FACHBEREICH PHYSIK
BERGISCHE UNIVERSITÄT
GESAMTHOCHSCHULE WUPPERTAL

Messung der Z^0–Parameter aus hadronischen Endzuständen

Diplomarbeit vorgelegt von

Frank Glege

WU D 97 – 04
Januar 1997

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Europäisches Forschungszentrum CERN in Genf

Als Demokrit aus Abdera (ca. 460–370 v.Chr.), einer der letzten großen Naturphilosophen, die Theorie beschrieb, daß alles aus Atomen bestehe, wußte er sicherlich nicht, wieviel Energie die Wissenschaftler der folgenden Zeit auf die Erforschung dieser Theorie verwenden würden. In bezug auf die Elementarteilchenphysik scheint sie jedoch auch heute noch wie ein Wegweiser, der das Streben der Physiker beschreibt, sowohl die kleinsten Teilchen der Materie zu finden als auch den Ursprung des heutigen Seins zu ergründen, der unmittelbar damit verknüpft ist. Hätte er damals schon eine Idee von Raum und Zeit gehabt, so hätte er vielleicht auch schon eine Art Urknalltheorie entwickelt und nicht nur den Grundgedanken der Naturphilosphen über die Ewigkeit und die Unveränderlickeit übernommen. Er wußte wahrscheinlich nicht, wie ewig Ewigkeit ist, und somit haben wir heute etwas grundlegend Neues erarbeitet.
Die Physiker der heutigen Zeit sind in Dimensionen vorgedrungen, die ständig an die Grenzen der Physik und des technisch Machbaren stoßen. Mit dem LEP[1]–Speicherring am CERN[2] in Genf wurden bis 1995 $e^+e^- \rightarrow Z^0$ Zerfälle untersucht. Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Berechnung der Parameter, die dieses grundlegende Wechselwirkungsteilchen beschreiben (Masse, Lebensdauer und Wahrscheinlichkeit des Entstehens), aus den 1995er Meßdaten des DELPHI[3]–Detektors. In diesem Jahr wurde sowohl auf der Z–Resonanz als auch 2GeV darüber und darunter, auf deren Flanken gemessen. Diese sog. offpeak–Messungen sind für die genaue Bestimmung der Masse und der Halbwertsbreite notwendig, da nur die Flanken genügend sensitiv gegenüber Energieverschiebungen sind. Zusammen mit den Daten aus den Vorjahren soll damit die Genauigkeit der Z^0–Parameter weiter erhöht werden.

[1]Large Electron Positron collider
[2]Conseil Europeén pour la Recherche Nucléair
[3]DEtector with Lepton, Photon and Hadron Identification

Kapitel 2

Das Standardmodell

Das „Standardmodell“ der Elementarteilchenphysik beschreibt die fundamentalen Teilchen und deren Wechselwirkungen. Die Teilchenklassen und ihre Interaktionen sollen im Folgenden beschrieben werden.

2.1 Die Teilchenklassen

Man unterscheidet Leptonen und die hadronbildenden Quarks, die jeweils in drei Familien aufgeteilt werden. Die folgende Tabelle zeigt dieses:

Fermionen				Q	I	I_3	Υ
Leptonen	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L$	0 -1	$1/2$	$1/2$ $-1/2$	$-1/2$
	e_R	μ_R	τ_R	-1	0	0	-1
Quarks	$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L$	$2/3$ $-1/3$	$1/2$	$1/2$ $-1/2$	$1/6$
	u_R d_R	c_R s_R	t_R b_R	$2/3$ $-1/3$	0 0	0 0	$2/3$ $-1/3$

Die Existenz aller Teilchen ist bereits bestätigt und deren Eigenschaften sind mehr oder weniger genau bestimmt. Lediglich bei den Neutrinos besteht noch die grundlegende Frage, ob sie masselos sind. Aufgrund der Raten der Sonnenneutrinos muß das im Moment bezweifelt werden und ist daher Gegenstand der aktuellen Forschung und geplanter Versuche.

2.2 Die fundamentalen Kräfte

Zwischen allen Teilchen wirken die Gravitation und die schwache Wechselwirkung, während die elektromagnetische Wechselwirkung nur zwischen den geladenen Teilchen und die starke nur zwischen den Quarks wirkt. Die elektromagnetische und die schwache Wechselwirkung sind nach der Theorie von Glashow[1], Salam[2] und Weinberg[3] (GWS) zu der elektroschwachen zusammengefaßt worden. In diesem Sinne strebt man heute eine große Vereinheitlichungstheorie an, in der bei hohen Energien alle Wechselwirkungen verschmelzen. Das supersymmetrische Modell und die „grand unified theory“ sind solche Theorien, welche allerdings nicht die Gravitation beinhalten.

2.2.1 Die Gravitation

Da die Gravitationskraft zu schwach ist, wirkt sie sich in der Hochenergieteilchenphysik nicht aus.

2.2.2 Die elektroschwache Wechselwirkung

Die dieser Theorie zugrunde liegende SU(2)×U(1) Symmetrie ist nach GWS gebrochen. Die zunächst masselosen, neutralen Zustände W^3 aus dem schwachen Isotriplet des Vektor Bosons W mit der Kopplungskonstanten g und das Isosinglett des Vektor Bosons B mit der Kopplungskonstanten g' mischen zu dem masselosen Photon und dem neutralen, massiven Z^0. Ferner entstehen noch zwei massive geladene $W^{\pm}$:

$$\begin{aligned} A_\mu &= \sin\Theta_W W_\mu^3 + \cos\Theta_W B_\mu \\ Z_\mu &= \cos\Theta_W W_\mu^3 - \sin\Theta_W B_\mu \\ W_\mu^{\pm} &= (W_\mu^1 \mp i W_\mu^2)/\sqrt{2} \qquad . \end{aligned}$$

Das Prinzip der spontanen Symmetriebrechung erlaubt es, die Bosonen Z^0 und $W^{\pm}$ mit Masse zu versehen, verlangt aber die Existenz eines Higgs–Bosons, welches zur Zeit noch nicht experimentell gefunden wurde. Die Masse des Higgs liegt nach aktuellsten Forschungen zwischen 65GeV und 550GeV.

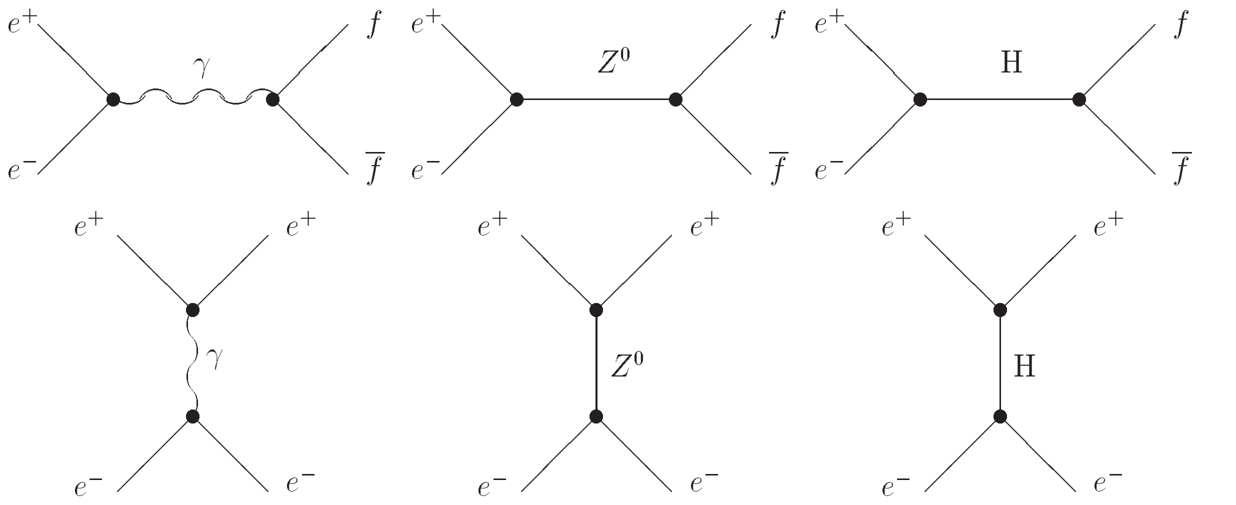
2.2.3 Die starke Wechselwirkung

Die starke Wechselwirkung wird durch Gluonen vermittelt und koppelt an die Farbladung der Quarks. Jedes Quark kann eine von drei möglichen Farbladungen tragen. Anders als bei anderen Quantenfeldtheorien trägt allerdings das vermittelnde Gluon auch Farbladung und kann daher auch mit Gluonen wechselwirken. Die Forderung nach lokaler Invarianz der Farbsymmetrie SU(3) bedingt hier die Existenz eines Gluon–Oktetts.
Die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung ist α_s. Diese ist für kleine Abstände, also hohe Energien, sehr klein, wächst dann aber für große Abstände stark an. Dadurch können nur farbneutrale Gruppen von Quarks existieren und keine freien Quarks, wie es auch die Erfahrung bestätigt. Wird ein solches farbneutrales Ensemble getrennt, so bildet

sich zwischen den Quarks ein Farbfeld aus, aus dem heraus wieder neue Quarks entstehen, die eine lokale Farbneutralität gewährleisten.

2.3 Die Z^0–Resonanz

Beim Elektron–Positron–Beschleuniger LEP können bei Energien um die Z^0–Resonanz folgende Wechselwirkungen auf Bornniveau auftreten:



Der Higgs–Austausch ist vernachlässigbar, genauso der Z^0–t–Kanal, der nur kleine Korrekturen liefert. Der t–Kanal–Photonaustausch liefert Korrekturen nur im extremen Vorwärtsbereich. Der s–Kanal Phtotonaustausch wird berücksichtigt, die e^+e^-–Annihilation auf der Z^0–Resonanz ist aber dominiert durch den s–Kanal–Z–Austausch:

Der differentielle Wirkungsquerschnitt der beiden s-Kanal–Prozesse läßt sich in Born'scher Näherung wie folgt darstellen:

$$\frac{d\sigma_{f\bar{f}}}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4s} N_c^f \sqrt{1-4\mu_f} * \{G_1(s)(1+\cos^2\theta) + 4\mu_f G_2(s)\sin^2\theta + \sqrt{1-4\mu_f} G_3(s) * 2\cos\theta\}$$

Mit:

$$\begin{aligned}
\mu_f &= \tfrac{m_f^2}{s} \\
G_1(s) &= Q_f^2 - 2v_e v_f Q_f \Re e\chi_0(s) + (v_e^2 + a_e^2)(v_f^2 + a_f^2 - 4\mu_f a_f^2)|\chi_0(s)|^2 \\
G_2(s) &= Q_f^2 - v_e v_f Q_f \Re e\chi_0(s) + (v_e^2 + a_e^2) v_f^2 |\chi_0(s)|^2 \\
G_3(s) &= -2a_e a_f Q_f \Re e\chi_0(s) + 4v_e a_e v_f a_f |\chi_0(s)|^2 \\
v_f &= \tfrac{I_3^f - 2Q_f \sin^2\theta_W}{2\sin\theta_W \cos\theta_W} \\
a_f &= \tfrac{I_3^f}{2\sin\theta_W \cos\theta_W} \\
\chi_0(s) &= \tfrac{s}{s - M_Z^2 + iM_Z\Gamma_Z^0} \\
\Gamma_Z^0 &= \textstyle\sum_f N_c^f \frac{\alpha}{3} M_Z \sqrt{1-4\mu_f}(v_f^2(1+2\mu_f) + a_f^2(1-4\mu_f))
\end{aligned}$$

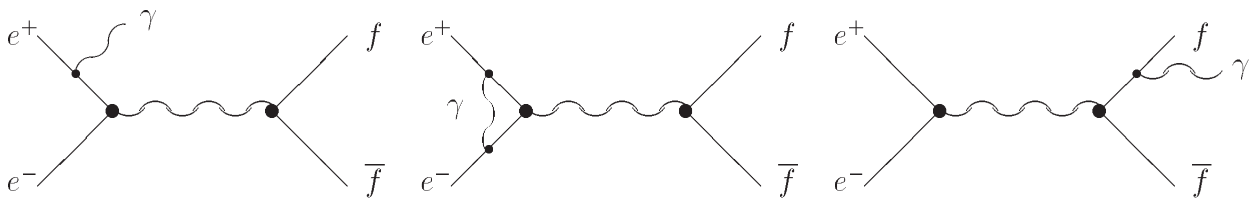
Dabei ist Θ der Winkel zwischen Fermion und Elektronenrichtung, s das Quadrat der Schwerpunktenergie und N_c^f die Anzahl der möglichen Farbzustände des Fermions.

2.4 Strahlungskorrekturen

In Born'scher Näherung werden nur die bereits gezeigten Feynmangraphen und deren Interferenzen berücksichtigt. Die Graphen höherer Ordnungen liefern aber Korrekturen, die bei der heute bei LEP erreichten Meßgenauigkeit zu berücksichtigen sind. Diese Korrekturen kann man in drei Klassen aufteilen: QED–Korrekturen, schwache und QCD–Korrekturen.

2.4.1 QED–Korrekturen

Diese Korrekturen beschreiben Prozesse, bei denen an den Feynmangraphen auf Bornniveau zusätzlich noch ein reelles oder virtuelles Photon angefügt wird. Beispiele:



Den größten Anteil machen hierbei die vom einlaufenden Lepton abgestrahlten Photonen aus, die zu einer Verkleinerung der Schwerpunktenergie führen. Dieses macht gerade bei der Bestimmung der Z^0–Parameter einen unangenehmen Effekt, da man hier auf die genaue Kenntnis der Schwerpunktenergie angewiesen ist. Um dieses zu berücksichtigen, faltet man den effektiven Bornwirkungsquerschnitt $\hat{\sigma}_{f\bar{f}}(s)$ mit einer Radiatorfunktion $H(s, s')$:

$$\sigma_{f\bar{f}}(s) = \int_{4m_f^2}^{s} ds' H(s, s')\hat{\sigma}_{f\bar{f}}(s')$$

2.4.2 Schwache Korrekturen

Alle übrigen elektroschwachen Korrekturen fallen in diese Klasse. Dieses sind z.B. Box–Korrekturen, Korrekturen des Boson–Propagators und alle übrigen Vertex–Korrekturen. Der Anteil dieser Korrekturen ist sehr klein ($\mathcal{O}(1\%)$), sie beinhalten jedoch auch die Berücksichtigung von Teilchen, die schwerer sind als die Schwerpunktenergie. Hierdurch wurde von den LEP–Experimenten, bereits bevor das Top–Quark beobachtet wurde, eine gute Voraussage über dessen Masse gemacht. Folgende Änderungen sind notwendig:

- Berücksichtigung der Energieabhängigkeit der Vakuumpolarisation:

$$\alpha \rightarrow \alpha(s) = \frac{\alpha}{1 - \Delta\alpha(s)}$$

- Berücksichtigung der Energieabhängigkeit der totalen Z-Breite:

$$\Gamma_Z \rightarrow \Gamma_Z(s) = \Gamma_Z(s = M_Z^2) * \frac{s}{M_Z^2}$$

- Einführung effektiver Kopplungen:

$$a_f \rightarrow \hat{a}_f = a_f * \sqrt{\hat{\rho}_f}$$

$$v_f \rightarrow \hat{v}_f = v_f * \sqrt{\hat{\rho}_f}$$

2.4.3 QCD–Korrekturen

Da die Fermionen im Endzustand auch Quarks sein können, muß man auch die Abstrahlung von reellen und virtuellen Gluonen berücksichtigen. Für die hadronische Partialbreite läßt sich ein Korrekturfaktor δ_{QCD} angeben:

$$\Gamma_{q\bar{q}} \rightarrow \Gamma_{q\bar{q}} * (1 + \delta_{QCD})$$

Eine $\mathcal{O}(\alpha_S^3)$-Rechnung für masselose Quarks ergibt:

$$\delta_{QCD} = \frac{\alpha_s(M_Z^2)}{\pi} + 1.409(\frac{\alpha_s(M_Z^2)}{\pi})^2 + 12.805(\frac{\alpha_s(M_Z^2)}{\pi})^3 + \ldots$$

Kapitel 3

Das DELPHI–Experiment

3.1 Der LEP–Speicherring

Am CERN in Genf wurde von 1982 bis 1989 der mit einem Umfang von 27km bislang größte Speicherring der Welt LEP errichtet. Dieser wird nach dem Baustopp des Supercolliders in den USA vorerst auch der größte bleiben wird. In der anfänglichen Ausbaustufe wurden Elektronen und Positronen mit Kupferresonatoren bis auf Energien um die halbe Z^0–Masse beschleunigt. Die vier LEP–Experimente Aleph, Delphi, L3 und Opal sind in in vier von acht möglichen Wechselwirkungspunkten untergebracht. 1995 versuchte man, um die Luminosität zu erhöhen, die Leptonen in jeweils vier Gruppen (Bunchtrains) zu vier Paketen (Wagons) zu arrangieren. Aufgrund technischer Probleme wurden meistens nur drei Pakete pro Gruppe eingesetzt. Um ungewollte Kollisionen zu vermeiden, werden die vier Wagons vor und hinter den Wechselwirkungspunkten vertikal umeinander herumgeführt. Zur Vermeidung von systematischen Energieverschiebungen aufgrund von Energiedispersion werden sog. Vernier–Scans durchgeführt, bei denen die Trains vertikal verschoben werden, bis die Luminosität maximal ist. Dieses wird für jedes Experiment durchgeführt.

In einer zweiten Ausbaustufe sind 1995/96 supraleitende Resonatoren eingebaut worden, um eine Schwerpunktenergie von 200GeV zu erreichen. Im Herbst 1995 wurde LEP mit einer Energie von 136GeV betrieben. Danach wurde auf der W^+W^-–Energie gemessen, was erlaubt, die Parameter dieses Prozesses zu vermessen. Die zur Zeit höchste erreichte Energie beträgt 172GeV. Weiterhin wird in den neu erreichten Energiebereichen nach neuen Teilchen gesucht, wie z.B. das Higgs oder supersymmetrische Teilchen.

Anfang des nächsten Jahrtausends wird der e^+e^-–Speicherring aus dem LEP Tunnel entfernt und durch einen Proton–Antiproton–Speicherring ersetzt. Ab ca. 2006 werden dann an dieser LHC[1] genannten Maschine u.a. die Detektoren ATLAS und CMS betrieben werden.

