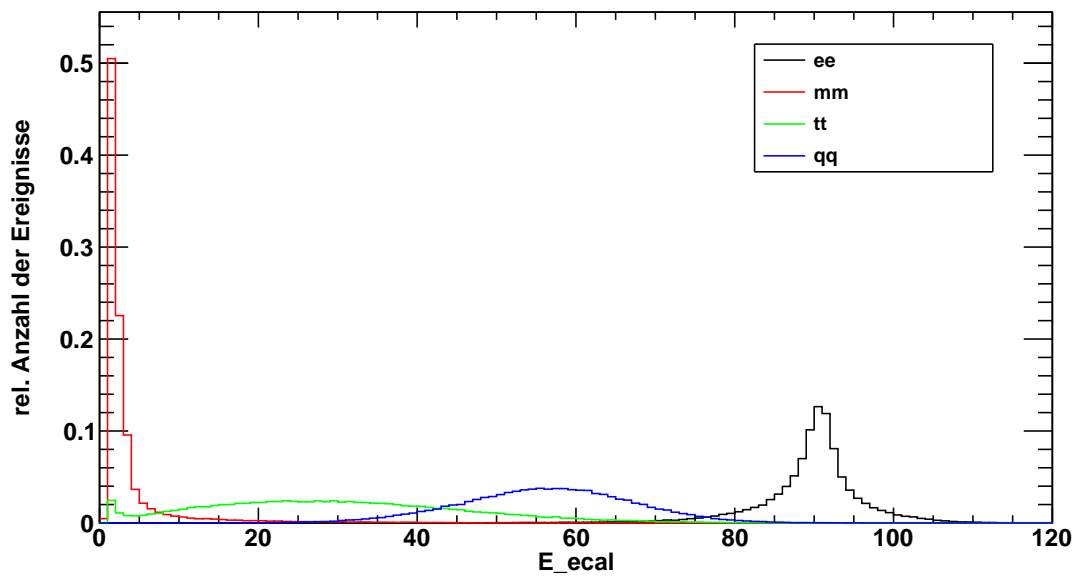


Abbildung 5.3: Monte-Carlo-Simulationen für die im elektromagnetischen Kalorimeter gemessene Energie.

Schnitte auf E_HCAL

Im hadronischen Kalorimeter sind die vier Energiespektren nicht deutlich voneinander abgrenzbar, daher werden hier keine Schnitte durchgeführt.

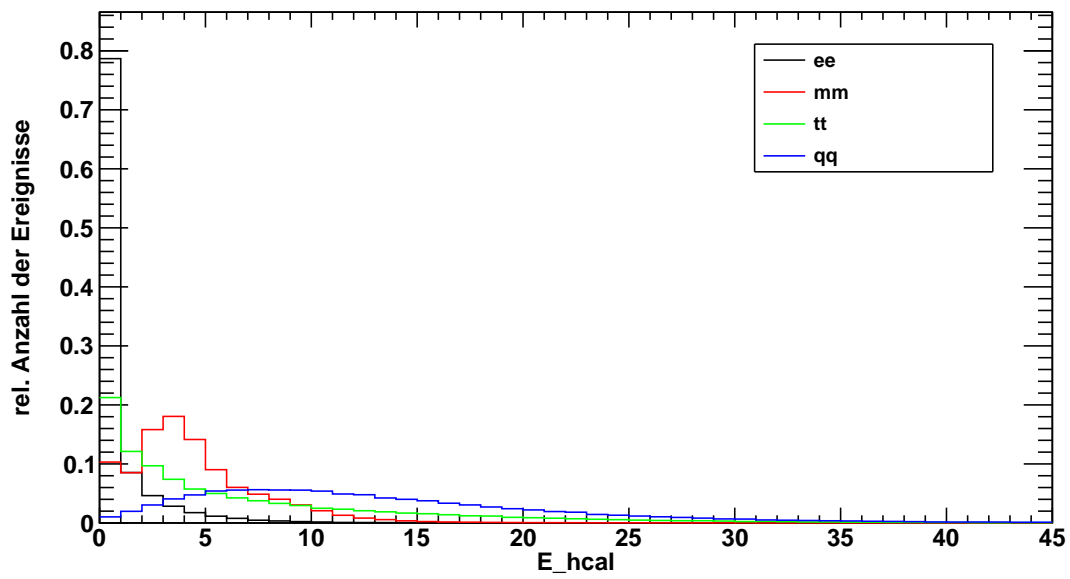


Abbildung 5.4: Monte-Carlo-Simulationen für die im hadronischen Kalorimeter gemessene Energie.

Schnitte auf \cos_{THET}

$Z^0 \rightarrow e^+e^-$: Um die e^+e^- -Ereignisse abzuschneiden, die durch Bhabha-Streuung entstehen, verlangen wir hier *größer* -0.9 und *kleiner* 0.9 .

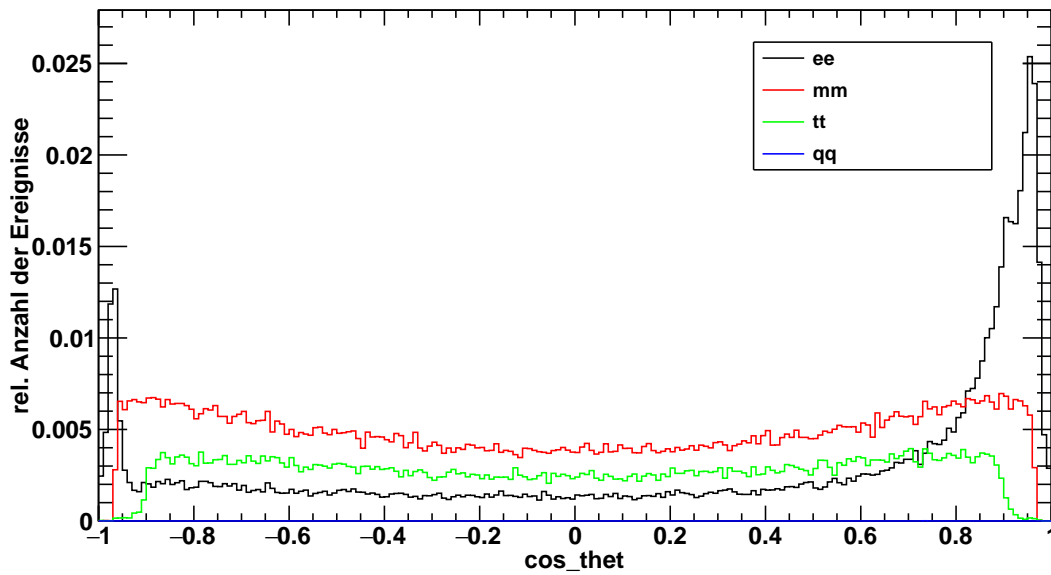


Abbildung 5.5: Monte-Carlo-Simulationen für die Polarwinkelverteilungen der positiven Leptonen.