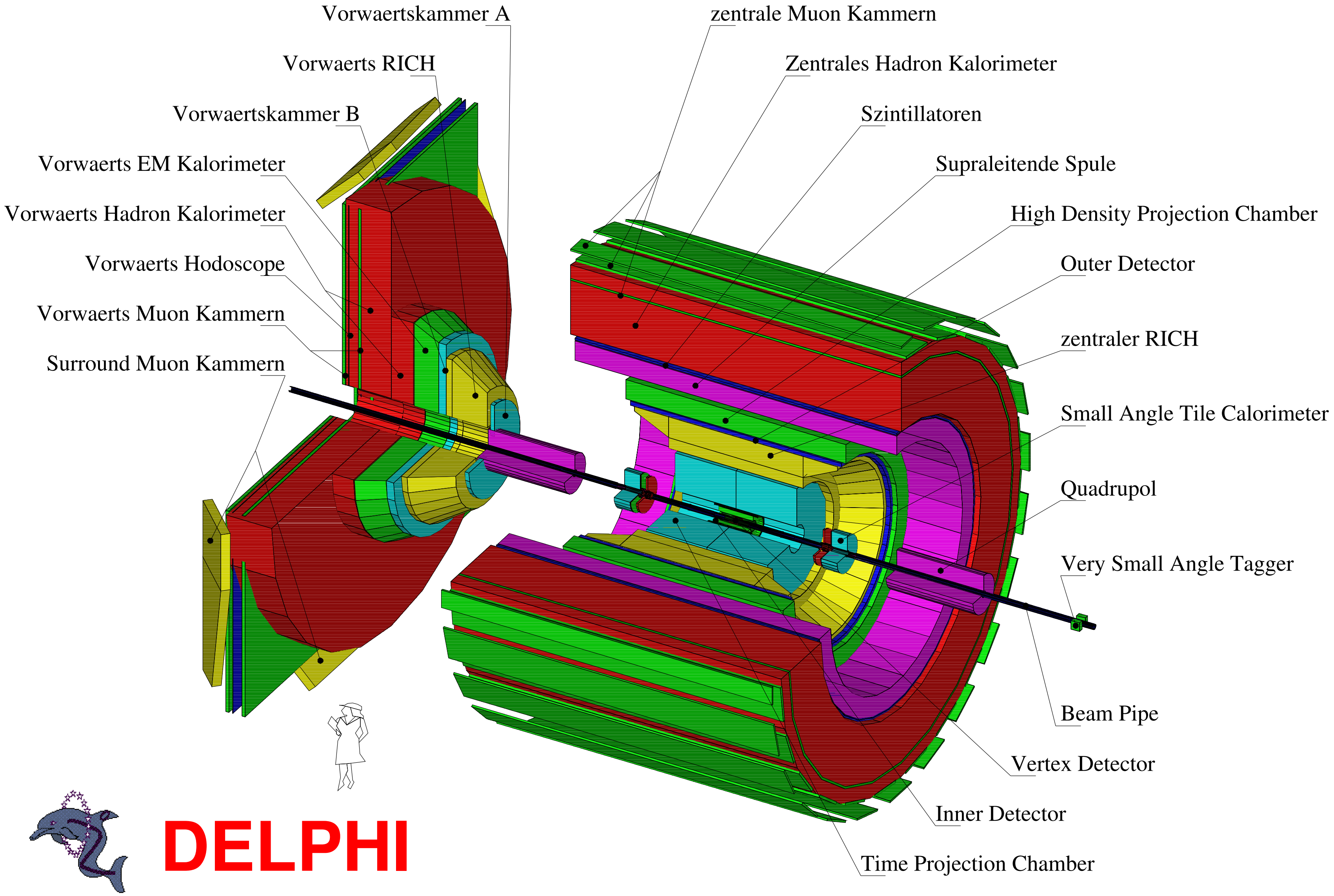


Abbildung 3.1: Der DELPHI–Detektor

3.2 Der DELPHI–Detektor

Um einen möglichst großen Bereich der Teilchenphysik abzudecken, wurden die vier LEP Experimente mit unterschiedlichen Analyseschwerpunkten entworfen und gebaut. So wurde beim DELPHI–Detektor[7] der Schwerpunkt auf die Teilchenidentifikation gelegt. Hierzu sind Subdetektoren verwandt worden, die eine gute dreidimensionale Spurauflösung und eine exakte Bestimmung der Vertices ermöglichen. Ferner verfügt der DELPHI–Detektor als einziger über ringabbildende Cherenkovzähler, welche die Teilchenidentifikation in hohen Impulsbereichen ermöglichen[28].
Der Detektor ist zylinderförmig mit einem Durchmesser von 10m und einer Länge von ebenfalls 10m (Siehe Abbildung 3.1 auf Seite 8). Der Zentralbereich (Barrel) wird an den Stirnseiten von zwei Endkappen abgeschlossen. Diese konstruktive Eigenschaft wird gleichzeitig als logische Unterteilung des Detektors benutzt. Im Zentralbereich befindet sich eine supraleitende Spule, die mit einem Strom von 5000A betrieben wird und einen 1.2T starken Magneten bildet. Die dadurch erzeugte Krümmung der geladenen Teilchenspuren ermöglicht deren Impulsmessung.
Das zur Spurbeschreibung verwendete Kugelkoordinatensystem zeigt mit seiner z–Achse in Flugrichtung des Elektronenstrahls. Der Radius r und der Azimutwinkel Φ werden senkrecht zu dieser Achse angegeben, der Polarwinkel Θ wird zur Strahlachse gemessen und ist Null in Elektronenrichtung. Die einzelnen Detektorkomponenten sollen im Folgenden näher beschrieben werden.

3.2.1 Der Mikrovertex–Detektor (VD)

Der VD[2] besteht aus drei konzentrischen Lagen Silizium–Streifen–Detektoren, die in den Abständen 6.5cm, 9cm und 10.9cm die Strahlachse komplett umschließen. Jede Lage besteht aus 24 Sektoren, wobei angrenzende sich gegenseitig überlappen. Alle drei Lagen überdecken einen Polarwinkel von 44^o bis 136^0. Seine gute Spurauflösung von $50\mu m$ in $R\Phi$ ermöglicht eine Rekonstruktion sekundärer Vertices, wie es z.B. zur Identifikaton von b–Quarks notwendig ist, was als Grundlage für weitere QCD–Analysen dient. An beiden Enden sind 1996 Kronen mit Silizium Pixel– und Ministripdetektoren (VFT[3]) angebracht worden.

3.2.2 Der innere Detektor (ID)

Der ID[4] hat eine Jet–Kammer–Geometrie mit 24 azimuthalen Sektoren, die bis zu 24 $R\Phi$–Punkte pro Spur zwischen den Radien 12cm und 23cm liefern. Im Polarwinkelbereich zwischen 23^o und 157^o wird eine Spur von mindestens 10 Drähten detektiert. Die Jet–Kammer wird von fünf Lagen zylindrischer Vieldraht–Proportionalkammern umgeben. Jede Kammer hat 192 Drähte und Kathodenstreifen für die $R\Phi$–Information. Sie überdeckt einen Polarwinkelbereich von 30^o bis 150^o. Die Zweispur–Auflösung beträgt 1mm.

[1] Large Hadron Collider
[2] Vertex Detector
[3] Very Forward Tagger
[4] Inner Detector

3.2.3 Die Zeit–Projektions–Kammer (TPC)

Die TPC[5] bildet das „Herzstück“ des DELPHI–Detektors. Der Innenradius des zylinderförmigen Detektors beträgt 28cm, der Außenradius 120cm. Die Länge beträgt 3m, wobei eine Kathodenplatte die TPC in der Mitte teilt. Die im Driftfeld von 150V/cm erzeugten Spuren driften mit konstanter Geschwindigkeit zu den Endplatten, wo sie auf 6 azimuthale Segmente mit jeweils 192 Signaldrähten und 1680 konzentrisch in 16 Ringen angeordneten Kathodenpads treffen. Die TPC liefert bis zu 16 Raumpunkte pro Spur zwischen den Radien 40cm und 110cm und den Polarwinkeln 39^o und 141^o. Drei Kathodenpad–Reihen messen hinunter bis 20^o bzw. 160^o. Dieses ermöglicht eine dreidimensionale Vermessung der Spuren. Weiterhin wird noch die spezifische Ionisation bestimmt, was z. B. für die Teilchenidentifikation im unteren Impulsbereich notwendig ist. In $r\Phi$–Richtung wird eine Auflösung von 150μm, in z–Richtung von 600μm erreicht.

3.2.4 Die Ringabbildenden Cherenkovzähler (RICH)

In beiden Endkappen und im Zentralbereich ist jeweils ein RICH[6] untergebracht. Hier erzeugen die Teilchen, abhängig vom Impuls, entweder in einem Gas– oder in einem Flüssigkeits–Radiator Cherenkovlicht, welches dann in einer mit TMAE[7] gefüllten Driftröhre wieder in Elektronen umgewandelt wird, die zu einer Vieldrahtprportionalkammer driften und über die Driftzeit dreidimensional rekonstruiert werden können. Dieses erlaubt eine Teilchenidentifikation auch in hohen Impulsbereichen.

3.2.5 Der äußere Detektor (OD)

Der OD[8] besteht aus 24 Modulen mit jeweils 5 Lagen Driftröhren, die im limited Streamermode arbeiten. Er überdeckt die Radien von 197cm bis 206cm und einen Polarwinkelbereich von 42^o bis 138^o. Die Punktauflösung in $R\Phi$ beträgt $110\mu m$ und in z 3.5cm. Der OD liefert ein schnelles Triggersignal und verbessert durch den großen Abstand zum primären Vertex die Impulsmessung.

3.2.6 Die high density projection chamber (HPC)

Die HPC bildet eine Mischung aus einer Zeit–Projektions–Kammer und einem Kalorimeter. Sie liefert daher sowohl die deponierte Energie des Teilchens als auch eine für ein Kalorimeter recht genaue Ortsinformation. Die einlaufenden Teilchen passieren in den 144 Modulen aus Bleidrähten gebildete Ebenen, die als Absorbermaterial für die Kalorimetrie fungieren. Die 40 Bleidrahtlagen jeder Ebene erzeugen eine homogene Driftspannung und projizieren so die konvertierten Elektronen auf eine Vieldraht–Proportional–Kammer mit 128 Kathodenpads in 9 Lagen, die dann aus der Ortsinformation sowohl die Spurposition als auch die deponierte

[5] Time Projection Chamber
[6] Ring Imaging CHerenkov counter
[7] Tetrakis Dimethylamino Ethylene
[8] Outer Detector

Energie bestimmen kann. Die Ortsauflösung in z beträgt 4mm und in Φ–Richtung 1^o, die relative Genauigkeit der Energiemessung $\sigma(E)/E = 0.043 \oplus 0.32/\sqrt{E6}$ (E in GeV).

3.2.7 Das Hadronkalorimeter (HCAL)

Das HCAL[9] besteht aus 24 Sektoren mit je 20 Lagen Streamer–Rohren, zwischen denen jeweils 5cm dicke Eisenplatten liegen. Es arbeitet nach dem Sampling Prinzip und besitzt eine Energieauflösung von $\sigma(E)/E = 0.21 \oplus 1.12/\sqrt{E}$ (E in GeV).

3.2.8 Die Myondetektoren (MUF/MUB/MUS)

Zwei Schichten von Driftkammern dienen beim MUB[10] und MUF[11] zum Nachweis von Myonen. Während die eine Schicht innerhalb eines Eisenjochs liegt, umgibt die andere den Detektor, wobei der MUB den Zentralbereich und der MUF die Endkappen umgiebt. Die beim MUB verwendeten Rechteck–Aluminium–Profile mit den Maßen 3.65m×20.8cm×2.6cm überdecken einen Polarwinkelbereich von 42^o bis 138^o. Die Auflösung in $r\Phi$ beträgt 4mm und in z–Richtung 2.5cm. Die MUFs bestehen jeweils aus einer $9 \times 9m^2$ großen in 4 Quadranten unterteilten Detektorfläche. Jeder Quadrant besteht aus zwei orthogonal zueinander stehenden Lagen, die somit x– und y–Informationen mit einer Genauigkeit von 1mm liefern können.
Die Lücke zwischen MUF und MUB wird durch die MUS [12] überdeckt, die im Polarwinkel von 43^o bis 52^o angebracht ist.

3.2.9 Die Vorwärtskammern (FCA/FCB)

Die FCA[13] und die FCB[14] dienen der Spurmessung im Vorwärtsbereich. Die FCA ist eine im Streamermode betriebene Driftkammer, die einen Winkelbereich von 11^o bis 32^o überdeckt. Sie besteht aus 3 Kammern mit jeweils zwei um 120^o versetzten Driftröhrenlagen. Die rekonstruierten Spurelemente haben eine Genauigkeit von $290\mu m$ in z und $240\mu m$.
Die FCB besteht auf jeder Seite aus zwei Kammern, welche die Form einer Halbkreisscheibe haben. Jede Kammer besteht aus 12 Ebenen, deren Drähte ebenfalls jeweils um 120^o gegeneinander versetzt sind. Die Genauigkeit der Spurmessung beträgt in xy $150\mu m$.

3.2.10 Das elektromagnetische Vorwärtskalorimeter (FEMC)

Das FEMC[15] dient zur Messung elektromagnetischer Schauer im Vorwärtsbereich. Es besteht aus 9064 Bleiglasblöcken mit einem Querschnitt von $5cm \times 5cm$ und einer Tiefe von 20 Strahlungslängen. Die Energieauflösung des FEMC beträgt $\sigma(E)/E = 0.03 \oplus (0.12/\sqrt{E}) \oplus (0.11/E)$ (E in GeV).

[9] Hadron CALorimeter
[10] MUon Barrel chamber
[11] MUon Forward chamber
[12] MUon Surround chamber
[13] Forward Chamber A
[14] Forward Chamber B
[15] Forward ElectroMagnetic Calorimeter

3.2.11 Detektor für die Luminositätsmessung (VSAT)

Für die Luminositätsmessung sind um das Strahlrohr in den Vorwärtsbereichen zwei Detektoren angebracht. Der VSAT[16] ist ein Wolfram–Silizium–Kalorimeter und überdeckt einen Winkelbereich von 0.28^o bis 0.40^o. Aufgrund der hohen Statistik ermöglicht der VSAT eine präzise Bestimmung der relativen Luminosität.

3.2.12 Detektor für die Luminositätsmessung (STIC)

Der STIC[17][6] ist ein Sampling–Blei–Szintillator–Kalorimeter. Das blaue Licht, welches im Szintillator produziert wird, wird durch optische Fasern mit grün Wellenlängen–Schiebern (WLS[18]) zu den Photodetektoren auf der Rückseite geleitet. Der STIC besteht aus zwei zylindrischen Detektoren, die auf beiden Seiten des Wechselwirkungspunktes im Abstand von 220cm das Strahlrohr umschließen. Diese überdecken einen Winkelbereich von 29 bis 185 mrad. Der STIC besteht aus 49 Lagen $3.4mm$ Bleiplatten, zwischen denen jeweils 3mm dicke Szintillatorebenen liegen. Er ist unterteilt in zehn Ringe mit 16 Sektoren.

3.3 Der DELPHI Trigger

Das DELPHI Triggersystem ist in vier Stufen organisiert[8]. Die ersten zwei Stufen sind Hardware–Trigger, die mit dem BCO[19]–Signal synchronisiert werden, während die Stufen drei und vier nach der Datennahme ablaufen. In die erste Stufe gehen nur wenige, schnell verfügbare Informationen ein wie Überschreiten bestimmter Energien oder transversaler Impulse. Die T1–Entscheidung kann daher schon nach $4\mu s$ gefällt werden, wodurch der Detektor im negativen Fall zum nächsten BCO wieder zur Datenaufnahme bereit ist.[20]
In der zweiten Stufe werden Kombinationen von Subdetektorsignalen ausgewertet. Hier können nun auch Daten von Detektoren mit langen Driftzeiten verwandt werden, die auf der ersten Stufe noch nicht zur Verfügung standen. Die T2–Entscheidung fällt daher erst nach $39\mu s$, wodurch im negativen Fall ein BCO übersprungen wird. Im positiven Fall dauert nun die Auslese der Detektoren $4ms$. Auf der dritten Stufe werden dann die Kriterien der Stufe zwei noch einmal angewandt. Zu diesem Zeitpunkt sind dann allerdings die Daten der Subdetektoren bereits grundlegend bearbeitet und sind daher exakter. In der vierten Stufe sollen nun noch intensiver physikalisch uninteressante Ereignisse herausgefiltert werden.
Die zentrale Recheneinheit, die aufgrund einer programmierbaren Logik die Triggerentscheidungen fällt, wird PYTHIA genannt. Abhängig von der Triggerentscheidung steuert nun die zentrale Trigger–Steuereinheit ZEUS die weitere Datenaufnahme. Von PYTHIA aus verzweigen sich die TDLs[21] baumartig zu den Subdetektoren und liefern deren Triggerinformationen. Durch Kombination können hiermit Multiplizitäten oder deponierte Energie kodiert werden, getrennt für folgende Winkelbereiche:

[16] Very Small Angel Tagger
[17] Small Angle Tile Calorimeter
[18] Wave Length Shifter
[19] Bunch Cross Over
[20] Die Zeit zwischen zwei BCO–Signalen beträgt $22\mu s$.
[21] Trigger Data Lines

- Very Forward: VFW ($\Theta < 22^o$)
- Forward: FW ($22^o < \Theta < 43^o$)
- Barrel: BA ($43^o < \Theta < 137^o$)
- Backward: BW ($137^o < \Theta < 158^o$)
- Very Backward: VBW ($158^o < \Theta$).

In PYTHIA werden sowohl in der ersten als auch in der zweiten Stufe diese maximal 120 TDLs mit logischen ODER oder UND zu sogenannten Component Functions (CF) verknüpft. Hiervon können auf jeder Stufe maximal 640 gebildet werden. Diese CPs werden nun mit logischen UND zu den Term Functions (TF) verknüpft, wovon es jeweils maximal 64 gibt.
Zur weiteren Reduktion der Triggerinformation werden die Multiplizitätsinformation beinhaltenden TFs in unterschiedlichen Gruppen, abhängig von speziellen Detektorakzeptanzen (forward, barrel) oder physikalischen Ereignisformen ($\gamma\gamma$, single track, usw.), zusammengefaßt. In jeder Gruppe werden dann Gleichzeitigkeiten bzw. Nicht–Gleichzeitigkeiten (masks) definiert, die durch ein logisches ODER zu sogenannten Majoritäten verknüpft werden. Diese werden nun wiederum durch logische ODER zu den Decision–Functions (DF) verknüpft, von denen es auf jeder Stufe maximal 16 geben kann.

3.4 Aufbereitung der Rohdaten

Um die Rohdaten in ein für die Physikanalyse einfach zu handhabendes Format zu bringen, verwendet man das Programmpaket DELANA. Dieses erhält sowohl die von den Detektoren gelieferten Meßdaten als auch die Informationen über die Geometrie der einzelnen Detektoren und deren relative Position zueinander, sowie interne Vermessungsdaten, die in einer Datenbank gespeichert und ständig aktualisiert werden.

3.4.1 Qualitätskontrolle der Rohdaten

Ein Monitorprogramm arbeitet die von den jeweiligen Subdetektoren gelieferten Rohdaten zu Histogrammen auf, die dann in einem Grafikprogramm, dem sog. Presenter, dargestellt werden[11] und so dem Qualitychecker, einer Person, die ständig die Ausgaben des Presenters überwacht, zur Verfügung gestellt. Hierbei wird noch zwischen allen Events, den sogenannten „minimum bias events“, und den Z^0–Kandidaten unterschieden. Mit einer DELPIT genannten DELANA–Version werden ausgewählte Rohdaten sofort prozessiert, um eine synchrone Qualitätskontrolle des Detektors zu ermöglichen. Die Daten werden dann ebenfalls im Presenter visualisiert (Siehe hierzu auch Grafik 3.2 auf Seite 14).
Zur Unterstützung des Qualitycheckers werden einige der bereitgestellten Histogramme von dem AHA[22]–Programm analysiert[12], welches dann das korrekte Betriebsverhalten des Subdetektors überprüft, indem es Referenzhistogramme mit den aktuell erzeugten vergleicht. Es können diverse Vergleichsmechanismen dafür ausgewählt werden:

[22] Automatic Histogram Analysis

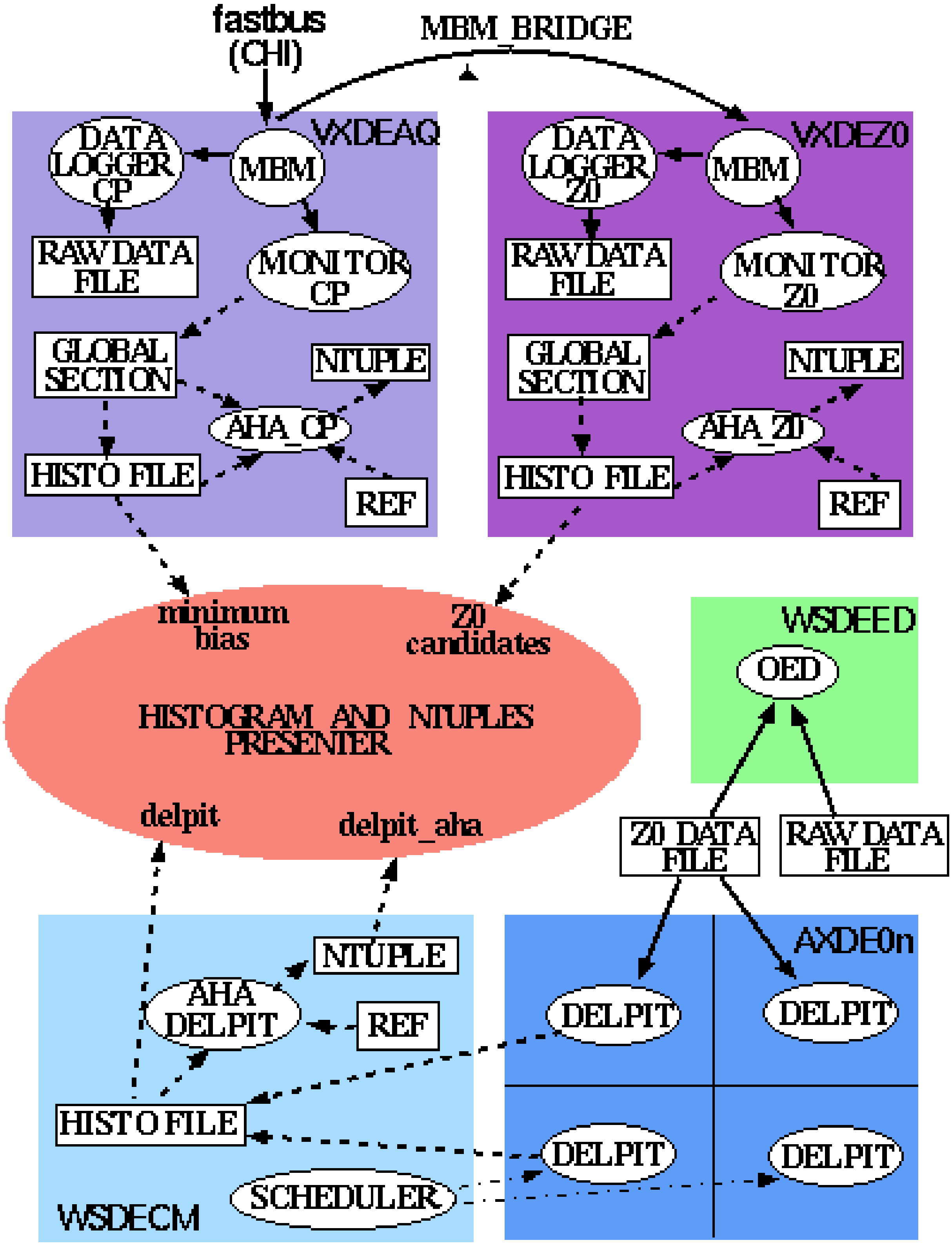


Abbildung 3.2: Rohdatenaufbereitung für die Qualitätskontrolle

- Bin by bin comparison:
  Man kann jedes Bin der beiden Histogramme, basierend auf verschiedenen statistischen Methoden, vergleichen, Fehlerintervalle angeben, innerhalb deren sie abweichen dürfen, und Bins auf Null–Inhalt prüfen.

- Peak:
  Histogramme, die einen Peak darstellen, können Gauß gefittet, Peakposition und Breite verglichen oder nur die Fitparameter bewertet werden.

- Shape:
  Die Form der Diagramme wird verglichen und nach der Kolmogorov–Smirnov– oder χ^2–Methode bewertet.

- Hole – Spike:
  Spitzen und Löcher werden im Diagramm gesucht, ohne Berücksichtigung der Referenz.

- Smooth:
  Durch Glättung der Kurve wird versucht, die erwartete Form herzustellen. Löcher und Spitzen werden erkannt.

- Band:
  Es wird überprüft, ob die Bin–Inhalte in einem bestimmten Bereich liegen.

- Zero:
  Leere Bins werden gesucht, ohne Rücksicht auf die Referenz.

- User:
  Der Benutzer kann eine COMIS–Prozedur erstellen, die zum Vergleich benutzt wird.

Die physikalische Bedeutung der Histogramme entscheidet, welche Methode dafür angewandt wird. Die Variationsbereiche werden dann aus der Erfahrung kalibriert. Im Falle einer Störung wird dieses dem Qualitychecker und ggf. dem zuständigen Subdetektor–Beauftragten angezeigt, die dann sofort die Fehler beheben können.

3.4.2 Erstellen der Analysedaten

Die Rohdaten werden ebenfalls auf die sogenannte DELPHI–Farm kopiert, ein UNIX–Cluster, wo sie dann vollständig mit DELANA prozessiert werden. Nach einer detektorspezifischen Kalibration werden die grundlegenden Detektordaten (TD), dieses sind Raumpunkte, Driftzeiten oder Pulshöhen, zu Spurelementen (TE) assoziiert. Diese werden nun zu Spurstücken (TS) zusammengesetzt, und schließlich wird durch einen Helix–Fit die Teilchenspur (TK) rekonstruiert. Weiterhin werden noch die Spuren mit gleichem Ursprung zu Bündeln (TB) zusammengefaßt und deren Vertices (TV) bestimmt. Die Spurdaten, deren grundlegende Parameter, zugehörige Größen aus diversen Subdetektoren sowie allgemeine Informationen über die Umstände der Datennahme werden nun in einem DST genannten Datenformat gespeichert und auf Bändern gesichert. Durch weitere Analyse dieser Daten wird dann eine optimierte, datenreduzierte Version (SDST) erzeugt, was die Auswertung beschleunigt. Hierauf greifen dann die meisten Analyseprogramme zu, es sei denn, die reduzierte Datenmenge reicht nicht aus.

3.4.3 Bestimmung der Wagon–Nummer

Wie schon beschrieben, ist LEP 1995 zum ersten Mal im Bunchtrainmode betrieben worden. Dieses brachte für die Subdetektoren einige notwendige Erneuerungen mit sich, weswegen diesem Thema hier ein Unterkapitel gewidmet werden soll. Da es jeweils nur ein BCO–Signal gibt, welches nunmehr auf den Train synchronisiert ist, müssen zumindest einige Detektoren selbst unterscheiden, aus welchem Wagon die aktuelle Wechselwirkung stammt. Hierzu sind natürlich nur zeitsensitive Detektoren in der Lage. Sechs Subdetektoren (ID, OD, FCA, FCB, HOF, TOF) liefern dazu die von ihnen ermittelte Wagon–Nummer an DELANA, welches nach dem Mehrheitsprinzip entscheidet, welcher Wagon es war (zur Zeit noch ohne Berücksichtigung des HOFs). Sollte danach eine Entscheidung nicht eindeutig möglich sein, wird die Wagon–Nummer 0 vergeben. Eine Untersuchung dieser Ereignisse hat keine Auffälligkeiten ergeben, so daß sie normal in die Analyse eingehen. Ihr Anteil an den letzendlich analysierten Daten beträgt allerdings nur 0.004%, so daß ein Einfluß dieser Ereignisse nicht bemerkt würde. Betrachtet man nun für die als hadronisch selektierten Ereignisse, welche Nummer die Subdetektoren angegeben haben und wie am Ende die Entscheidung ausgefallen ist, so sieht man, daß Fehlentscheidungen der Subdetektoren selten aber möglich sind (siehe hierzu Diagramme 3.3 auf Seite 17). Es war daher in der Analyse sicherzustellen, daß keine systematischen Effekte in Abhängigkeit von der Wagon–Nummer auftreten.

3.5 Die Simulation

Der ideale Detektor wäre masselos, so daß die zu detektierenden Teilchen nicht mit dem Detektormaterial wechselwirken würden. Auch wenn man sich beim Bau des DELPHI–Detektors bemüht hat, wenig Material zu verwenden und dann nur solches, mit dem die zu messenden Teilchen nur wenig wechselwirken, durchqueren die Teilchen Teilbereiche der 3000t Masse des DELPHI–Detektors, werden dort auch ungewollt absorbiert oder erzeugen neue Spuren.
Die Subdetektoren sind des weiteren nicht überall gleich effizient, dieses auch noch abhängig von der Teilchenart, und überdecken nur einen Teil der möglichen Teilchenrichtungen.
Die Simulation der Ereignisse mit Monte Carlo Generatoren und deren Messung im Detektor liefert einen Erwartungswert, mit dem man die gemessenen Daten vergleichen kann. Deren sekundäre Wechselwirkungen werden durch eine Detektorsimulation berücksichtigt. In diese gehen folgende Prozesse ein:

- Energieverlust und Vielfachstreuung in Materie
- Erzeugung von δ–Elektronen
- Bremsstrahlung
- Paarproduktion

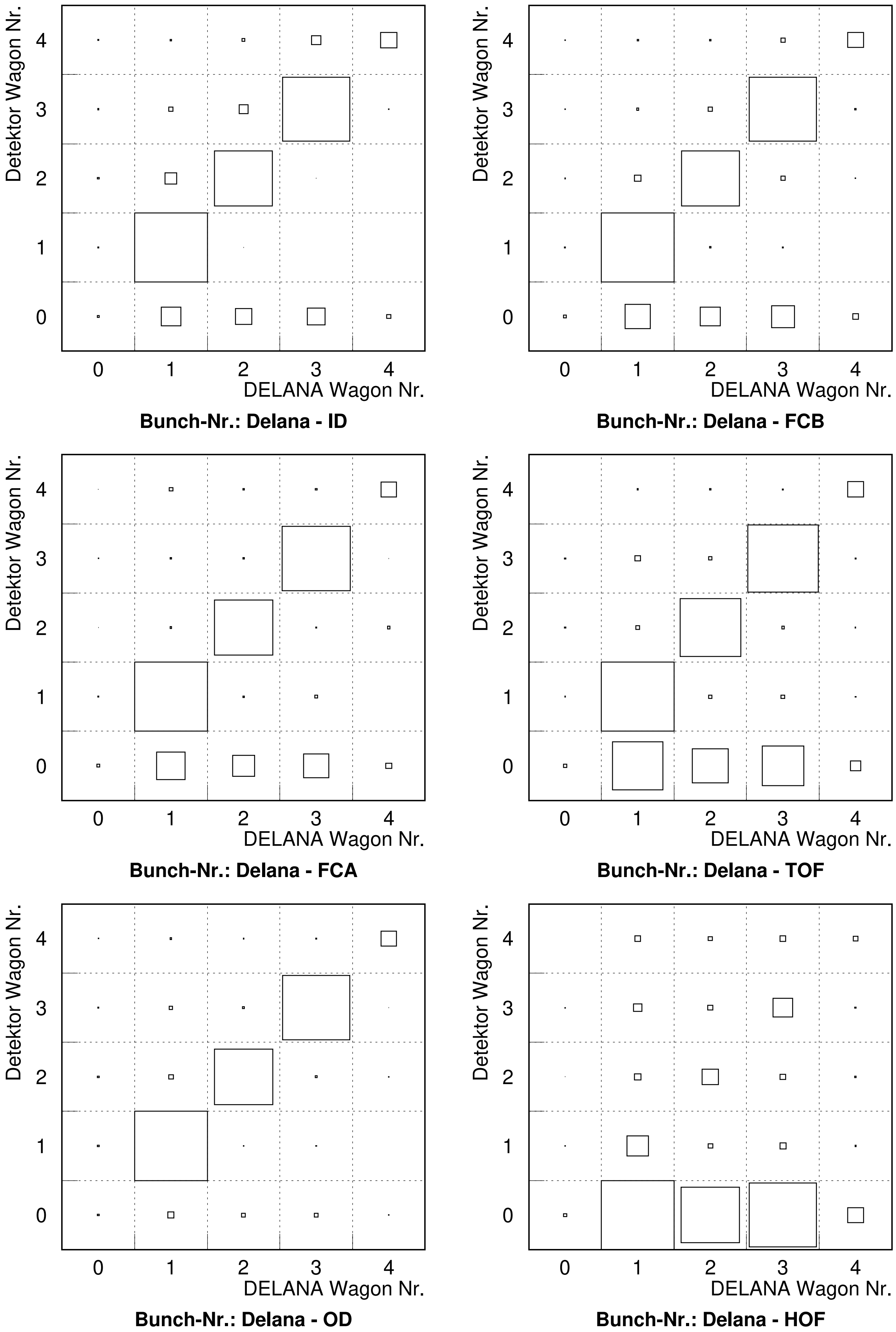


Abbildung 3.3: Vergleich der von DELANA und den Subdetektoren gelieferten Wagon–Nummer, logarithmisch dargestellt.

- Compton–Streuung
- Zerfälle kurzlebiger Teilchen
- Hadronische Wechselwirkungen
- Positronannihilation
- Photoeffekt.

Im standard DELPHI–Rohdatenformat abgelegt, werden die simulierten Daten nun wie die gemessenen weiter zu DSTs verarbeitet. Anhand der Erwartungswerte ist es nun möglich, Effizienzkorrekturen an die gemessenen Daten anzubringen.
Ein weiterer Vorteil der Simulation ist die Möglichkeit, bestimmte Zerfallskanäle einzeln zu produzieren. Dieses hilft beim Studium ihrer Signaturen und bei der Bestimmung des Anteils dieser Prozesse an den Gesamtereignissen.

Kapitel 4

Die Triggereffizienz

Der DELPHI–Trigger ist so angelegt, daß er möglichst alle physikalisch interessanten Ereignisse aufnimmt. Im Falle der hadronischen Z^0–Ereignisse ist dieses auch innerhalb der Meßgenauigkeit gegeben, wie sich am Ende dieses Kapitels zeigen wird. Es ist aber notwendig, dieses sicherzustellen. Daher wurde 1995 während der Datennahme die aktuelle hadronische Triggereffizienz ständig bestimmt. Als Fehlerquellen sind lokale Ineffizienzen der Subdetektoren zu erwarten. So wurde die Triggereffizienz für unterschiedliche Winkelbereiche und Subdetektoren bestimmt.

4.1 Die Methode zur Triggereffizienzbestimmung

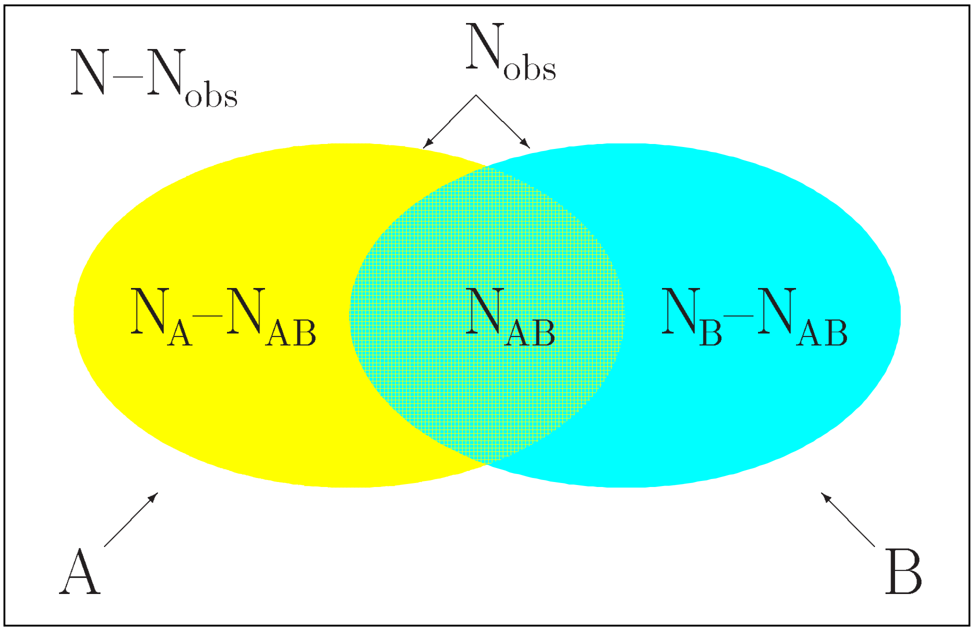


Abbildung 4.1: Klassen der selektierten Triggersignale

Die Triggersignale werden in zwei unabhängige Gruppen A und B aufgeteilt, die nicht korreliert sind[9]. Die Letztgenannte Forderung ist bei dem DELPHI–Trigger aufgrund der Verwendung von Majoritäten, die aus Koinzidenzen von verschiedenen Subdetektorsignalen bestehen, nicht erfüllbar und führt daher zu nachträglichen Korrekturen der vorzustellenden Methode. Die o. g. Aufteilung erzeugt folgende Klassen:

- N: Gesamtanzahl der Ereignisse
- N_A: nur von A gefundene Ereignisse
- N_B: nur von B gefundene Ereignisse
- N_{AB}: von A und B gefundene Ereignisse
- N_{obs}: von A oder B, aber nicht von beiden gefundene Ereignisse
- $N - N_{obs}$: weder von A noch von B gefundene Ereignisse.

Die Effizienzen von zwei unabhängigen Gruppen von Triggersignalen sind:

$$\epsilon_A \equiv P(A) = \frac{N_A}{N} \quad , \quad \epsilon_B \equiv P(B) = \frac{N_B}{N} \quad ,$$

die Wahrscheinlichkeit, daß ein Signal von beiden Gruppen detektiert wird, beträgt demnach:

$$P(A \cap B) = P(A) \cdot P(B) = \frac{N_{AB}}{N} \quad .$$

Kombiniert man diese drei Gleichungen, so erhält man eine Berechnungsmöglichkeit für die Gesamtzahl an Ereignissen:

$$N = \frac{N_A \cdot N_B}{N_{AB}} \quad ,$$

entsprechend für die Einzeleffizienzen:

$$\epsilon_A = \frac{N_{AB}}{N_B} \quad , \quad \epsilon_B = \frac{N_{AB}}{N_A}$$

und für die Gesamteffizienz:

$$\epsilon \equiv P(A \cup B) = \frac{N_{obs}}{N} = \frac{N_{AB} \cdot (N_A + N_B - N_{AB})}{N_A \cdot N_B} \quad .$$

4.2 Fehlerbestimmung

Die Effizienzen werden aus den binomialverteilten Größen N_A, N_B und N_{AB} bestimmt. Deren Varianz kann als statistischer Fehler dieser Größen gedeutet werden.
Im Folgenden sollen nun zwei mögliche Methoden zur Fehlerbestimmung vorgestellt werden.

4.2.1 Berechnung nach Fehlerfortpflanzung

Diese Methode ist sicherlich die intuitiv bevorzugte. Sie berücksichtigt zwar nicht die Asymmetrie der Effizienzverteilung, da diese aber ohnehin für große Zählraten nahezu symmetrisch wird, könnte man nach einer Fehlerabschätzung bei der zugrunde liegenden Statistik sicher auch diese Methode anwenden. Es zeigt sich aber, daß die Implementierung dieser Methode keine Vorteile im Aufwand gegenüber der exakten hat.
Für die Fehlerfortpflanzung muß man unabhängige Größen definieren:

- $N_a = N_A - N_{AB}$, nur von A gezählte Ereignisse
- $N_b = N_B - N_{AB}$, nur von B gezählte Ereignisse
- N_{AB}, von A und B gefundene Ereignisse.