Die Reinheiten η_i der Schnitte wurden mit folgender Formel bestimmt

$$\eta_i = 1 - \frac{\sum_{j \neq i} N_j \cdot \text{BR}_j}{\sum_{k=1}^4 N_k \cdot \text{BR}_k} \quad (5.1)$$

und sind in [Tabelle 5.4](#) aufgeführt. Die Anzahlen N_i der Ereignisse der verschiedenen Zerfallskanäle, die nach einem Schnitt noch da sind, müssen mit ihren Verzweigungsverhältnissen⁷ (aus [\[1\]](#)) gewichtet werden, da die Anzahl der Daten der Monte-Carlo-Simulationen ungefähr übereinstimmen.

Tabelle 5.4: Berechnete Reinheit η der Messdaten nach Anwendung der Schnitte aus [Tabelle 5.3](#).

Zerfallskanal	η / %
$Z^0 \rightarrow e^+e^-$	99.9922
$Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$	99.9871
$Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$	99.7672
$Z^0 \rightarrow q\bar{q}$	99.9936

⁷engl: *branching ratio*

5.3. Berechnung der Effizienzmatrix

Werden die oben bestimmten Schnitte auf die Monte-Carlo-Daten angewendet, kann man die Effizienz \mathbf{E} der Schnitte berechnen. Die Effizienzmatrix gibt an, welcher Anteil der verschiedenen Ereignisse nach einem Schnitt noch vorhanden ist. Sie ist definiert als

$$\mathbf{E}_{ij} = \frac{n_{ij}^{\text{cut}}}{n_i}, \quad i, j \in \{e^+e^-, \mu^+\mu^-, \tau^+\tau^-, q^+q^-\} . \quad (5.2)$$

Dabei bezeichnet n_{ij}^{cut} die Anzahl der Ereignisse von Typ i nach Schnitt von Typ j und n_i die gesamte Anzahl von Ereignissen der Monte-Carlo-Simulation von Typ i . Die Beziehung zwischen den Anzahlen von gemessenen Ereignissen \vec{M} ⁸ nach Schnitt und den echten Anzahlen \vec{T} ⁹ lautet durch die Definition der Effizienzmatrix \mathbf{E} :

$$\vec{M} = \mathbf{E}\vec{T} \quad (5.3)$$

Die Effizienzmatrix unserer Schnitte ist in [Tabelle 5.5](#) dargestellt.

Tabelle 5.5: Effizienzmatrix \mathbf{E} .

Schnitt\MC-Daten	e^+e^-	$\mu^+\mu^-$	$\tau^+\tau^-$	$q\bar{q}$
e^+e^-	0.388233	0.000011	0.001995	0.000010
$\mu^+\mu^-$	0.000160	0.890762	0.003585	0.000000
$\tau^+\tau^-$	0.001791	0.004259	0.747406	0.002354
$q\bar{q}$	0.000000	0.000000	0.001868	0.966965

Nun gilt es, den Fehler der einzelnen Einträge der Effizienzmatrix zu bestimmen. Hierzu wird die Definition der Effizienz ϵ leicht geändert:

$$\epsilon = \frac{p}{p + f} \quad (5.4)$$

Die Anzahl der Ereignisse, die nach Schnitt noch da sind, wird mit p ¹⁰ bezeichnet. Aus der totalen Anzahl n der Ereignisse lässt sich die Anzahl derjenigen Ereignisse f ¹¹ berechnen, die beim Schnitt wegfallen. Da p und f als poissonverteilt angenommen werden können (bei hinreichenden Größen von p und f), gilt für den Fehler der Effizienz mit Gauß'scher Fehlerfortpflanzung:

$$s_\epsilon = \sqrt{\frac{f \cdot p}{(f + p)^3}} . \quad (5.5)$$

⁸"measurement"

⁹"truth"

¹⁰"pass"

¹¹"fail"

Mit der Definition von ϵ und n kann man den Fehler zu der in der Literatur üblichen Form umformen:

$$s_\epsilon = \sqrt{\frac{\epsilon(1-\epsilon)}{n}} \quad (5.6)$$

Somit können nun die Fehler von den Einträge der Effizienzmatrix bestimmt werden (Tabelle 5.6).

Tabelle 5.6: Fehler der Effizienzmatrix.

Schnitt\MC-Daten	e ⁺ e ⁻	μ ⁺ μ ⁻	τ ⁺ τ ⁻	q \bar q
e ⁺ e ⁻	0.001591	0.000011	0.000159	0.000010
μ ⁺ μ ⁻	0.000041	0.001015	0.000212	0.000000
τ ⁺ τ ⁻	0.000138	0.000212	0.001544	0.000154
q \bar q	0.000000	0.000000	0.000153	0.000569

5.3.1. Berechnung der inversen Effizienzmatrix

Wenn die Schnitte auf die echten Daten angewendet werden, sind nur die gemessenen Anzahlen von Ereignissen bekannt (d.h. der \vec{M} -Vektor). Um auf die wahre Anzahl von Ereignissen rückzuschließen, kann an Gleichung 5.3 von links die inverse Effizienzmatrix multipliziert werden:

$$\vec{T} = \mathbf{E}^{-1} \vec{M} \quad (5.7)$$

Die Inverse von Tabelle 5.5 ist in Tabelle 5.7 abgebildet.

Tabelle 5.7: Inverse Effizienzmatrix \mathbf{E}^{-1} .

Schnitt\MC-Daten	e ⁺ e ⁻	μ ⁺ μ ⁻	τ ⁺ τ ⁻	q \bar q
e ⁺ e ⁻	2.575807	0.000002	-0.006874	-0.000010
μ ⁺ μ ⁻	-0.000438	1.122660	-0.005384	0.000013
τ ⁺ τ ⁻	-0.006170	-0.006398	1.338017	-0.003257
q \bar q	0.000012	0.000012	-0.002585	1.034170

Der Fehler auf die Inverse einer Matrix ist nicht so einfach auszurechnen. Es wird ein numerisches Simulationsverfahren, das *toy-experiment*, verwendet:

Hierzu werden N ¹² Effizienzmatrizen \mathbf{E}^k ($k = 1 \dots N$) erzeugt, deren Einträge leicht modifiziert werden. Für jeden Eintrag $(\mathbf{E})_{ij}$ wird eine Zufallszahl R_{ij}^k gewählt, die wie

¹²Für die Auswertung wurde $N = 100000$ gesetzt.

eine Gauß'sche Normalverteilung $\mathcal{N}(\mu, \sigma)$ mit Erwartungswert $\mu = 0$ und Standardabweichung $\sigma = 1$ verteilt ist ($R_{ij}^k \sim \mathcal{N}(0, 1)$). Der neue Eintrag $(\mathbf{E}^k)_{ij}$ wird nun folgendermaßen berechnet:

$$(\mathbf{E}^k)_{ij} = (\mathbf{E})_{ij} + R_{ij}^k \cdot s_{(\mathbf{E})_{ij}} \quad (5.8)$$

Die neuen Einträge sind also um die wahren Werte herum gaußverteilt. Nun wird die Inverse $(\mathbf{E}^k)^{-1}$ jeder Effizienzmatrix \mathbf{E}^k erzeugt und anschließend die Standardabweichung der einzelnen Einträge berechnet:

$$s_{(\mathbf{E}^{-1})_{ij}} = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{k=1}^N \left(((\mathbf{E}^k)^{-1})_{ij} - (\mathbf{E}^{-1})_{ij} \right)^2} \quad (5.9)$$

Die Standardabweichungen $s_{(\mathbf{E}^{-1})_{ij}}$ werden als Fehler auf die inverse Effizienzmatrix \mathbf{E}^{-1} verwendet (Tabelle 5.8).