Hiermit folgt für die Effizienz:

$$\epsilon = \frac{N_{AB} \cdot (N_a + N_b + N_{AB})}{(N_a + N_{AB})(N_b + N_{AB})} \quad ,$$

und damit:

$$\sigma^2(\epsilon) = \left(\frac{\delta\epsilon}{\delta N_a}\right)^2 \sigma^2(N_a) + \left(\frac{\delta\epsilon}{\delta N_b}\right)^2 \sigma^2(N_b) + \left(\frac{\delta\epsilon}{\delta N_{AB}}\right)^2 \sigma^2(N_{AB}) \quad ,$$

wobei sich die Ableitungen wie folgt darstellen:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\delta\epsilon}{\delta N_a}\right) &= -\frac{N_b N_{AB}}{(N_b+N_{AB})(N_a+N_{AB})^2} \\ \left(\frac{\delta\epsilon}{\delta N_b}\right) &= -\frac{N_a N_{AB}}{(N_a+N_{AB})(N_b+N_{AB})^2} \\ \left(\frac{\delta\epsilon}{\delta N_{AB}}\right) &= \frac{N_a N_b (N_a+N_b+2N_{AB})}{(N_a+N_{AB})^2(N_b+N_{AB})^2} \quad . \end{aligned}$$

Nimmt man binomiale Fehler für N_a, N_b und N_{AB} an, so folgt:

$$\begin{aligned} \sigma^2(\epsilon) = \frac{1}{\epsilon_A \epsilon_B N} \quad \cdot \quad & \{(\epsilon_A + \epsilon_B)^2 (1 - \epsilon_A - \epsilon_B + \epsilon_A\epsilon_B)^2 (1 - \epsilon_A\epsilon_B) + \\ & \epsilon_B^3 (1 - \epsilon_A)^2 (1 - \epsilon_B)(1 - \epsilon_A + \epsilon_A\epsilon_B) + \\ & \epsilon_A^3 (1 - \epsilon_B)^2 (1 - \epsilon_A)(1 - \epsilon_B + \epsilon_A\epsilon_B)\} \end{aligned}$$

4.2.2 Die exakte Berechnung

Diese Methode wurde zur Fehlerbestimmung in dieser Analyse benutzt. Mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit gehört zu einer gemessenen Effizienz ϵ_i der wirkliche Wert $\epsilon^+ > \epsilon_i$ oder $\epsilon^- < \epsilon_i$ (respektive der zugehörige Mittelwert $< N^\pm >$). Die Größe

$$\sigma^\pm(\epsilon_i) = |\epsilon_i^\pm - \epsilon_i|$$

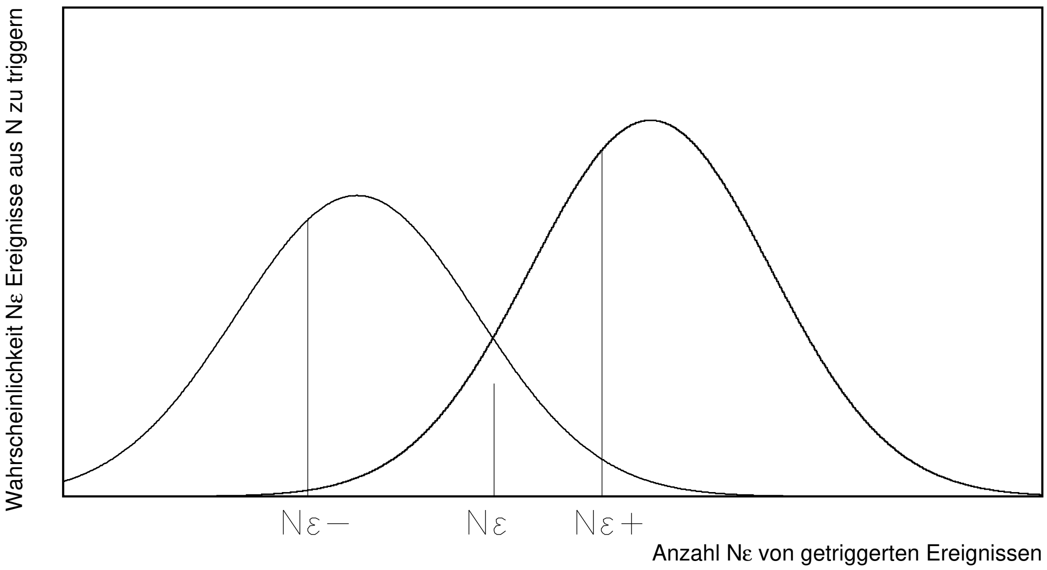


Abbildung 4.2: Grafische Erklärung der Asymmetrie der Triggereffizienz

gibt den entsprechenden statistischen Fehler an, wobei die Fehler $\sigma^{\pm}$ asymmetrisch sind (Siehe hierzu auch Abbildung 4.2 auf Seite 22). Um $\epsilon_i^{\pm}$ zu bestimmen, fordert man nun einen Abstand von einer Standardabweichung zwischen dem gemessenen N_i und $< N^{\pm} >$.

$$(N_i^{\pm} - N_i)^2 = \sigma^2(N_i) = N\epsilon_i^{\pm}(1 - \epsilon_i^{\pm})$$

liefert:

$$\epsilon_i^{\pm} = \frac{1}{2(N+1)} \left\{ 2N\epsilon_i + 1 \pm \sqrt{1 + 4N\epsilon_i(1-\epsilon_i)} \right\}$$

Hieraus läßt sich nun $\epsilon^{\pm}$ bestimmen zu:

$$\epsilon^{\pm} = \epsilon_A^{\pm} + \epsilon_B^{\pm} - \epsilon_A^{\pm}\epsilon_B^{\pm}$$

und entsprechend der Gesamtfehler:

$$\sigma^{\pm}(\epsilon) = |\epsilon^{\pm} - \epsilon|$$

4.3 Berücksichtigung der Korrelationen

Wie schon erwähnt, sind beim DELPHI–Trigger Korrelationen zwischen den ausgewählten Signalgruppen unvermeidbar. Um dieses Problem zu lösen, werden die Signale jeweils so gewählt, daß sie einmal eine untere und einmal eine obere Grenze für die Triggereffizienz liefern.
Hierzu nimmt man an, daß in dem Bereich, wo die Triggereffizienz bestimmt werden soll, nur ein Zusammenschluß (Majorität) zu einem Triggersignal definiert ist. Dieses ist eine erlaubte Generalisierung des Problems, da man durch den Zusammenschluß aller Signale

immer eine große Majorität (MAJ) definieren kann. Diese wird nun in zwei komplementäre, unabhängige Untermajoritäten M_A und $M_{\overline{A}}$ aufgeteilt, die aus den Untergruppen $\{A\}$ und $\{\overline{A}\}$ der großen Majorität gebildet werden.
Die Ereignisse, die entweder von $\{A\}$ oder von $\{\overline{A}\}$ detektiert werden, bilden eine Untergruppe der Ereignisse, die von der großen Majorität detektiert werden. Daher bildet die mit ihnen bestimmte Triggereffizienz eine untere Grenze der eigentlichen Effizienz.

$$\mathcal{E}(M_A) \cup \mathcal{E}(M_{\overline{A}}) \subseteq \mathcal{E}(MAJ) = \mathcal{E}(M_A) \cup \mathcal{E}(M_{\overline{A}}) \cup \mathcal{E}(C_A) \Rightarrow \epsilon(M_A \cup M_{\overline{A}}) \leq \epsilon(MAJ)$$

Dabei sind $\mathcal{E}(M_A)$, $\mathcal{E}(M_{\overline{A}})$, $\mathcal{E}(C_A)$ und $\mathcal{E}(MAJ)$ die Mengen der Ereignisse, die jeweils von M_A, $M_{\overline{A}}$, C_A und MAJ detektiert wurden, und C_A ist die Menge der Koinzidenzen zwischen $\{A\}$ und $\{\overline{A}\}$.
Auf der anderen Seite kann man anstelle der Koinzidenzen der Signale aus M_A oder $M_{\overline{A}}$, $\{A\}$ oder $\{\overline{A}\}$, auch ein logisches ODER eines dieser Signale, $[A]$ oder $[\overline{A}]$, betrachten. In diesem Fall wird die Effizienz überschätzt, und man erhält eine obere Schranke für die Triggereffizienz:

$$\epsilon([A] \cup M_{\overline{A}}) \geq \epsilon(MAJ) \quad .$$

Somit wird zwar kein exakter Wert für die Triggereffizienz bestimmt, ihr Wert aber durch zwei Schranken eingegrenzt:

$$\epsilon(M_A \cup M_{\overline{A}}) \leq \epsilon(MAJ) \leq \epsilon([A] \cup M_{\overline{A}}) \quad .$$

4.4 Auswertung der Triggerdaten

Als Grundlage zur Bestimmung der Triggereffizienz wurden die als hadronisch selektierten Ereignisse benutzt. Um die Konstanz der Triggereffizienz zu untersuchen, wurde die Triggereffizienz pro Fill bestimmt. Es wurden für zwei Θ–Bereiche jeweils zwei unabhängige Gruppen von Triggersignalen bestimmt.

- Vorwärtsbereich: $10^o < \Theta < 30^o$
- Zentralbereich: $30^o < \Theta < 90^o$.

Diese Bereiche wurden dann wiederum unterteilt, so daß die Winkelabhängigkeit in 12 Unterabschnitten überprüft werden konnte. Dieses wurde dann für diverse Subdetektoren durchgeführt, wobei keine Unregelmäßigkeiten festgestellt werden konnten.
Da LEP 1995 zum ersten Mal im Bunchtrainmode lief, war noch nicht sicher, ob die Effizienz auch für jeden Wagon dieselbe ist. Daher wurde die Effizienz auch pro Wagon bestimmt. Man konnte hier Einflüsse eines eventuell verschobenen Wechselwirkungspunktes vermuten. Diese Analysen wurden für alle drei Energien durchgeführt. Hierbei wurden ebenfalls keine Unterschiede zwischen den einzelnen Wagons festgestellt. (Siehe auch Diagramme 4.5 bis 4.8 auf den Seiten 28 bis 31.) Da Wagon vier nur selten benutzt wurde, ist dessen Triggereffizienz natürlich insgesamt mit einem viel größeren Fehler versehen als die der anderen Wagons. Alle Einbrüche bei den Effizienzen konnten mit Detektorproblemen erklärt werden, aufgrund deren diese Daten bei der Bestimmung der Z^0–Parameter ohnehin nicht einbezogen werden. Die obere Schranke ist nahezu durchgehend eins, wobei sich nur die Fehler

in Ahängigkeit von der Statistik unterscheiden. Die untere Schranke, welche sicherlich die aussagekräftigere Zahl ist, ist im Zentralbereich auch weitestgehend eins und zeigt nur im Vorwärtsbereich Abweichungen davon, die allerdings noch in einem Bereich liegen, in dem keine Effizienzkorrektur notwendig ist. Da im Vorwärtsbereich weniger Detektoren zum Triggern zur Verfügung stehen, hat eine Mindereffizienz eines Detektors einen größeren Einfluß als im Zentralbereich, was die Schwankungen in diesem Bereich erklärt.
Bei einem Konfidenz–Level von 99.9% ergibt sich folgende untere Grenze für die Triggereffizienz:

$$0.9999427$$

Dieses liegt innerhalb der Meßgenauigkeit der Z^0–Parameter, und es bedarf daher keiner Korrektur der Daten. Die Einzeleffizienzen sind in der folgenden Tabelle aufgeschlüsselt, einige Diagramme, welche die Triggereffizienz pro Fill zeigen, folgen danach.

E [GeV]	Wagon	Untere Schranke Effizienz	$\sigma^+[\cdot 10^{-3}]$	$\sigma^-[\cdot 10^{-3}]$	Obere Schranke Effizienz	$\sigma^+[\cdot 10^{-3}]$	$\sigma^-[\cdot 10^{-3}]$
		Zentralbereich					
	0	1.000	0	19	1.00000	0.00	0.98
	1	1.000000	0.000	0.020	0.99999948	0.00028	0.00058
	2	0.999941	0.026	0.047	0.99999974	0.00016	0.00046
	3	1.000000	0.000	0.022	1.00000000	0.00000	0.00031
	4	0.0	1000	0.0	0.0	1000	0.0
89	Alle	0.9999806	0.0087	0.0156	0.99999973	0.00012	0.00022
		Vorwärtsbereich					
	0	0.0	1000	0.0	0.0	1000	0.0
	1	0.9789	1.7	1.9	1.00000	0.00	0.13
	2	0.9761	1.9	2.1	1.00000	0.00	0.14
	3	0.9757	2.0	2.2	1.00000	0.00	0.15
	4	0.0	1000	0.0	0.0	1000	0.0
	Alle	0.9769	1.1	1.2	1.000000	0.000	0.046
		Zentralbereich					
	0	1.0000	0.0	9.9	1.00000	0.00	0.59
	1	1.000000	0.000	0.010	0.99999883	0.00041	0.00064
	2	0.999944	0.019	0.029	0.99999935	0.00027	0.00045
	3	1.0000000	0.0000	0.0099	0.999999851	0.000094	0.000256
	4	1.00000	0.00	0.16	0.9999841	0.0084	0.0179
91	Alle	0.9999809	0.0064	0.0097	0.99999913	0.00021	0.00028
		Vorwärtsbereich					
	0	0.63	183	204	1.000	0	77
	1	0.9606	1.7	1.8	1.000000	0.000	0.064
	2	0.9691	1.5	1.6	1.000000	0.000	0.067
	3	0.9656	1.7	1.8	1.000000	0.000	0.071
	4	0.852	13	14	0.0000	1.0	1.2
	Alle	0.96389	0.97	1.00	1.000000	0.000	0.022
		Zentralbereich					
	0	1.000	0	11	1.0000	0.0	1.5
	1	0.999832	0.048	0.067	0.99999908	0.00039	0.00068
	2	0.999951	0.022	0.040	0.99999871	0.00048	0.00076
	3	1.000000	0.000	0.020	0.99999978	0.00014	0.00039
	4	1.00	0	216	1.00	0	216
93	Alle	0.999931	0.018	0.024	0.99999917	0.00023	0.00033
		Vorwärtsbereich					
	0	0.0	1000	0.0	1.000	0	27
	1	0.9847	1.4	1.5	1.00000	0.00	0.12
	2	0.9792	1.6	1.8	1.00000	0.00	0.12
	3	0.9756	1.9	2.1	1.00000	0.00	0.14
	4	0.0	1000	0.0	0.0	1000	0.0
	Alle	0.9787	1.0	1.1	1.000000	0.000	0.042

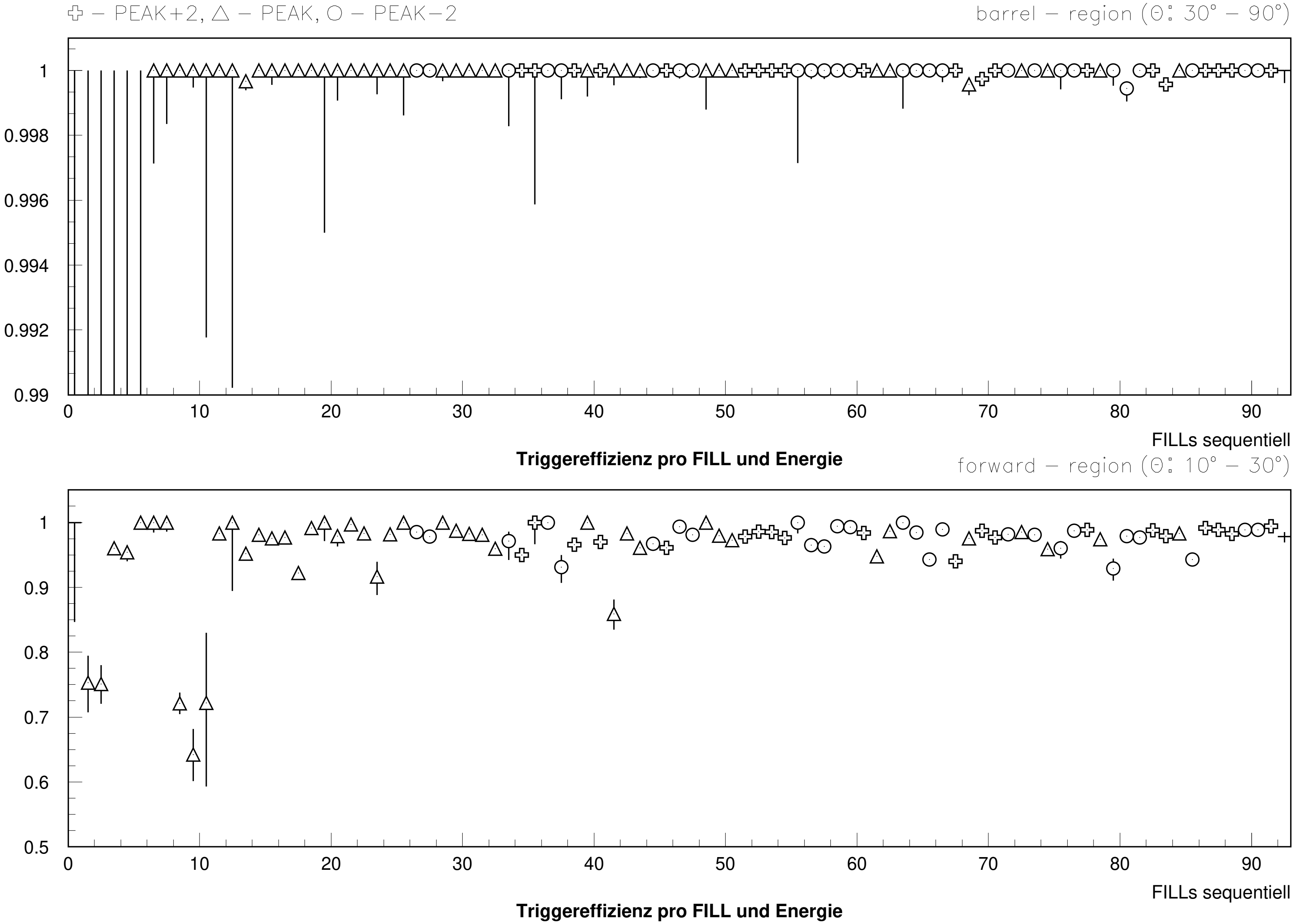


Abbildung 4.3: Triggereffizienz pro Fill – untere Schranke

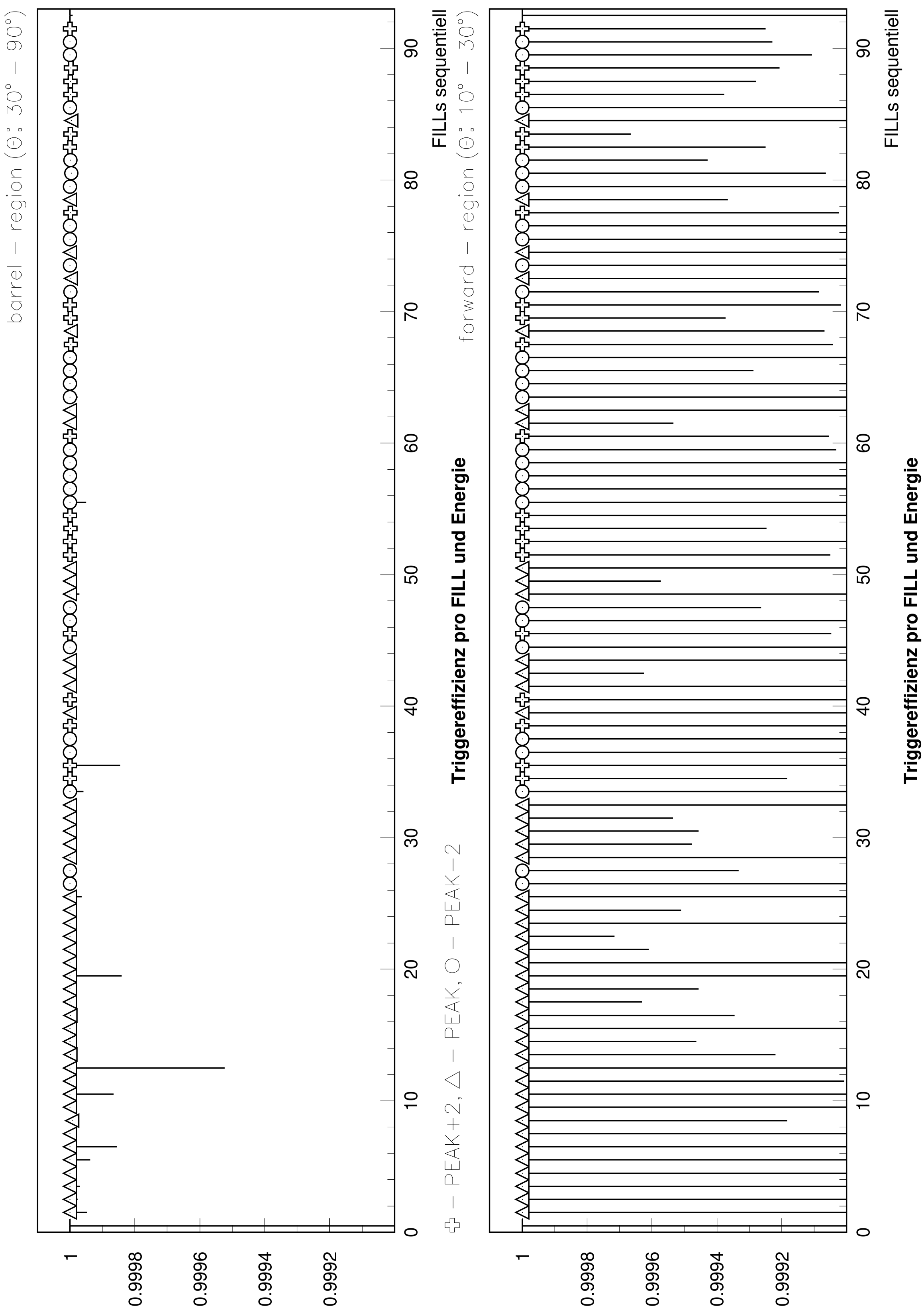


Abbildung 4.4: Triggereffizienz pro Fill – obere Schranke

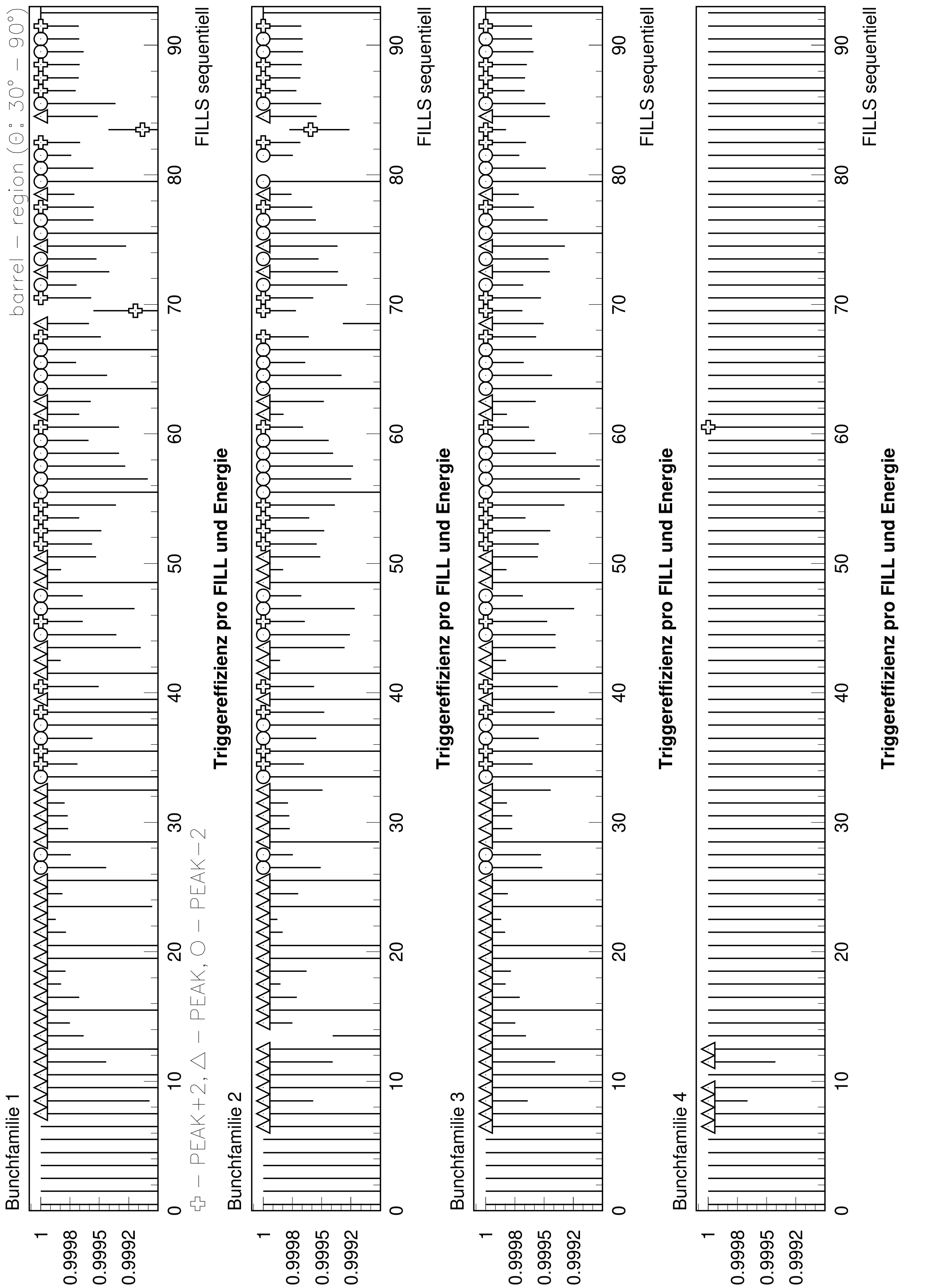


Abbildung 4.5: Triggereffizienz pro Fill und Bunchfamilie im Zentralbereich – untere Schranke

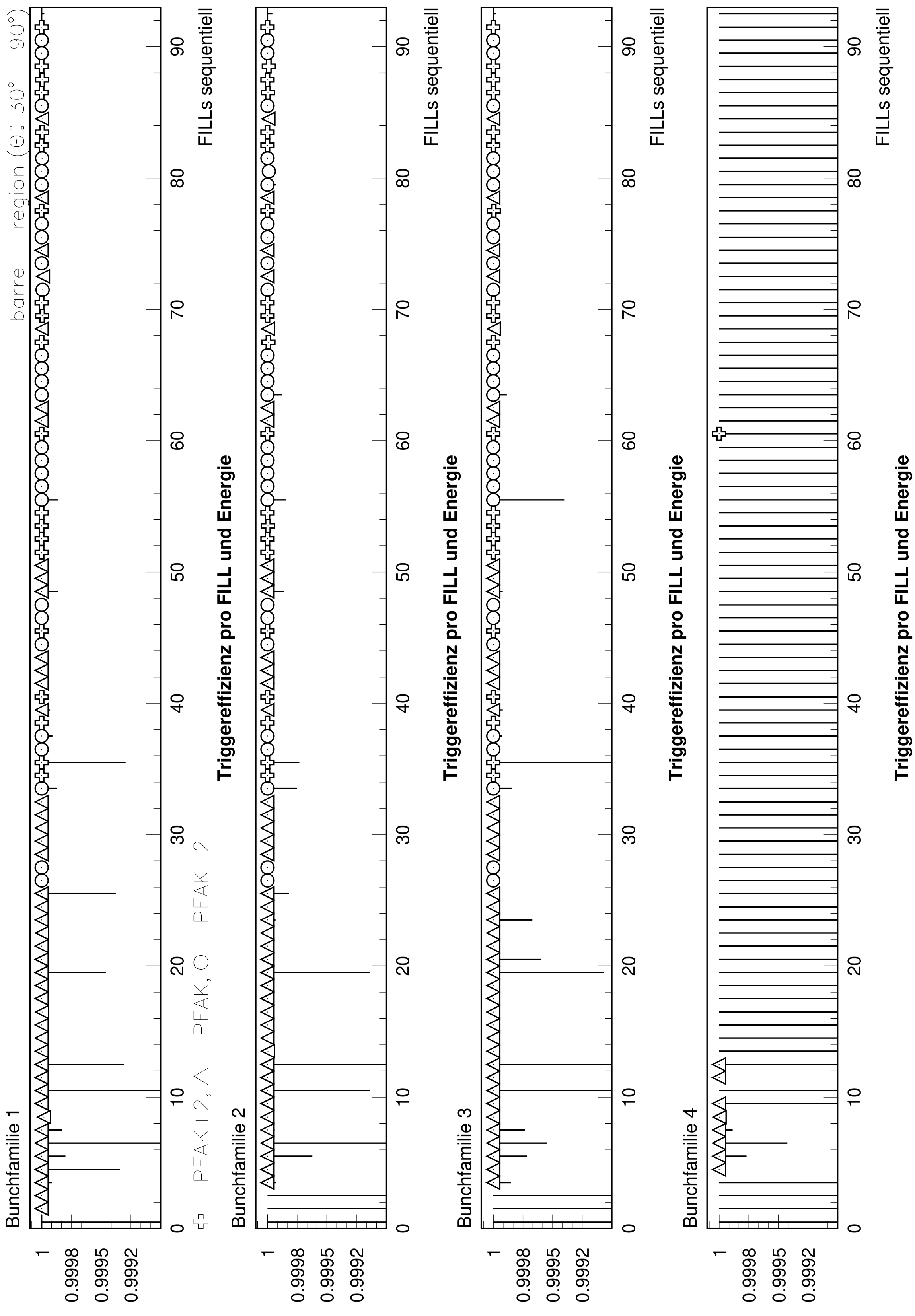


Abbildung 4.6: Triggereffizienz pro Fill und Bunchfamilie im Zentralbereich – obere Schranke

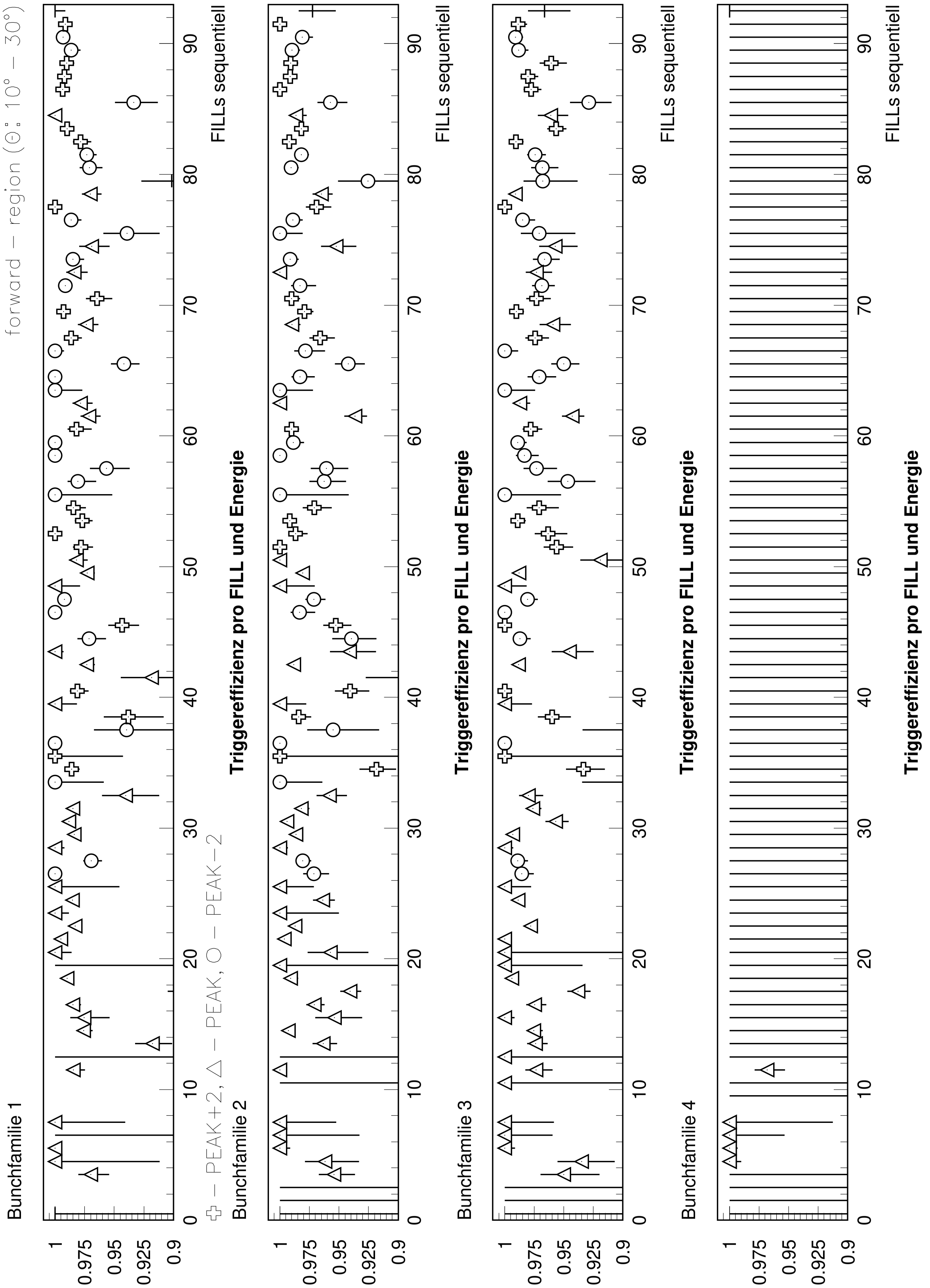


Abbildung 4.7: Triggereffizienz pro Fill und Bunchfamilie im Vorwärtsbereich – untere Schranke

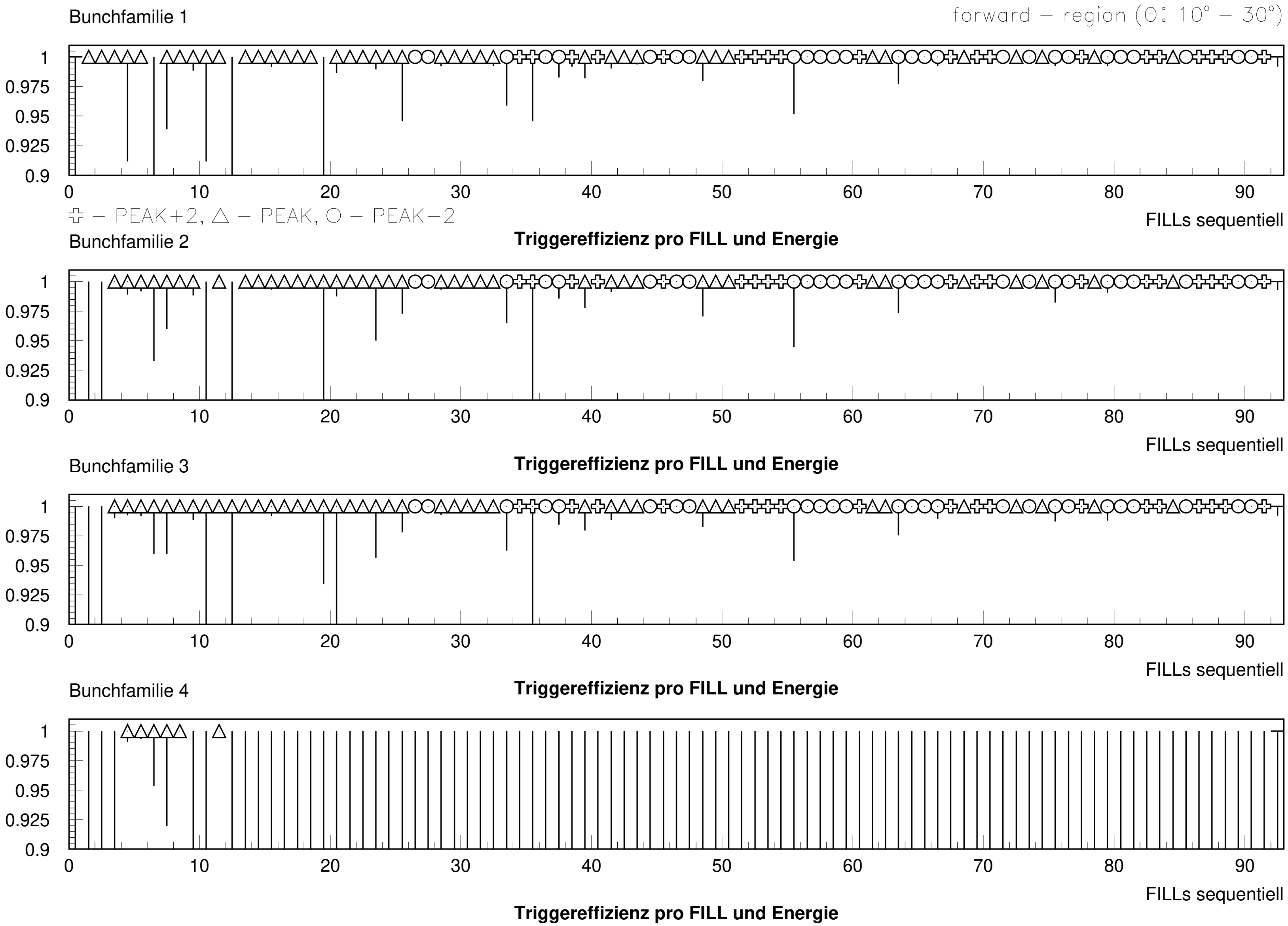


Abbildung 4.8: Triggereffizienz pro Fill und Bunchfamilie im Vorwärtsbereich – obere Schranke

Kapitel 5

Der hadronische Wirkungsquerschnitt

Der hadronische Wirkungsquerschnitt berechnet sich nach folgender Formel:

$$\sigma_{had} = \frac{N_{Had} - N_{Back}}{\epsilon_{Had}\mathcal{L}}(1+f) \quad ,$$

wobei gilt:

N_{Had}	: Anzahl der selektierten hadronischen Ereignisse Z^0
N_{Back}	: Anzahl der mitselektierten Untergrundereignisse
ϵ_{Had}	: hadronische Selektionseffizienz
$\mathcal{L}$	: integrierte Luminosität
f	: Korrektur der Energiestreuung.

Als hadronische Ereignisse bezeichnet man diejenigen, bei denen das Z^0 in zwei Quarks zerfällt, die dann weiter in Hadronen fragmentieren. Die Signatur dieser Ereignisse ist daher meistens zwei–Jet–artig. Mit geringer Wahrscheinlichkeit strahlt eines der initialen Quarks noch ein Gluon ab, wodurch dann eine Drei–Jet–Struktur entsteht. In sehr seltenen Fällen können auch beide ein Gluon abstrahlen, was dann zu einer Vier–Jet–Struktur führt. Die mittlere geladene Multiplizität ist bei hadronischen Ereignissen hoch, in unserem Fall knapp über 16.

5.1 Die Luminosität

Theoretisch kann man die Luminosität aus den Strahlparametern bestimmen:

$$\mathcal{L} = \frac{nkf}{4\pi\sigma_x\sigma_y} \quad ,$$

mit:

n	: Anzahl der Teilchen pro Wagon
k	: Anzahl der Wagons
f	: Umlauffrequenz
σ_x	: horizontale Ausdehnung der Wagons
σ_y	: vertikale Ausdehnung der Wagons.

Die Genauigkeit, die mit dieser Methode bei LEP erreicht werden kann, reicht jedoch nicht aus. Daher verwendet man einen gut bekannten und verstandenen Prozeß als Referenzmessung: die Bhabha–Streuung. Die theoretische Genauigkeit, mit der dieser Prozeß heute bekannt ist, beträgt ca. 0.15%. Wie schon beschrieben, dominiert bei extrem kleinen Winkeln der t–Kanal–Prozeß und der s–Kanal kann vernachlässigt werden. Als differentiellen Wirkungsquerschnitt erhält man somit in Born'scher Näherung:

$$\frac{d\sigma_{ee}}{d\Theta} = \frac{32\pi\alpha^2}{s\Theta^3} \quad .$$

Hierbei ist die Interferenz zwischen t–Kanal Bhabha und s–Kanal Z^0–Austausch nicht berücksichtigt. Die $1/\Theta^3$ Abhängigkeit führt hier zu ungefähr doppelt so vielen Bhabha– wie Z^0–Ereignissen.
Die Messung der Luminosität wurde 1995 wegen technischer Probleme nur mit dem STIC durchgeführt [6]. Zur Zeit erreicht man damit auf der Z^0–Resonanz eine Genauigkeit bei der Luminositätsmessung von 0.1%.

5.2 Selektion hadronischer Ereignisse

Die Anzahl der hadronischen Ereignisse ist die zentrale Größe, die es zu bestimmen gilt. Hierzu muß sichergestellt werden, daß der Detektor bei deren Messung ausreichend funktionierte, und dann eine möglichst effiziente Trennung von den Untergrundereignissen erfolgen.

5.2.1 Qualitätskontrolle der prozessierten Daten

Während der zweiten Meßperiode 1995 wurden ständig verschiedenste Aspekte der Analyse der gerade gemessenen Daten, aber auch Randbereiche, wie die LEP–Energie–Messung oder die Luminositätsbestimmung, beobachtet. Hiermit wurde sichergestellt, daß Fehler in der Datennahme frühzeitig erkannt würden und behoben weden könnten. Eine Zusammenfassung der hier gezeigten Ergebnisse ist in [10] zu finden.
Die bis hierhin selektierten Daten wurden nun einigen Standardtests unterzogen, um weitere Fehlerquellen aufzudecken. Folgende Daten wurden nicht berücksichtigt:

- Die von DELANA gelieferte Datei mit der Detektorfunktionalität wurde auf qualitätseinschränkende Koinzidenzen von Detektorfehlfunktionen untersucht, und suspekte Kassetten wurden von der Analyse ausgeschlossen. So kann erst durch eine solche Prüfung eine chronologische Fehlfunktion festgestellt werden, die vom Analyseprogramm als Ineffizienz korrigiert würde, aber wahrscheinlich ein Defekt des Detektors ist.

- Fills, die kürzer als 30 Minuten sind.

- Einige Fills, bei denen es Unsicherheiten bezüglich der Energie gab.

- Kassetten bei denen die Anzahl an Bhabha–Ereignissen zwischen zwei Z^0–Ereignissen auf den Fehler normiert mehr als vier Standardabweichungen vom Mittelwert abwich.

- Extrem kurze Kassetten (unter 2 Minuten).
- Kassetten, bei denen der Anteil der Ereignisse mit undefinierter Wagon–Nummer 1.5% überschreitet.