Tabelle 5.8: Fehler der inversen Effizienzmatrix, berechnet mit einem *toy-experiment*.

Schnitt \ MC-Daten	e ⁺ e ⁻	μ ⁺ μ ⁻	τ ⁺ τ ⁻	q \bar{q}
e ⁺ e ⁻	0.0023825	0.0000159	0.0004139	0.0000336
μ ⁺ μ ⁻	0.0000607	0.0012753	0.0003189	0.0000012
τ ⁺ τ ⁻	0.0002418	0.0003180	0.0027662	0.0002141
q \bar{q}	0.0000007	0.0000012	0.0002127	0.0006094

5.4. s-t-Kanal Trennung

Wie in Kapitel 2.3 beschrieben, besitzt die Bhabha-Streuung ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-$) einen s-Kanal (Annihilation) und einen t-Kanal (Streuung). Da nur im s-Kanal ein reelles Z⁰-Boson entsteht, verfälschen die Ereignisse im t-Kanal die Anzahl der e⁺e⁻-Ereignisse. Um den s-Kanal vom t-Kanal zu trennen, werden die echten Daten nach den verschiedenen Schwerpunktsenergien \sqrt{s} aufgeteilt und der e⁺e⁻-Schnitt angewendet. Es wird die Winkelabhängigkeit der Daten überprüft, da die Anzahl der e⁺e⁻-Ereignisse je nach Kanal eine unterschiedliche (vgl. Gleichung 2.4) Abhängigkeit von $\cos \Theta$ besitzt. An die so erhaltenen Histogramme wird eine Kurvenanpassung mit

$$\begin{aligned} N(\cos \Theta) &= s \cdot N_s(\cos \Theta) + t \cdot N_t(\cos \Theta) \\ N_s(\cos \Theta) &:= (1 + \cos^2 \Theta) \\ N_t(\cos \Theta) &:= (1 - \cos \Theta)^{-2} \end{aligned} \quad (5.10)$$

im Bereich von $-0.9 \leq \cos \Theta \leq 0.9$ ¹³ durchgeführt. In Abbildung 5.6 sieht man das Histogramm und den Fit der Daten mit einer Energie von $\sqrt{s} = 91.23$ GeV. Die Graphen der anderen Schwerpunktsenergien befinden sich in Kapitel A.1.

¹³Dies entspricht dem e⁺e⁻-Schnitt.

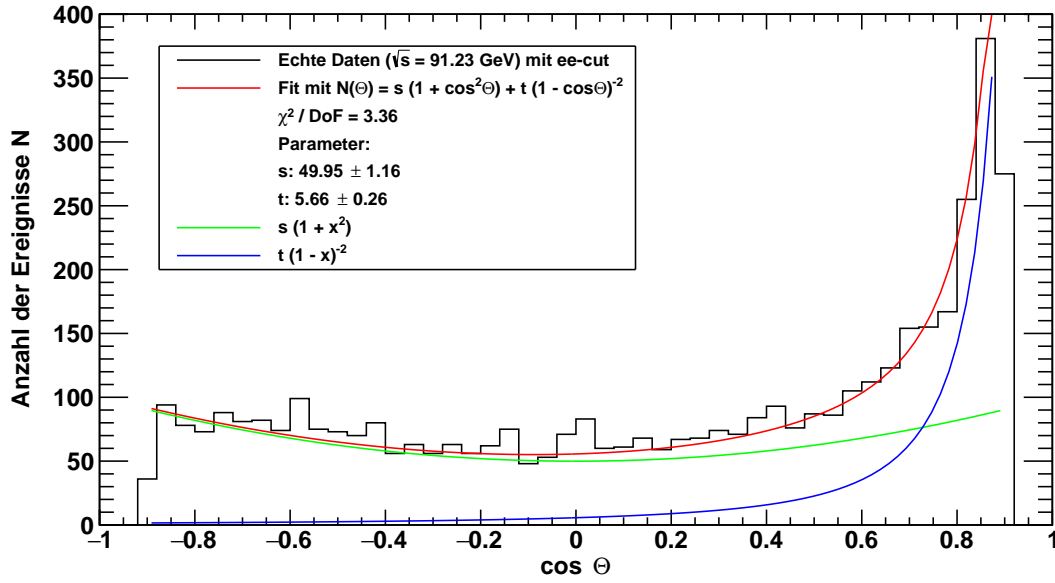


Abbildung 5.6: Winkelabhängigkeit der Ereignisse bei $\sqrt{s} = 91.23 \text{ GeV}$ und Fit zur Bestimmung des s- und t-Anteils.

Um die Anzahl N_s^{tot} und N_t^{tot} der s-Kanal- bzw. t-Kanal-Ereignisse zu erhalten, muss man $s \cdot N_s(\cos \Theta)$ und $t \cdot N_t(\cos \Theta)$ einzeln integrieren. Dabei werden für die Parameter s und t die gefitteten Werte benutzt. Die Fehlerfortpflanzung ist trivial, da die Integrale nicht von s bzw. t abhängen.

$$\begin{aligned}
 N_s^{\text{tot}} &= s \cdot \int_{-0.9}^{0.9} (1 + \cos^2 \Theta) d(\cos \Theta) \\
 N_t^{\text{tot}} &= t \cdot \int_{-0.9}^{0.9} (1 - \cos \Theta)^{-2} d(\cos \Theta)
 \end{aligned} \tag{5.11}$$

Nun kann der s-t-Korrekturterm c_{st} bestimmt werden:

$$c_{\text{st}} = \frac{N_s^{\text{tot}}}{N_s^{\text{tot}} + N_t^{\text{tot}}}, \quad s_{c_{\text{st}}} = c_{\text{st}} \cdot \sqrt{\left(\frac{s N_s^{\text{tot}}}{N_s^{\text{tot}}}\right)^2 + \frac{s_{N_s^{\text{tot}}}^2 + s_{N_t^{\text{tot}}}^2}{(N_s^{\text{tot}} + N_t^{\text{tot}})^2}} \tag{5.12}$$

Wird c_{st} mit einer gemessenen Anzahl von e^+e^- -Ereignissen multipliziert, erhält man die Anzahl der s-Kanal-Ereignisse. Die Korrekturwerte für die verschiedenen Schwerpunktsenergien sind in [Tabelle 5.9](#) aufgelistet.

Tabelle 5.9: Korrekturfaktoren c_{st} der s-t-Kanal Trennung für verschiedene Schwerpunktsenergien.

\sqrt{s} / GeV	c_{st}	$s_{c_{\text{st}}}$
88.48	0.15	0.03
89.47	0.38	0.05
90.23	0.51	0.05
91.23	0.68	0.02
91.97	0.74	0.06
92.97	0.49	0.07
93.72	0.44	0.06

5.5. Berechnung der Wirkungsquerschnitte

Nun können die Wirkungsquerschnitte der verschiedenen Prozesse ausgerechnet werden. Hierzu werden die echten Daten nach den verschiedenen Schwerpunktsenergien aufgeteilt und die Schnitte angewendet. Die Anzahl der Ereignisse, die nach den Schnitten noch übrig sind, werden im \vec{M} -Vektor gespeichert. Durch linksseitige Multiplikation mit der inversen Effizienzmatrix \mathbf{E}^{-1} wird der \vec{T} -Vektor berechnet.

$$T_i = \left(\mathbf{E}^{-1} \vec{M} \right)_i = \sum_j (\mathbf{E}^{-1})_{ij} \cdot M_j \quad (5.13)$$

Da die Einträge M_i des \vec{M} -Vektors Ergebnisse eines Zähl-Experiment sind, sind sie poissonverteilt:

$$s_{M_i} = \sqrt{M_i} \quad (5.14)$$

Es folgt für den Fehler auf T_i :

$$s_{T_i} = \sqrt{\sum_j ((\mathbf{E}^{-1})_{ij} \cdot M_j)^2 \cdot \left(\left(\frac{s_{(\mathbf{E}^{-1})_{ij}}}{(\mathbf{E}^{-1})_{ij}} \right)^2 + \left(\frac{\sqrt{M_j}}{M_j} \right)^2 \right)} \quad (5.15)$$

Für Anzahl der e^+e^- -Ereignisse muss noch die s-t-Korrektur durchgeführt werden:

$$T'_{e^+e^-} = c_{\text{st}} \cdot T_{e^+e^-}, \quad s_{T'_{e^+e^-}} = T_{e^+e^-} \cdot \sqrt{\left(\frac{s_{T_{e^+e^-}}}{T_{e^+e^-}} \right)^2 + \left(\frac{s_{c_{\text{st}}}}{c_{\text{st}}} \right)^2} \quad (5.16)$$

Die Wirkungsquerschnitte lassen sich nun mit

$$\sigma_i = \frac{T_i}{L} + c_{\text{beam},i}, \quad s_{\sigma_i} = \frac{T_i}{L} \cdot \sqrt{\left(\frac{s_{T_i}}{T_i} \right)^2 + \left(\frac{s_L^{\text{stat}}}{L} \right)^2} \quad (5.17)$$

ausrechnen. Dabei ist L die über die Messzeit integrierte Luminosität aus [Tabelle 5.1](#) und $c_{\text{beam},i}$ die Strahlungskorrektur aus [Tabelle 5.2](#).

5.6. Auswertung der Wirkungsquerschnitte

Die Wirkungsquerschnitte der verschiedenen Zerfallskanäle werden nun gegen die Schwerpunktsenergie \sqrt{s} aufgetragen und mit einer relativistischen Breit-Wigner Funktion (Gleichung 2.3) gefittet (Abbildung 5.7 bis Abbildung 5.10).

$$\sigma_i(s) = \frac{12\pi}{M_Z^2} \cdot \frac{s\Gamma_j\Gamma_i}{(s - M_Z^2)^2 + s^2\Gamma_Z^2/M_Z^2} \quad (5.18)$$

Die freien Parameter sind die Masse M_Z des Z⁰-Bosons, die totale Breite Γ_Z und die Partialbreiten Γ_i und Γ_j . Eigentlich sollte Γ_j immer die elektronische Breite Γ_e sein, jedoch kann dies nicht mehr gefittet werden, da die beiden partiellen Zerfallsbreiten beide freie Parameter sind, die direkt miteinander multipliziert werden. Für die Wirkungsquerschnitte der leptonischen Zerfallskanäle wird deshalb Leptonenuniversalität angenommen und der Faktor $\Gamma_j\Gamma_i$ vereinfacht sich zu Γ_i^2 .

Für den hadronischen Wirkungsquerschnitt ist die Situation ein bisschen anders, da hier keine Leptonenuniversalität angenommen werden kann. Da der gefittete Wert von Γ_e nicht gut mit dem Literaturwert übereinstimmt (ausführliche Diskussion in Kapitel 5.6.3), wird Γ_i auf den gefitteten Wert von Γ_μ fixiert.