5.2.2 Die Schnitte auf die Daten

Anhand der Eigenschaften hadronischer Ereignisse ist es möglich, Schnitte an die Daten anzubringen, um einen großen Teil der nicht–hadronischen Ereignisse zu verwerfen. Folgende Kriterien muß ein selektiertes Ereignis erfüllen:

- mehr als vier geladene Spuren:
  Der große Unterschied in der geladenen Multiplizität zwischen hadronischen und leptonischen Ereignissen liefert hier ein sehr wirksames Werkzeug, um den größten Teil der leptonischen Ereignisse auszusortieren. Da Spuren mit großem Impaktparameter verworfen werden, werden Zerfallsprodukte aus sekundären Wechselwirkungen unterdrückt und die initiale Multiplizität nicht sehr verändert. Lediglich die schnell zerfallenden Taus ragen noch relativ weit in diesen Schnitt hinein.
- Gesamtenergie der geladenen Spuren größer als 12% der Schwerpunktenergie:
  Ereignisse, die nicht aus der e^+e^-–Annihilation stammen, haben selten die recht hohe Energie des Z^0. Hauptsächlich werden hierdurch Zwei–Photon–Ereignisse verworfen.

Speziell zur Unterdrückung von Bhabha–Ereignissen nutzt man eine besondere Eigenschaft dieser aus:
Bhabhas, die eine klare 2–Spur Signatur besitzen, werden durch den Multiplizitätsschnitt verworfen. Die, welche im Detektor durch sekundäre Wechselwirkung mit Detektormaterial aufschauern, deponieren den größten Teil ihrer Energie, bzw. der ihrer Zerfallsprodukte, in den elektromagnetischen Kalorimetern. Man verlangt nun, daß diese Energie auf jeder Seite einen bestimmten Anteil der Schwerpunktenergie nicht überschreitet, und sortiert diese Ereignisse aus. Hierzu definiert man:

$$E_{Rad} = \sqrt{\left(\frac{E_{EMFA}}{E_{Beam}}\right)^2 + \left(\frac{E_{EMFC}}{E_{Beam}}\right)^2} \quad .$$

Man verlangt, daß E_{Rad} kleiner als 90% der Schwerpunktenergie ist. Dieser Schnitt hat sich als sehr effektiv zur Reduktion von Bhabhas erwiesen.
Um u. a. eine gewisse Qualität der gemessenen Spuren zu gewährleisten, bzw. deren Vergleichbarkeit mit den simulierten Daten, werden noch folgende Schnitte angebracht:

- Impaktparameter: $r\Phi < 4cm$ und $z < 10cm$
- Impuls größer als $0.4GeV$
- Polarwinkel der Spuren zwischen 20^o und 160^o
- relativer Impulsfehler kleiner 1
- gemessene Länge der Spuren größer als 30cm.

5.3 Die Untergrundereignisse

Alle Ereignisse, die nicht aus einem hadronischen Z^0–Zerfall stammen, werden als Untergrundereignisse angesehen. Welche Klassen es von diesen gibt, wie deren Eigenschaften sind und wie ihr Anteil bestimmt wird, soll im Folgenden beschrieben werden.

5.3.1 Untergrundbestimmung über die Wirkungsquerschnitte

Die Wirkungsquerschnitte der beteiligten Untergrundprozesse sind bekannt. Da man die Selektionseffizienzen dieser Ereignisse mit den entsprechenden Simulationsdaten bestimmen kann und die Luminosität ebenfalls bekannt ist, kann man damit die absolute Anzahl der beteiligten Ereignisse bestimmen. Die Bestimmung der Effizienz geschieht aber mit den o. g. Schnitten, die nur auf der Größe der Ereignisvariablen beruhen. Man erwartet daher mit der im Folgenden vorgestellten Methode ein genaueres Ergebnis.

5.3.2 Untergrundbestimmung durch Fit

Die Untergrundprozesse unterscheiden sich untereinander und von den hadronischen Ereignissen durch diverse Verteilungen von Ereignisvariablen. Man fittet nun die Summe der Verteilungen der Untergrund– und der hadronischen Simulationsdaten durch Variation von deren Verhältnis an die der Daten an und erhält somit deren Anteil an diesen Ereignissen. Zur Minimierung des Aufwandes sollte man Redundanzen zwischen den Fitgrößen vermeiden. Es werden folgende Größen benutzt:

- Rapidität (Thrust)
- M_{high},M_{low}
- Akollinearität
- Thrust
- E_{tot}
- Major, Minor
- Aplanarität
- θ_{Thrust}.

Da die zu bestimmenden Untergrundereignisse geringe Multiplizitäten besitzen, werden nur die Multiplizitäten fünf und sechs für den Fit verwendet. Auf den Seiten 36 und 37 sind die Ergebnisse des Fits aufgezeichnet. Mit dieser Methode werden die Anteile an Bhabha– und Tau–Ereignissen bestimmt.

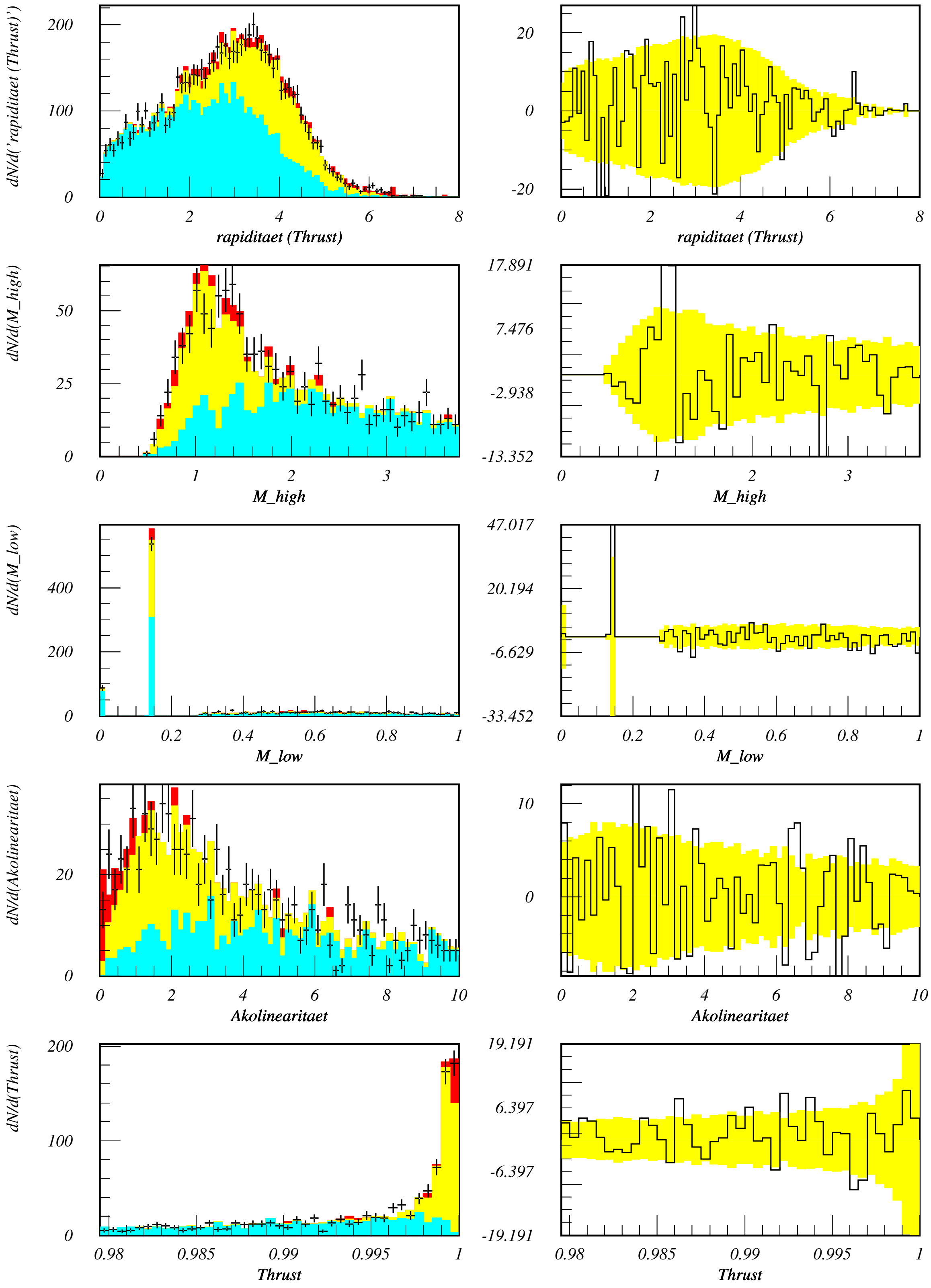


Abbildung 5.1: Fit der Untergrundereignisse an die Daten

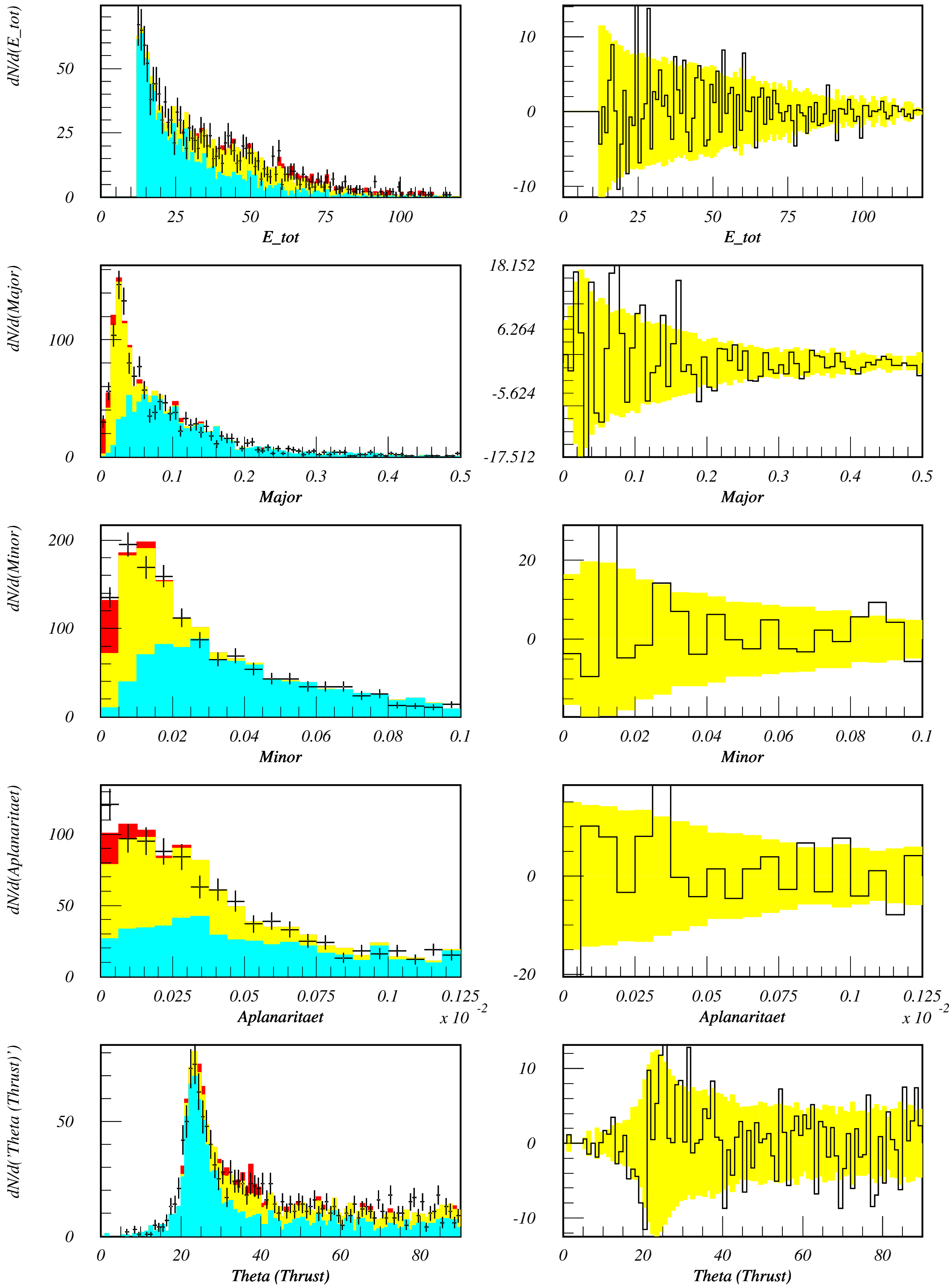


Abbildung 5.2: Fit der Untergrundereignisse an die Daten

5.3.3 Bhabha–Ereignisse

Hierunter faßt man die e^+e^-–Endzustände zusammen, die sowohl aus s–Kanal– als auch aus t–Kanal–Prozessen herrühren. Da das masselose Photon beliebige Impulse übertragen kann, ist deren Wirkungsquerschnitt infrarotdivergent.
Da diese e^+e^-–Endzustände eigentlich reine 2–Spur–Ereignisse sind, werden sie zum größten Teil durch den Multiplizitätsschnitt verworfen. Die gestreuten Leptonen können jedoch mit dem Detektormaterial wechselwirken und so zu höheren Multiplizitäten aufschauern. Der Anteil dieser Ereignisse wird durch den Untergrundfit bestimmt.

5.3.4 Myon Ereignisse

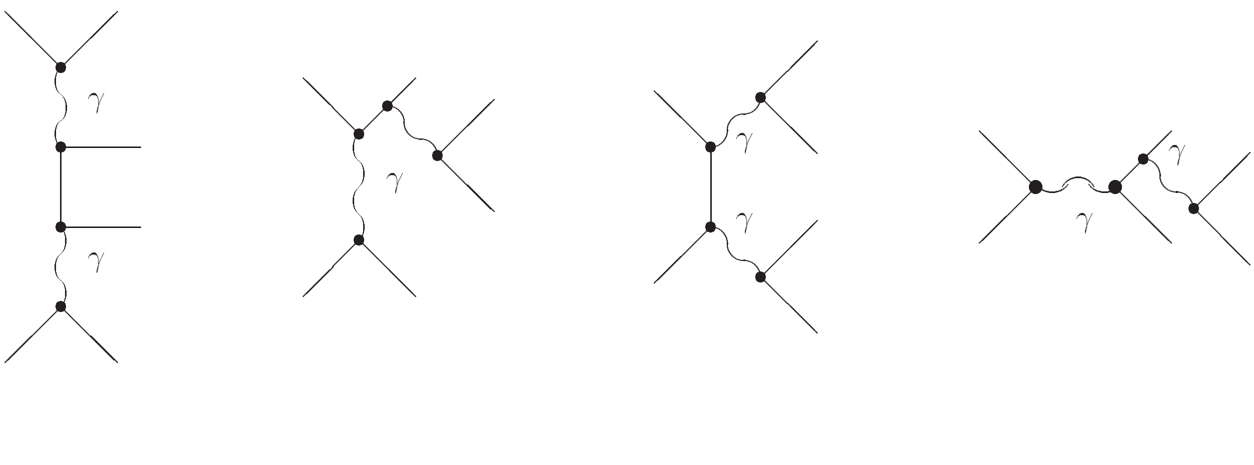
Der im Vergleich zum hadronischen kleine Wirkungsquerschnitt der Myonen gibt diesen nur eine geringe Bedeutung als Hintergrundprozeß. Da die Myonen als minimalionisierende Teilchen meistens eine klare Zweispur–Signatur besitzen, sind sie leicht von den hadronischen zu trennen.
Zur Bestimmung des Anteils an Myon–Ereignissen wurden 219641 simulierte Myon Ereignisse betrachtet. Die Selektionseffizienz der Myonen beträgt 0.04% und ihr Anteil an den als hadronisch selektierten Ereignissen unter 0.005% und ist damit vernachlässigbar.

5.3.5 Tau Ereignisse

Taus zerfallen recht schnell im Detektor, meistens in ein geladenes und ein oder mehrere neutrale Teilchen. Zu einem nicht unbedeutenden Teil (mehr als 10%) zerfallen sie jedoch auch in mehrere geladene Teilchen mit hohem Impuls. Damit sind die Taus nicht mehr durch die oben beschriebenen Schnitte von den Hadronen zu trennen und bilden den größten Teil des zu berücksichtigenden Untergrundes. Zur Bestimmung des Tau–Untergrundes wurden 103512 simulierte Tau–Ereignisse betrachtet. Ihr Anteil wird durch den Untergrundfit bestimmt.

5.3.6 Zwei–Photon–Wechselwirkung

Diese Prozesse werden durch folgende Feynmangraphen beschrieben:



Gegenüber den Borngraphen sind diese Prozesse um den Faktor $\mathcal{O}(\alpha^2)$ unterdrückt. Da aber der Wirkungsquerschnitt der Bhabhas im t–Kanal im Vorwärtsbereich recht groß wird, muß hier der Photonaustausch berücksichtigt werden.
Ihr Anteil wird aus simulierten 2–Photon–Ereignissen bestimmt. Hierzu wurden Simulationen nach dem Vektor–Dominanz–Modell (75763 Ereignisse), dem Quark–Parton–Modell (23878 Ereignisse) und der QCD (39072 ereignisse) benutzt. Der Beitrag dieser Ereignisse hat demnach einen Wirkungsquerschnitt von

$$\sigma_{2-Photon} = 20pb$$

5.3.7 Strahl–Gas–Wechselwirkungen

Da trotz des sehr guten Vakuums in der LEP–Strahlröhre noch einige Atome vorhanden sind, kommt es zu Wechselwirkungen der initialen Leptonen mit diesen. Der Wirkungsquerschnitt dieser Ereignisse ist nur groß, wenn die invariante Masse des ausgetauschten Photons klein ist. Daher werden die Zerfallsprodukte dieser Prozesse bevorzugt in Strahlrichtung gestreut. Die geometrische Einschränkung des primären Wechselwirkungspunktes verringert den Beitrag dieser Prozesse. Hierdurch wird auch der Beitrag von Wechselwirkungen der primären Leptonen mit der Wand des Strahlrohres reduziert. Die relative Anzahl dieser Prozesse kann durch Messungen bei getrennten Strahlen überprüft werden. Detaillierte Analysen hierzu sind in der Arbeitsgruppe für hadronische Z^0–Zerfälle bei DELPHI noch im Gange.
Eine zweite Methode zur Bestimmung des Strahl–Gas–Untergrundes basiert darauf, daß die Strahl–Gas–Ereignisse gleichmäßig entlang der Strahlachse verteilt sind. Die e^+e^-–Kollisionen passieren dagegen um den Beamspot herum. Die Anzahl der Ereignisse, die außerhalb eines bestimmten Bereiches um den Beamspot herum liegen, sind daher höchstwahrscheinlich Strahl–Gas–Wechselwirkungen. Bei 2–Jet–Ereignissen mit kleinen Transversalimpulsen besteht jedoch die Möglichkeit, daß DELANA den primären Wechselwirkungspunkt nicht korrekt bestimmt, sondern entlang der Jet–Achse verschiebt. Daher wird die Position des primären Vertex entlang der Sphärizitätsachse so verschoben, daß er bei der Projektion in die xy–Ebene dem Beamspot am nächsten kommt. Die Verteilung dieses korrigierten Vertex ist nun so begrenzt, daß man außerhalb der zentralen Verteilung liegende Ereignisse als Strahl–Gas–Wechselwirkungen annehmen kann (Siehe hierzu Diagramme 5.3 auf Seite 40).
Außerhalb eines Bereiches von $\pm 70mm$ finden sich $N_{SG--au\ss en}$ und extrapoliert auf den ganzen Bereich $N_{SG--alles}$ Ereignisse bei N_{gesamt} insgesamt betrachteten Ereignissen:

	$N_{SG--au\ss en}$	$N_{SG--alles}$	N_{gesamt}
Daten	10	33	656635
MC	5	16	413938

Damit ergibt sich für den Anteil der Strahl–Gas–Wechselwirkungen ein Wert von

$$0.0012\%$$

Diese Ereignisse sind daher vernachlässigbar und werden in der Analyse nicht berücksichtigt.