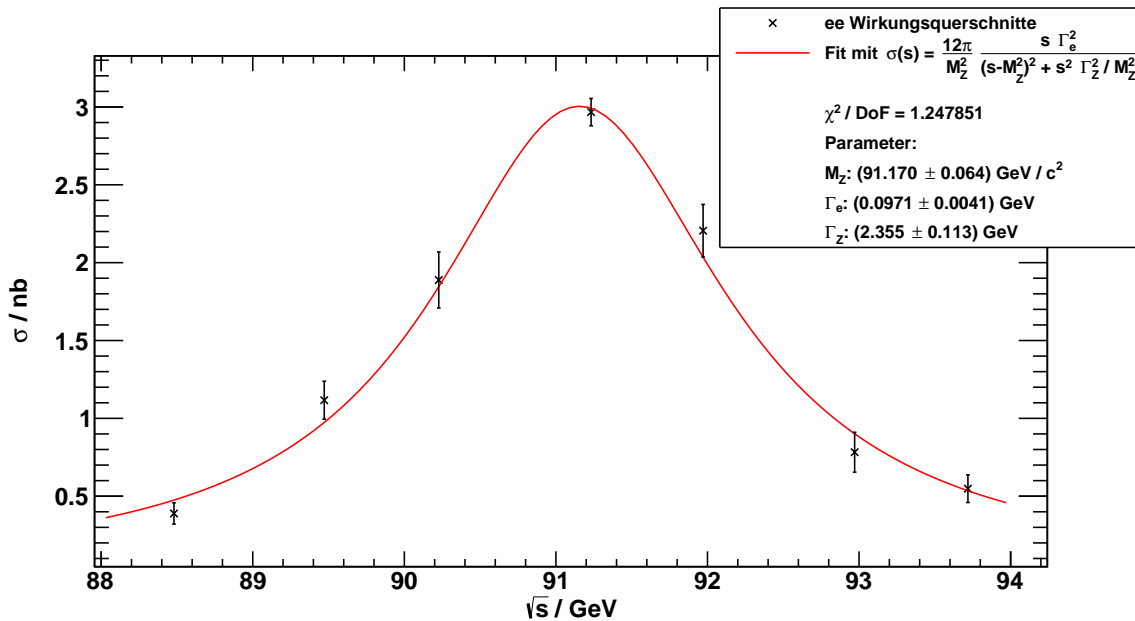
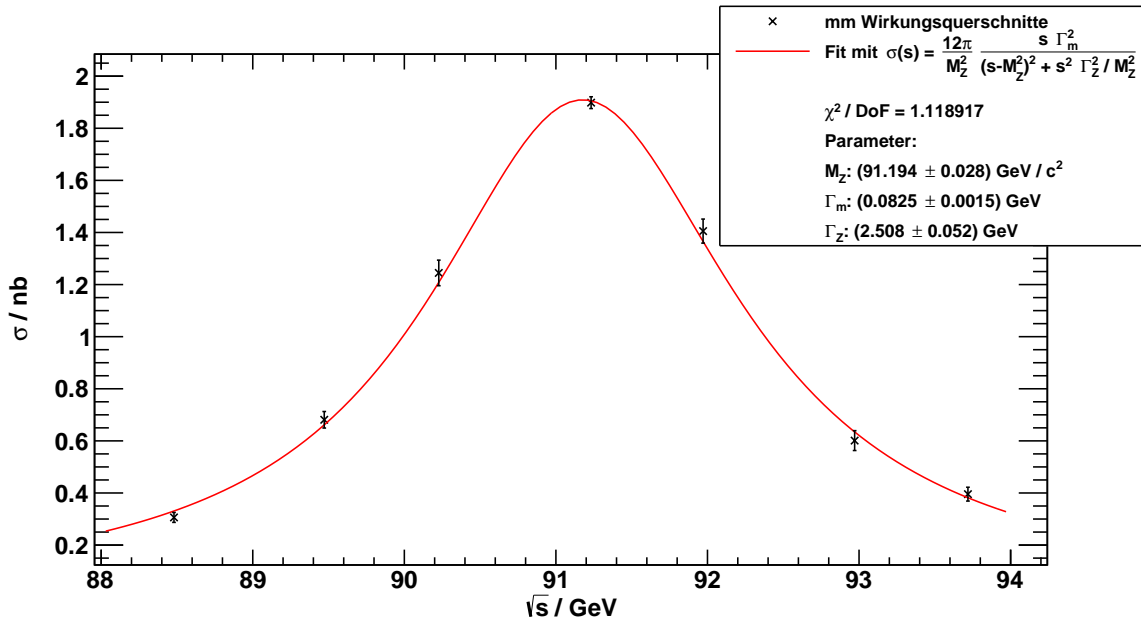
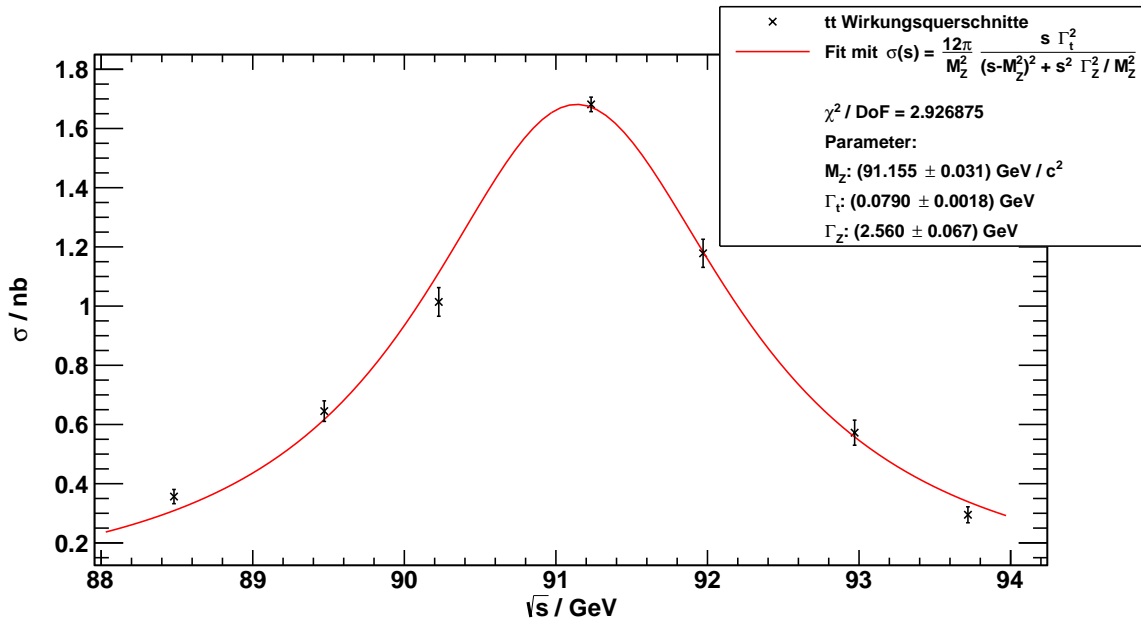
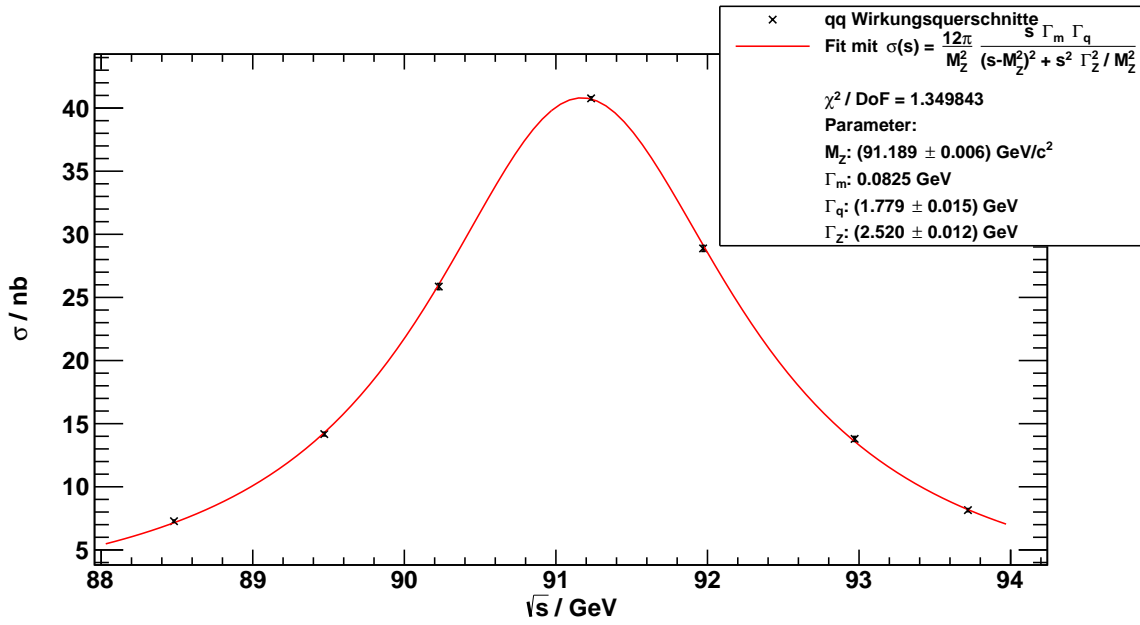


Abbildung 5.7: Wirkungsquerschnitt für $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$.

Abbildung 5.8: Wirkungsquerschnitt für $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$.Abbildung 5.9: Wirkungsquerschnitt für $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$.

Abbildung 5.10: Wirkungsquerschnitt für $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$.

5.6.1. Z⁰-Masse

Die durch die verschiedenen Zerfallskanäle bestimmten Massen des Z⁰-Bosons und ihr gewichteter Mittelwert sind in [Tabelle 5.10](#) aufgelistet. Alle Ergebnisse stimmen innerhalb ihrer Fehlergrenzen mit dem Literaturwert [1] überein.

$$M_Z^{\text{Lit.}} = (91.1876 \pm 0.0021) \text{ GeV} \quad (5.19)$$

Tabelle 5.10: Durch Fits bestimmte Masse des Z⁰-Bosons und gewichtetes Mittel.

Zerfallskanal	M_Z / GeV	s_{M_Z} / GeV
e^+e^-	91.170	0.064
$\mu^+\mu^-$	91.194	0.028
$\tau^+\tau^-$	91.155	0.031
$q\bar{q}$	91.189	0.006
gew. Mittel	91.188	0.006

5.6.2. Totale Zerfallsbreite

In [Tabelle 5.11](#) befinden sich die Fitergebnisse für die totale Zerfallsbreite Γ_Z und der gewichtete Mittelwert. Die Übereinstimmungen mit dem Literaturwert

$$\Gamma_Z^{\text{Lit.}} = (2.4952 \pm 0.0023) \text{ GeV} \quad (5.20)$$

sind im 1- σ - und im 2- σ -Intervall.

Tabelle 5.11: Durch Fits bestimmte totale Zerfallsbreite des Z⁰-Bosons und gewichtetes Mittel.

Zerfallskanal	Γ_Z / GeV	s_{Γ_Z} / GeV
e^+e^-	2.355	0.113
$\mu^+\mu^-$	2.508	0.052
$\tau^+\tau^-$	2.560	0.067
$q\bar{q}$	2.520	0.012
gew. Mittel	2.518	0.012

5.6.3. Partielle Zerfallsbreiten

Die Ergebnisse für die partiellen Zerfallsbreiten des Z⁰-Bosons befinden sich in [Tabelle 5.12](#).

Der Literaturwert für den elektronischen Zerfall liegt etwas mehr als 3 Standardabweichungen vom Ergebnis entfernt. Die Ursache dafür könnte eine ungenaue s-t-Kanal-Trennung sein: Wenn der Beitrag des t-Kanals bei der Trennung unterschätzt wird, also nicht alle Teilchen der Bhabha-Streuung aus den Messdaten entfernt werden, erhält man einen größeren Wirkungsquerschnitt des Prozesses und damit eine hohe Partialbreite. Die myonische Partialbreite stimmt innerhalb ihrer Standardabweichung mit dem Literaturwert überein.

Das Ergebnis für die Tauonen schließt den Literaturwert innerhalb des 3- σ -Intervalls ein. Der Grund für die große Abweichung könnte die komplexe Signatur der τ -Ereignisse sein, die die Wahl der Schnittparameter und die Identifikation der Ereignisse in den Messergebnissen schwierig macht.

Das Ergebnis für die hadronische Partialbreite liegt fast drei Standardabweichungen über dem Literaturwert. Grund dafür ist der zu niedrige Wert der myonischen Partialbreite, der beim Fit verwendet wurde.

Aus den oben genannten Gründen kann die Leptonenuniversalität nur innerhalb des 4- σ -Intervalls bestätigt werden.

Tabelle 5.12: Durch Fits bestimmte partielle Zerfallsbreiten des Z⁰-Bosons und Literaturwerte [1].

Zerfallskanal i	Γ_i / MeV	s_{Γ_i} / MeV	$\Gamma_i^{\text{Lit.}}$ / MeV
e^+e^-	97.1	4.1	83.91 ± 0.12
$\mu^+\mu^-$	82.5	1.5	83.99 ± 0.18
$\tau^+\tau^-$	79.0	1.8	84.04 ± 0.22
$q\bar{q}$	1779.3	15.3	1744.4 ± 2.0

5.6.4. Anzahl leichter Neutrinogenerationen

Die unsichtbare Zerfallsbreite $\Gamma_{\text{inv.}}$ ist die Differenz von gemittelter Gesamtbreite und den Partialbreiten:

$$\Gamma_{\text{inv.}} = \overline{\Gamma_Z} - \Gamma_q - \Gamma_e - \Gamma_\mu - \Gamma_\tau = (480 \pm 20) \text{ GeV} \quad (5.21)$$

Mit der oben berechneten theoretischen Zerfallsbreite für den Zerfall in Neutrino und Antineutrino

$$\Gamma_\nu = 165.841 \text{ MeV} \quad (5.22)$$

erhält man für die Anzahl leichter Neutrinogenerationen (unter der Annahme, dass die gesamte unsichtbare Zerfallsbreite durch Neutrinos verursacht wird)

$$n = \frac{\Gamma_{\text{inv.}}}{\Gamma_\nu} = 2.89 \pm 0.12 . \quad (5.23)$$

Dieses Ergebnis passt in das Standardmodell mit seinen drei Neutrinogenerationen.

5.7. Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie

Um die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie der myonischen Endzustände zu bestimmen, erfolgt ein Fit an die Messdaten, die mit den Parametern für Myonen geschnitten wurden. Die Fitfunktion lautet dabei

$$N(\cos(\Theta)) = F_1 (1 + \cos^2(\Theta)) + 2F_2 \cos(\Theta) \quad (5.24)$$

Da der erste Teil der Fitfunktion symmetrisch zur y-Achse ist, ist die Information über die Asymmetrie im Fitparameter F_2 enthalten. Der Fit liefert ein Ergebnis von

$$F_2 = -0.9 \pm 0.9 . \quad (5.25)$$

Die Daten enthalten also keine signifikante Asymmetrie. Für eine Aussage wären hier mehr Messpunkte notwendig, um den Fehler auf die Fitparameter zu reduzieren und die feine Asymmetrie abzubilden.

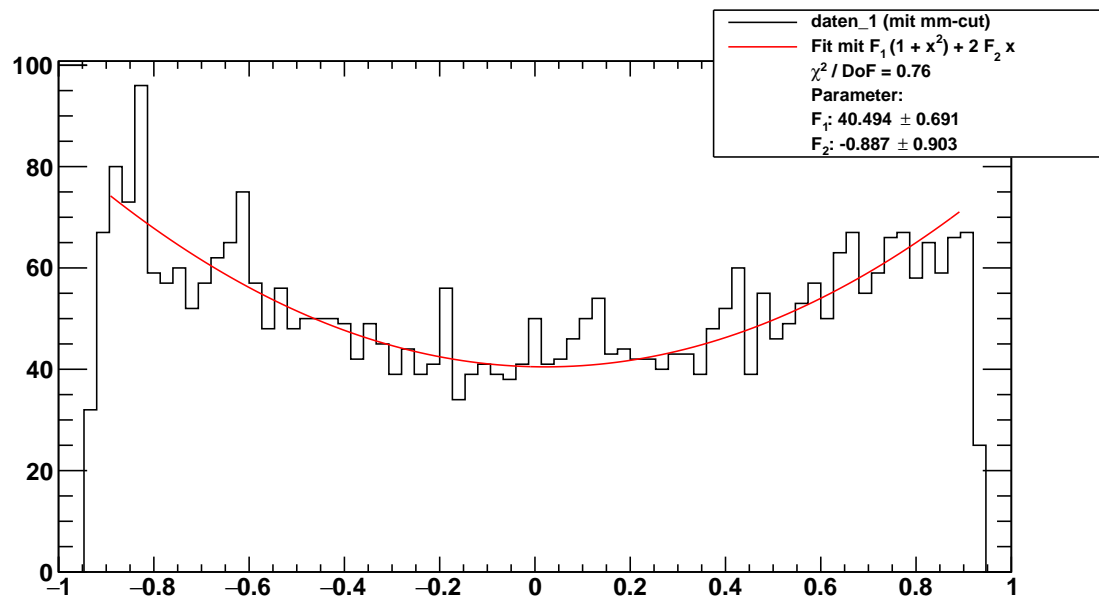


Abbildung 5.11: Polarwinkelverteilung der Myonen und Fit zur Bestimmung der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie.