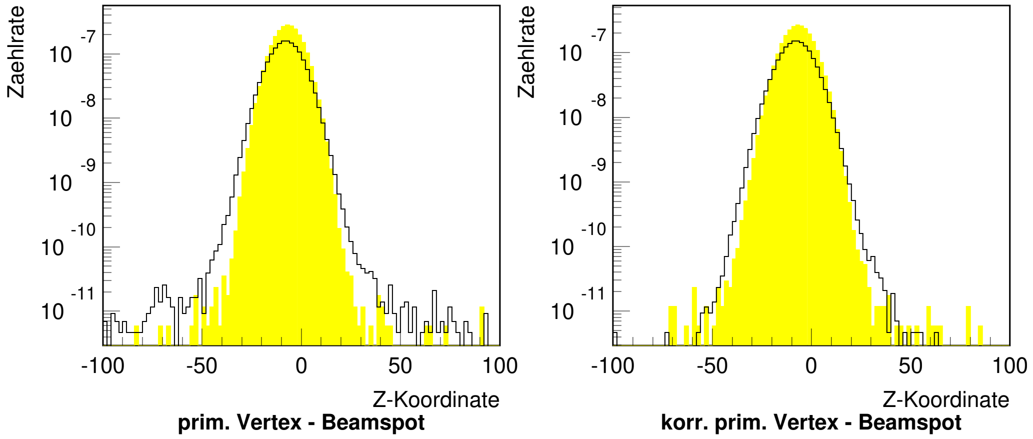


Abbildung 5.3: Differenz zwischen primären Vertex und Beamspot auf die Anzahl der Ereignisse normalisiert: Fläche – Simulation, Linie – Daten.

5.3.8 Relative Anteile der berücksichtigten Untergrundereignisse

In der folgenden Tabelle sind die prozentualen Anteile der berücksichtigten Untergrundereignisse an den als hadronisch erkannten Ereignissen aufgeführt.

Periode	Energie[GeV]	Bhabha[%]	Tau[%]	2–Photon[%]
1	91.2770	0.028	0.485	0.068
2	89.4376	0.074	0.490	0.208
2	91.2756	0.028	0.485	0.068
2	92.9666	0.030	0.488	0.144

5.4 Die Selektionseffizienz

Mit den beschriebenen Schnitten werden nicht nur die Untergrundereignisse aussortiert, sondern auch ein kleiner Teil der hadronischen Ereignisse verworfen. Um nun deren wirkliche Anzahl zu rekonstruieren, analysiert man die simulierten hadronischen Ereignisse gleich den gemessenen Daten und erhält damit die hadronische Selektionseffizienz. Hierzu muß sichergestellt sein, daß die simulierten und die gemessenen Daten optimal in den selektierten Bereichen übereinstimmen.

5.4.1 Korrektur der Detektorineffizienzen

Obwohl die Funktionalität der Detektoren ständig kontrolliert wird, sind damit Fehlfunktionen nicht ausgeschlossen. Diese können dann zu Teilspurverlusten in dem jeweiligen Detektor führen und diese wiederum zur Fehlklassifizierung des Ereignisses.

Zu jedem Run wird von DELANA der aktuelle Funktionsstatus der Subdetektoren in eine Datei ausgegeben. Dazu werden jeweils Zahlen zwischen 0 und 9 vergeben, welche folgende Bedeutung haben:

0 = Daten unbrauchbar
1 = weniger als 50% des Detektors arbeitet korrekt
2 = 50% bis 65% des Detektors arbeitet korrekt
3 = 65% bis 80% des Detektors arbeitet korrekt
4 = 80% bis 90% des Detektors arbeitet korrekt
5 = 90% bis 95% des Detektors arbeitet korrekt
6 = 95% bis 99% des Detektors arbeitet korrekt
7 = mehr als 99% des Detektors arbeitet korrekt
8 = Detektoreffizienz variiert während des Runs
9 = Detektorstatus unbekannt.

Anhand dieser Zahlen kann man nun auf die jeweilige Ineffizienz korrigieren, wozu die Abbildung Detektorstatus → Effizienz bestimmt werden muß.

Die exakte Bestimmung dieser Funktion erfordert die vollständige Prozessierung von Daten mit DELANA und der Simulation eines Detektorfehlers. Dieses liefert direkt den Effizienzverlust. Die Effizienzen der Subdetektoren in Abhängigkeit von ihrer Funktionsqualität sind aber korreliert. Diese Analyse muß daher für alle Kombinationen von Detektorstati durchgeführt werden, was diese Methode sehr aufwendig macht.

Eine weniger exakte, aber nicht viel schlechtere Methode basiert auf der Kenntnis dieser Korrelationen. Man simuliert den Verlust von Teilspuren in Subdetektoren mit eingeschränkter Funktionalität und setzt, basierend auf der Kenntnis der DELANA Spurrekonstruktion, die Grenzen, ab denen diese Spuren nicht mehr akzeptiert werden. Anhand dieser Methode wurden Werte für die auf den DELANA Detektorfunktionsdaten basierende Effizienzkorrektur ermittelt. Es ergaben sich folgende Korrekturfaktoren:

Funktionsstatus	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
Korrekturfaktor	1.0	0.75	0.43	0.28	0.15	0.07	0.0	0.0	0.5	0.0

Detektor	ID	OD	FCA	FCB	FCA&FCB
Korrekturfaktor	0.0034	0.0004	0.0027	0.0026	0.0032

Da DELANA die Funktionalität für beide Detektorhälften angibt, wird auf deren Mittel korrigiert. Die Zählraten werden dann für den jeweiligen Subdetektor um das Produkt der in den Tabellen beschriebenen Anteile erhöht. Eine Ausnahme bilden hier die Vorwärtskammern A und B. Die Effizienzen dieser Kammern sind so korreliert, daß bei einer Ineffizienz in beiden Kammern eine kombinierte Korrektur auf die schlechteste Funktion vorgenommen wird.

Da die TPC der wichtigste Detektor zur Spurfindung ist, wird für diese ein Status von 6 oder 7 verlangt, worauf dann auch nicht korrigiert werden muß.

5.4.2 Die Winkelkorrektur

Beim Vergleich der Verteilungen der Spur– und Ereignisvariablen fällt die Θ–Verteilung der Spuren auf (Siehe Diagramme 5.4 auf Seite 43). Hier sind abhängig vom Impuls in den Vorwärtsbereichen unter $\Theta = 27^o$ und über $\Theta = 152^o$ bis zu 20% mehr simulierte Spuren vorhanden. Um dieses zu korrigieren, wird eine Matrix mit den Verhältnissen aus den Anzahlen simulierter und gemessener Daten für diskrete Winkel und Impulsbereiche erstellt. Hierfür wird eine optimale Funktion der Vorwärtsdetektoren verlangt, um Einflüsse durch temporäre Detektorineffizienzen zu vermeiden. Folgende Intervalle wurden benutzt:

- Impulsbereiche: $\rightarrow 0.7GeV \rightarrow 1.0GeV \rightarrow 1.5GeV \rightarrow 3.0GeV \rightarrow 6.0GeV \rightarrow$
- Winkelbereiche: 1^o Intervalle zwischen 20^o und 30^o und zwischen 150^o und 160^o.

Mit einer diesen Verhältnissen entsprechenden Wahrscheinlichkeit werden dann bei der Analyse der simulierten Daten Spuren in den jeweiligen Impuls– und Winkelintervallen verworfen (Siehe Diagramme 5.5 auf Seite 44). Die Diskretisierung in diesem makroskopischen Maßstab läßt diese Methode unphysikalisch erscheinen. Da aber aufgrund der geringen Statistik in diesen Bereichen und der Unkenntnis der zugrundeliegenden Effekte eine exakte Beschreibung durch eine stetige Funktion nicht möglich ist, ist es durchaus sinnvoll, so zu verfahren.
In zwei Winkelbereichen ($27.5^o < \Theta < 29.5^o$ und $149.5^o < \Theta < 152^o$) sind allerdings bis zu 10% mehr Datenspuren mit niedrigem Impuls als simulierte vorhanden. Dieser Effekt ist noch nicht vollkommen verstanden. Eine Analyse dieser Spuren zeigt jedoch, daß sie fast nur positiv geladen sind. Aus der spezifischen Ionisation dieser Spuren ersieht man dann, daß es wahrscheinlich Protonen sind. Diese stammen wohl aus Detektormaterial, welches nicht exakt in der Simulation berücksichtigt wurde.
Nach der Winkelkorrektur ändert sich die Selektionseffizienz wie folgt:

Selektionseffizienz ohne Winkelkorrektur	:	95.782%
Selektionseffizienz mit Winkelkorrektur	:	95.681%
Winkelkorrektur	:	0.101%

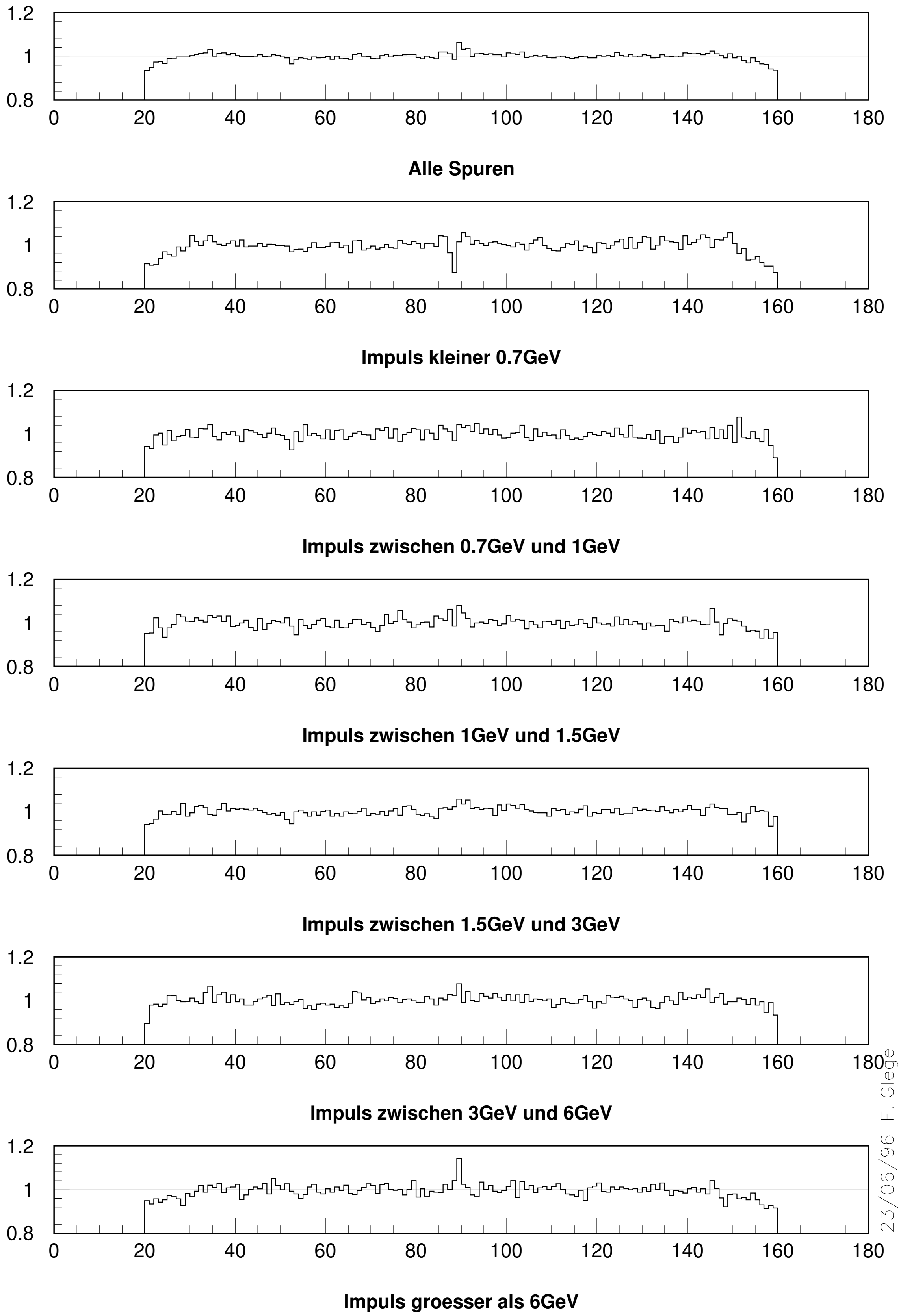


Abbildung 5.4: Θ–Verteilung $\frac{Daten}{Simulation}$ ohne Winkelkorrektur, auf die Spuren im Mittelbereich normalisiert

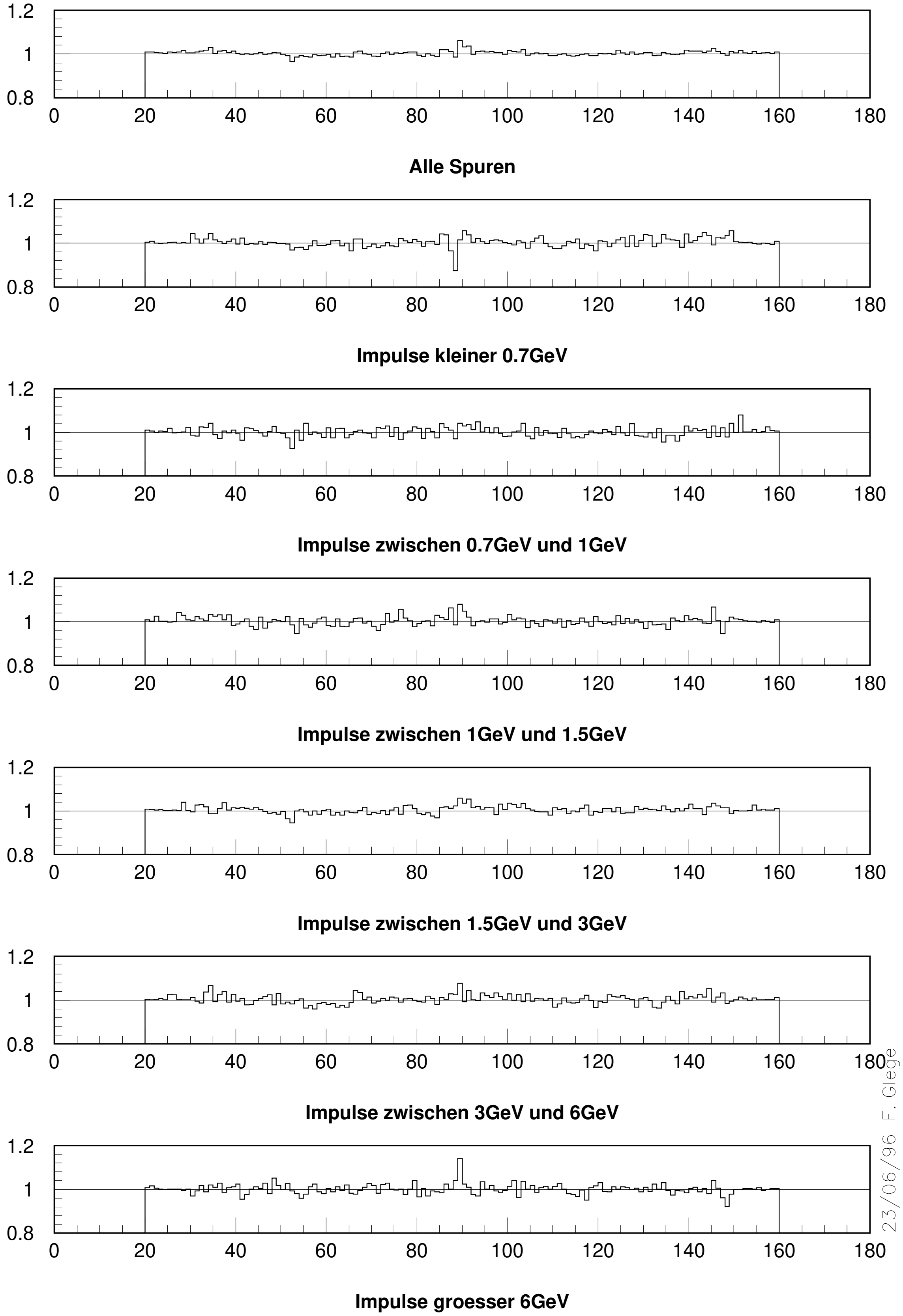


Abbildung 5.5: Θ–Verteilung $\frac{Daten}{Simulation}$ mit Winkelkorrektur, auf die Spuren im Mittelbereich normalisiert

Kapitel 6

Ergebnisse

Das Meßjahr 1995 wurde in 3 Perioden aufgeteilt, wobei in der ersten auf der Z^0–Resonanz gemessen wurde, in der zweiten sowohl darauf als auch zwei GeV darunter und darüber und in der dritten bei höheren Energien. Die erste Periode wird auch als Prescan bezeichnet. An deren Anfang wurde LEP mit einer Energie betrieben, die ca. 0.5GeV über der Z^0–Energie lag. Für diese Periode liegen noch keine Energiedaten der LEP–Gruppe vor, daher wurden die Daten erst ab Fill 2657 berücksichtigt. Insgesamt wurden 3590100 Ereignisse analysiert. Von diesen wurden 656635 als hadronisch selektiert. Die Verteilung auf die Meßperioden ist wie folgt:

	prozessiert	selektiert
Periode 1	805911	202489
Periode 2, Z^0–Energie	1005607	238553
Periode 2, Z^0–Energie -2GeV	862385	84409
Periode 2, Z^0–Energie +2GeV	916197	131184

Zu Anfang der zweiten Periode wurde noch längere Zeit auf der Resonanz gemessen. Unter Berücksichtigung der LEP Energieangaben werden die Daten aus dieser Zeit im Folgenden noch zur ersten Periode gezählt.

6.1 Die Wirkungsquerschnitte

Wie schon bei der Triggereffizienz muß auch bei den Wirkungsquerschnitten sichergestellt werden, daß der Bunchtrainmode keinen Einfluß hat. Es wurden daher, für alle Wagons getrennt, bei jeder Energie die Wirkungsquerschnitte berechnet. Vor der Berechnung wurden noch die letzten Selektionen durchgeführt. Die so erhaltenen Ergebnisse sind in der folgenden Tabelle aufgeführt. Die Fehler der Wirkungsquerschnitte sind die statistischen.

Periode	E[GeV]	Wagon	$\#Z^0$	$\mathcal{L}$ $[nb^{-1}]$	σ $[nb]$
1	91.2770	0	12		
1	91.2770	1	102746	3493.70 ± 7.99	30.6030 ± 0.1184
1	91.2770	2	39110	1330.92 ± 4.93	30.5794 ± 0.1917
1	91.2770	3	95362	3226.15 ± 7.68	30.7591 ± 0.1236
1	91.2770	4	9753	331.62 ± 2.46	30.6051 ± 0.3843
1	91.2770	Alle	247057	8384.86 ± 12.38	30.6598 ± 0.0765
2		0	4		
2	89.4375	1	27566	2852.52 ± 7.05	10.0177 ± 0.0652
2	89.4381	2	27492	2855.36 ± 7.05	9.9809 ± 0.0650
2	89.4373	3	25638	2697.36 ± 6.85	9.8516 ± 0.0664
2		4	0		
2	89.4376	Alle	80729	8408.03 ± 12.10	9.9525 ± 0.0378
2		0	6		
2	91.2755	1	44026	1493.63 ± 5.22	30.6728 ± 0.1813
2	91.2759	2	44613	1513.91 ± 5.26	30.6668 ± 0.1800
2	91.2754	3	42354	1436.67 ± 5.12	30.6773 ± 0.1849
2		4	0		
2	91.2756	Alle	131037	4445.68 ± 9.01	30.6717 ± 0.1051
2		0	3		
2	92.9665	1	46719	3370.49 ± 8.00	14.3868 ± 0.0748
2	92.9668	2	44989	3228.37 ± 7.83	14.4648 ± 0.0767
2	92.9665	3	38527	2801.37 ± 7.30	14.2737 ± 0.0817
2		4	0		
2	92.9666	Alle	130262	9402.89 ± 13.37	14.3789 ± 0.0448

6.2 Systematische Fehler

Zur Bestimmung der systematischen Fehler wurden die Schnitte variiert und die Abweichung des Wirkungsquerschnittes berechnet. Aus diesen Abweichungen wurde der systematische Fehler ermittelt. Folgende Schnittvariationen wurden durchgeführt:

- Impulsschnitt: 0.3GeV, 0.6GeV
- geladene Energie: 10%, 15%
- Impaktparameter: $z < 3cm$
- Radialschnitt: 1 .