6. Literatur

- [1] C. Caso and A. Gurtu. The Z Boson. *Phys. Rev. D, Particles and Fields*, 66:295, 2002.
- [2] Universität Freiburg. *Versuchsanleitung, Fortgeschrittenenpraktikum Teil II: Analyse von Z⁰-Zerfällen*. 9. Februar 1995.
- [3] Universität München. *Versuchsanleitung, Fortgeschrittenenpraktikum: Analyse von Z⁰-Zerfällen*. 14. Oktober 2010.

A. Graphen

A.1. s-t-Kanal Trennung

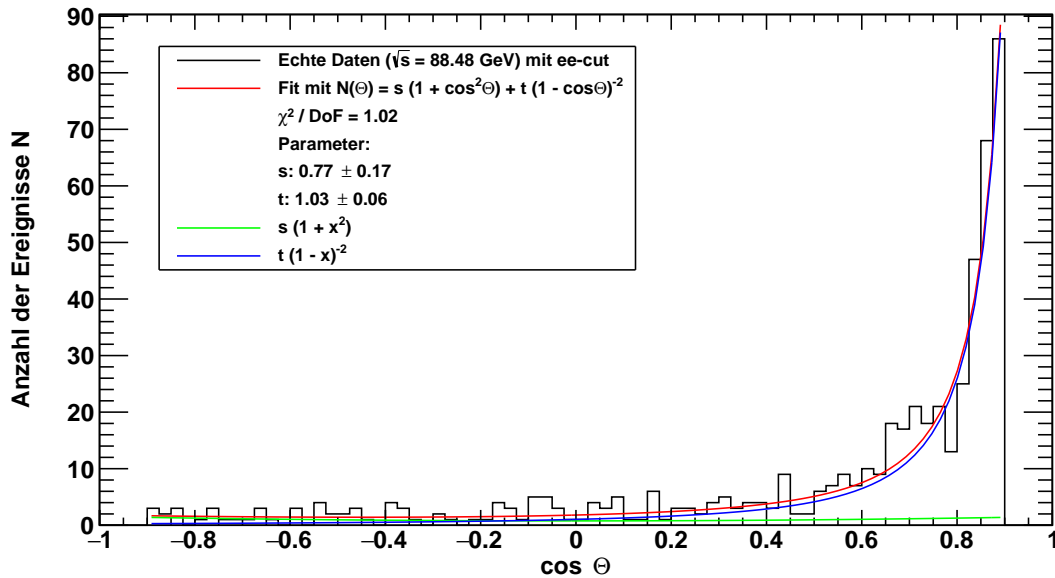


Abbildung A.1: Winkelabhängigkeit der Ereignisse bei $\sqrt{s} = 88.48 \text{ GeV}$ und Fit zur Bestimmung des s- und t-Anteils.

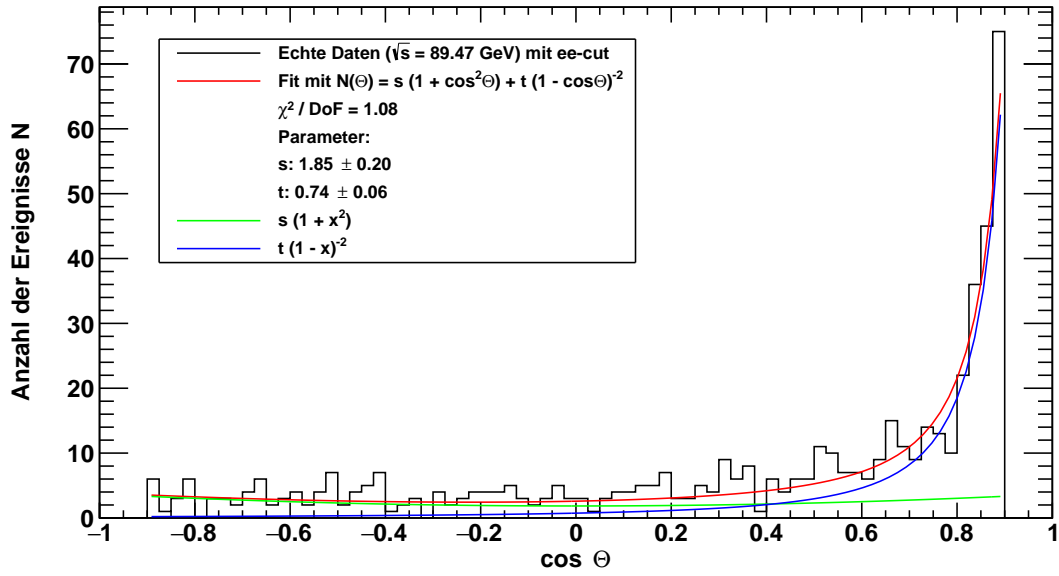


Abbildung A.2: Winkelabhängigkeit der Ereignisse bei $\sqrt{s} = 89.47$ GeV und Fit zur Bestimmung des s- und t-Anteils.

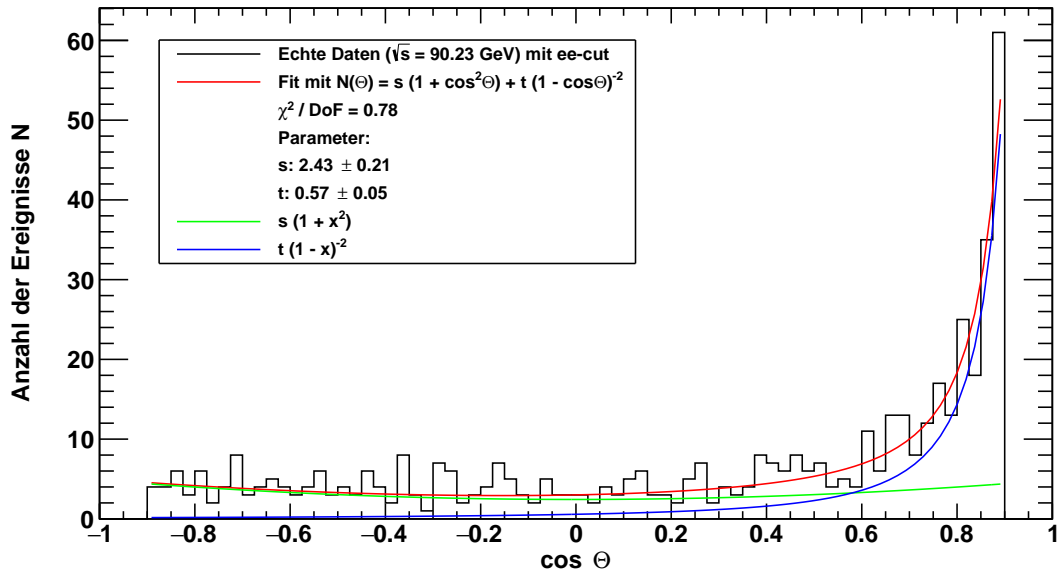


Abbildung A.3: Winkelabhängigkeit der Ereignisse bei $\sqrt{s} = 90.23$ GeV und Fit zur Bestimmung des s- und t-Anteils.

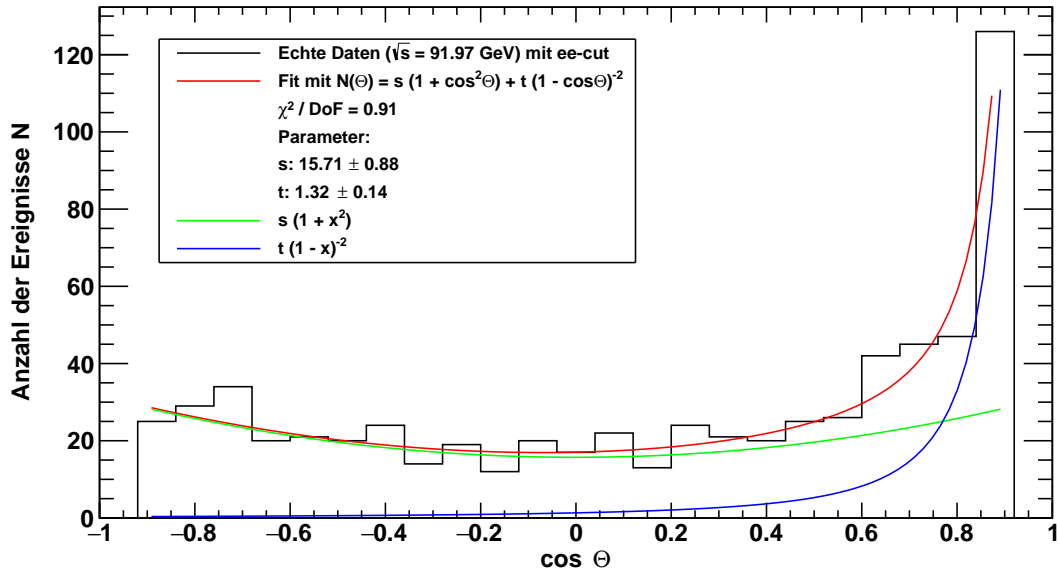


Abbildung A.4: Winkelabhängigkeit der Ereignisse bei $\sqrt{s} = 91.97$ GeV und Fit zur Bestimmung des s- und t-Anteils.

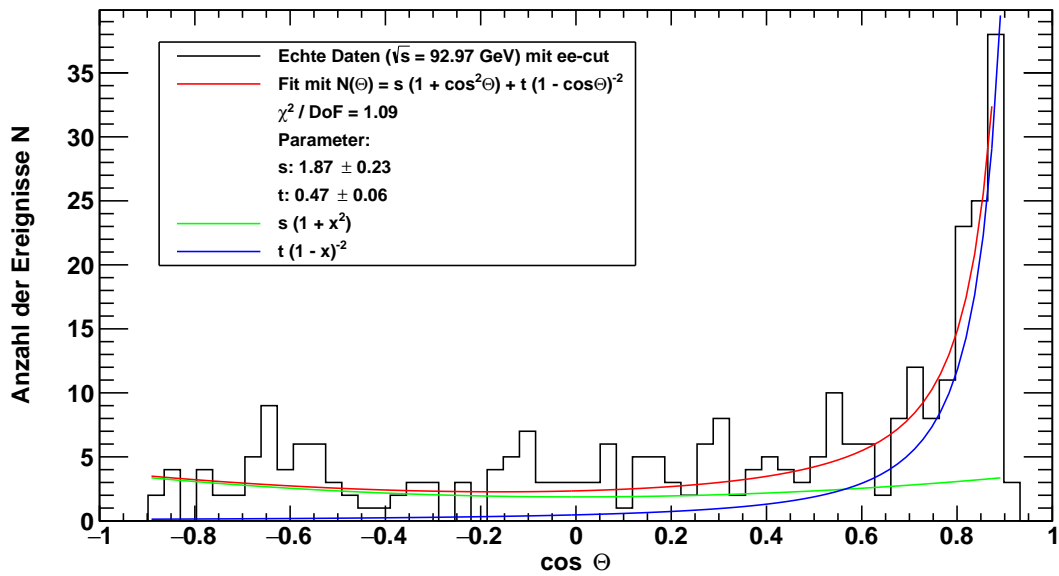


Abbildung A.5: Winkelabhängigkeit der Ereignisse bei $\sqrt{s} = 92.97$ GeV und Fit zur Bestimmung des s- und t-Anteils.

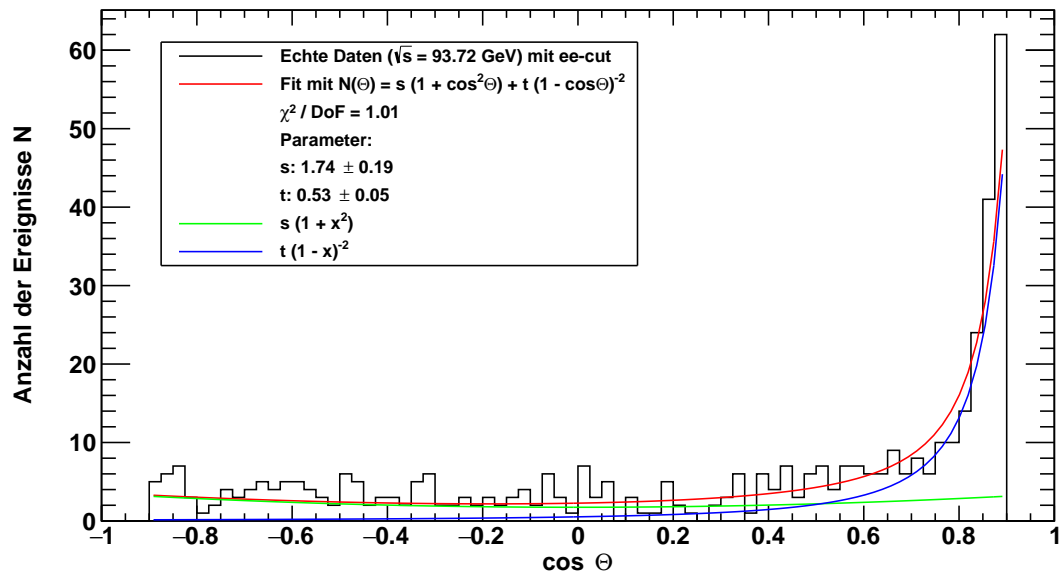


Abbildung A.6: Winkelabhängigkeit der Ereignisse bei $\sqrt{s} = 93.72$ GeV und Fit zur Bestimmung des s- und t-Anteils.