Hieraus ergaben sich folgende Änderungen des Wirungsquerschnittes in Prozent:

	Periode 1	Peak–2	Peak	Peak+2
Impuls: 0.3GeV	+0.026	+0.055	+0.023	+0.026
Impuls: 0.6GeV	-0.050	-0.059	-0.046	-0.026
E_{Rad}: 1	+0.004	-0.004	+0.001	-0.001
$E_{geladen}$: 15%	+0.020	-0.043	+0.013	-0.067
$E_{geladen}$: 10%	+0.022	+0.079	+0.082	+0.055
Impakt–z<3cm	+0.040	+0.023	+0.045	+0.050

6.3 Die Energie

Der Wirkungsquerschnitt ist natürlich energieabhängig und auf den Flanken der Z^0–Resonanz besonders sensitiv auf Unsicherheiten. Daher ist es notwendig, die Schwerpunktenergie der Ereignisse für die Bestimmung der Z^0–Parameter möglichst genau zu kennen. Die Messung der LEP Energie wird von der LEP-Gruppe am CERN vorgenommen und dann den Experimenten zur Verfügung gestellt. Bei den Off–Peak Fills werden am Ende Energiekalibrationen vorgenommen. Im Jahre 1995 sind nun zwei zusätzliche NMR[1]–Sonden, in den Ring eingebaut worden, um die Energie zu bestimmen. Diese zeigten sowohl unerwartete als auch eigentümliche Effekte. So stimmten deren Meßergebnisse nicht mit denen der Sonde in einem Referenzmagneten, die schon in den Vorjahren benutzt wurde, überein, und sie waren zusätzlich noch teilweise antikorreliert. Die Messungen der Sonden waren verrauscht, bis auf wenige Stunden am frühen Morgen. Man stellte daraufhin fest, daß über das Strahlrohr zwischen zwei Wechselwirkungspunkten Ströme bis zu einigen Ampére flossen, obwohl dieses in regelmäßigen Abständen geerdet ist.
Analysen zeigten als wohl beeindruckendsten den TGV–Effekt: Wenn der TGV den Ring überfährt, ist ein deutlicher Einfluß auf die Energiemessung mit den NMRs und dem Strom entlang des Strahlrohrs zu sehen (Siehe Abbildung 6.1 auf Seite 48). Da der TGV nach Mitternacht nicht mehr fährt und erst am frühen Morgen den Betrieb wieder aufnimmt, sind so die Tageszeiteffekte zu erklären (Siehe Abbildung 6.2 auf Seite 49).
Bis diese Effekte von der LEP–Gruppe bei den Energieangaben berücksichtigt sind, bleiben die von mir gelieferten Z^0–Parameter vorläufig.

[1]Nuclear Magnetic Resonanz

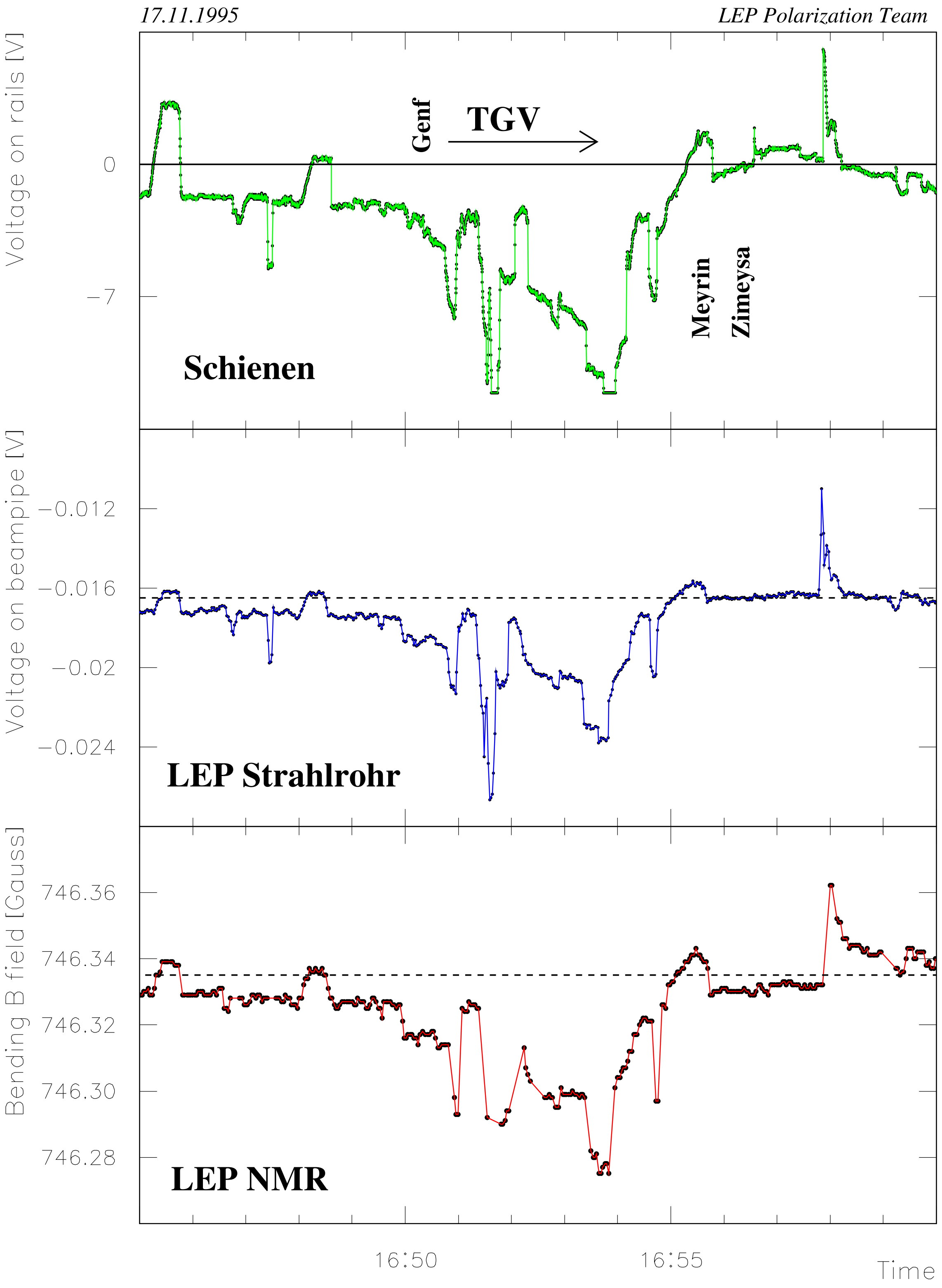


Abbildung 6.1: Vergleich der Einflüsse des TGV

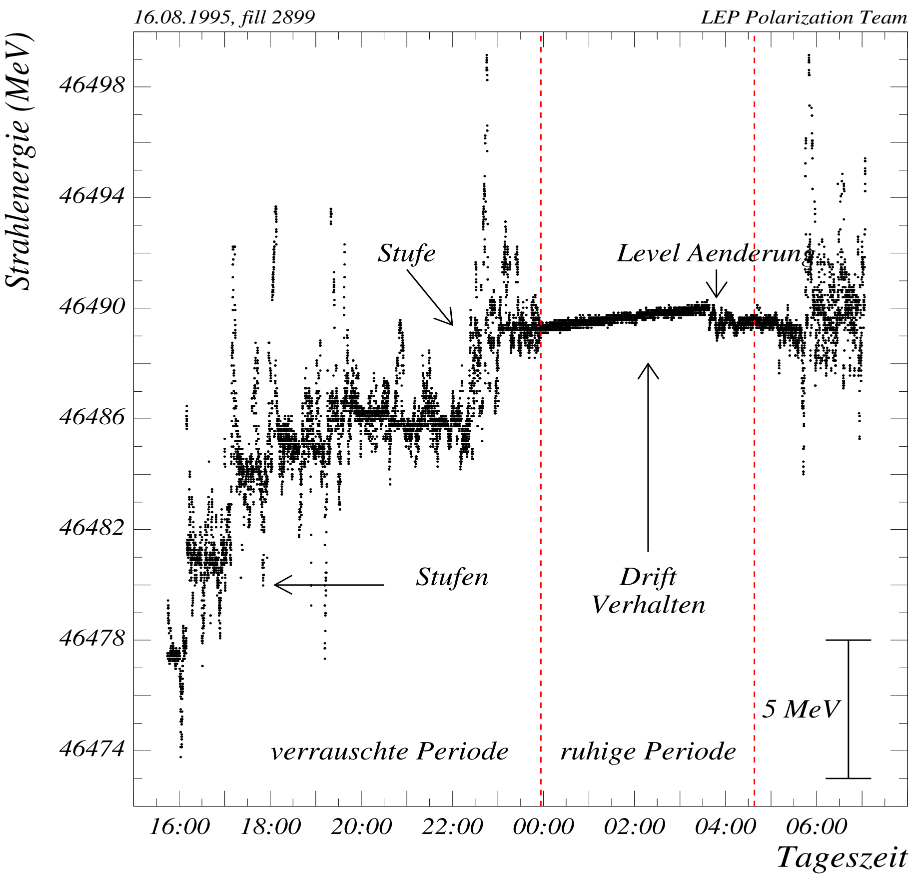


Abbildung 6.2: Messung der NMR–Sonden im LEP–Ring

6.4 Die Parameter der Z^0–Resonanz

Die bisher bestimmten Wirkungsquerschnitte ermöglichen es nun, die Funktion der Z^0–Resonanz daran anzufitten und so verschiedene Parameter des Standardmodells zu überprüfen bzw. auszumessen. Hierzu wird das Programm ZFITTER benutzt, welches ein universelles Werkzeug zur Berechnung der Wirkungsquerschnitte in der Nähe der Z^0–Resonanz darstellt.
Für die Berechnung müssen einige Parameter des Standardmodells vorgegeben werden:

$$\begin{aligned} \alpha_s &= 0.123 \\ m_{top} &= 176\text{GeV} \\ m_{Higgs} &= 300\text{GeV} \end{aligned}$$

Weiterhin ist es möglich, die Ergebnisse der letzten Jahre miteinzubeziehen, um so den Fehler der Parameter zu verringern. Im Folgenden sind die Ergebnisse einiger Fits aufgeführt:
Zuerst wird ein drei–Parameter–Fit mit den 1995er Daten durchgeführt. es ergeben sich folgende Werte:

$$\begin{aligned} M_Z &= 91.1882 \pm 0.0050 \text{ (stat.)} \pm 0.0043 \text{ (syst.) GeV} \\ \Gamma_Z &= 2.4890 \pm 0.0072 \text{ (stat.)} \pm 0.0024 \text{ (syst.) GeV} \\ \sigma_0 &= 41.669 \pm 0.260 \text{ (stat.)} \pm 0.163 \text{ (syst.) nb} \end{aligned}$$

Kombiniert man die Daten von 1990 bis 1995 so erhält man für den gleichen Fit folgende Ergebnisse:

$$\begin{aligned} M_Z &= 91.1855 \pm 0.0028 \text{ (stat.)} \pm 0.0020 \text{ (syst.) GeV} \\ \Gamma_Z &= 2.4903 \pm 0.0043 \text{ (stat.)} \pm 0.0022 \text{ (syst.) GeV} \\ \sigma_0 &= 41.393 \pm 0.085 \text{ (stat.)} \pm 0.147 \text{ (syst.) nb} \end{aligned}$$

Im Folgenden werden die Daten von 1990 bis 1995 einschließlich der Ergebnisse der Meßperiode 3 im Jahre 1995 verwendet. Zuerst ein 5–Parameter–Fit mit Annahme der Leptonuniversalität:

$$\begin{aligned} M_Z &= 91.1859 \pm 0.0028 \text{ GeV} \\ \Gamma_Z &= 2.4896 \pm 0.0042 \text{ GeV} \\ \sigma_0 &= 41.566 \pm 0.079 \text{ nb} \\ R_l &= 20.754 \pm 0.068 \\ A_{FB} &= 0.0175 \pm 0.0020 \end{aligned}$$

Mit den gleichen Daten nun ein 9–Parameter–Fit ohne Annahme der Leptonuniversalität:

$$\begin{aligned} M_Z &= 91.1859 \pm 0.0028 \text{ GeV} \\ \Gamma_Z &= 2.4896 \pm 0.0042 \text{ GeV} \\ \sigma_0 &= 41.566 \pm 0.079 \text{ nb} \\ R_e &= 20.93 \pm 0.14 \\ R_\mu &= 20.696 \pm 0.0087 \\ R_\tau &= 20.78 \pm 0.15 \\ A_{FBe} &= 0.0179 \pm 0.0051 \\ A_{FB\mu} &= 0.0153 \pm 0.0026 \\ A_{FB\tau} &= 0.0223 \pm 0.0039 \end{aligned}$$

6.5 Die Anzahl der Neutrinogenerationen

Mit Kenntnis der totalen Z^0–Breite und der sichtbaren Partialbreiten läßt sich mit Hilfe der ZFITTER–Ergebnisse die Anzahl der Neutrinogenerationen bestimmen:

$$\Gamma_Z = \Gamma_{had} + 3\Gamma_l + N_\nu \Gamma_\nu$$

und man erhält:

$$N_\nu = \frac{\Gamma_l}{\Gamma_\nu} \left(\sqrt{\frac{12\pi\Gamma_{had}}{M_Z \sigma_0 \Gamma_l}} - \frac{\Gamma_{had}}{\Gamma_l} - 3 \right) \quad .$$

Hiernach ergibt sich mit den DELPHI–Daten von 1990 bis 1995 ein Wert von:

$$3.006 \pm 0.019$$

Aus der Variation von α_s ergeben folgende Unsicherheiten:

Größe	Variation	ΔN_ν
α_s	± 0.006	± 0.006

Eine Variation der Top–Masse (177GeV±6GeV[17]) um den aktuellen Fehler und der Higgs–Masse, die unter Berücksichtigung der Erwartung eines leichten Higgs als 200GeV angenommen wurde, um +300GeV und –150GeV, brachte keine Änderung in der Größenordnung des Fehlers der Neutrinogenerationen.

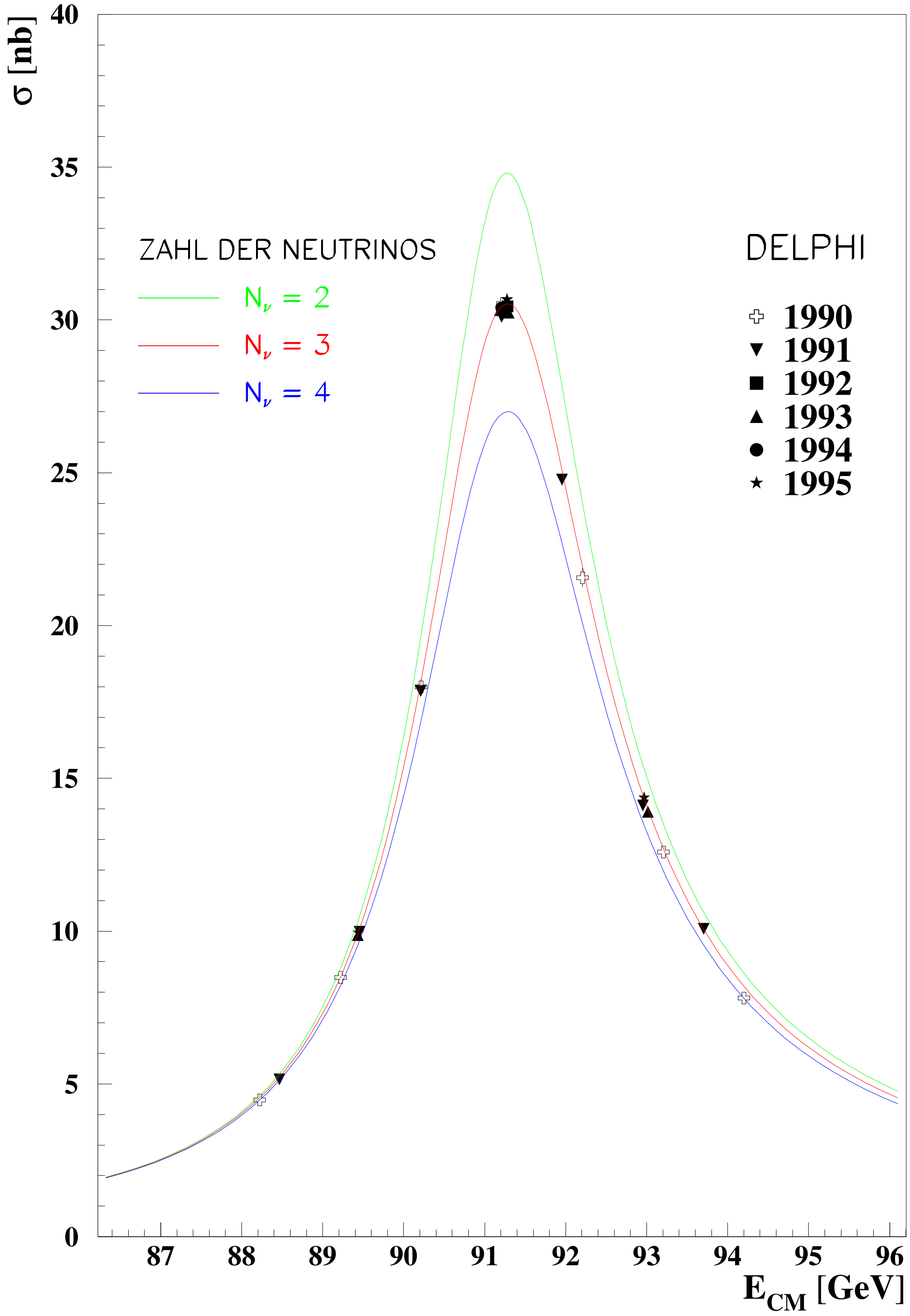


Abbildung 6.3: Z–Lineshape für verschiedene Neutrinogenerationen mit Meßwerten

6.6 Zusammenfassung

Im Jahre 1995 wurde nach aktuellen Planungen der LEP–Speicherring zum letzten Mal bei der Z^0–Energie zu Meßzwecken betrieben. Es wurden 589085 Ereignisse als hadronisch selektiert und ausgewertet. Hieraus ergaben sich die beschriebenen Wirkungsquerschnitte. Diese sollten als das eigentliche Ergebnis dieser Arbeit angesehen werden, da sie von der zu erwartenden Änderung der LEP–Energien für 1995 nicht betroffen sind. Die im folgenden noch einmal aufgeführten Fit–Resultate aus den kombinierten Daten der letzten Meßjahre sollten daher nur als Anhaltspunkt gesehen werden:

$$\begin{aligned} M_Z &= 91.1859 \pm 0.0028 \quad \mathrm{GeV} \\ \Gamma_Z &= 2.4896 \pm 0.0042 \quad \mathrm{GeV} \\ \sigma_0 &= 41.566 \pm 0.079 \quad \mathrm{nb} \\ R_l &= 20.754 \pm 0.068 \\ A_{FB} &= 0.0175 \pm 0.0020 \\ N_\nu &= 3.006 \pm 0.019 \end{aligned}$$

Der Leser ist angehalten die exakten Werte den im Frühjahr 1997 zu erwartenden Veröffentlichungen der DELPHI–Kollaboration zu entnehmen, da für diesen Zeitpunkt die endgültigen LEP–Energien erwartet werden.

Literaturverzeichnis

[1] S.L. Glashow
Nucl. Phys. 22 (1961) 579

[2] A. Salam
Phys. Rev. Lett. 19 (1962) 331

[3] S. Weinberg
Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 1264

[4] David Griffiths
Introduction to elementary particles
Wiley

[5] B. Foster
Electron–Positron Annihilation Physics
Adam Hilger

[6] DELPHI Collaboration
Performance of the new high precision luminosity monitor of DELPHI at LEP
DELPHI 95-68 PHYS 503

[7] DELPHI Collaboration
The DELPHI Detector at LEP
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A303 (1991) 233-276

[8] J.A. Fuster, C. Lacasta, G. Valenti, J.A. Valls
The Online Software for the First and Second Level Trigger of DELPHI
DELPHI 91–112 DAS 115

[9] J.A. Fuster, C. Lacasta, G. Valenti, J.A. Valls
The 1^{st} and 2^{nd} level Trigger User manual; Summary of the 1992 Trigger Performance
DELPHI 93–42 DAS 144

[10] F. Glege, V. Nikolaenko, M. Nikolenko, M. Winter
On-line quality checking for the 1995 hadronic line-shape
DELPHI 96-152 DAS 182

[11] Valerie Chorowicz
Preparing a detector code for central monitoring
nicht veröffentlicht

[12] Carlos Lacasta
DELPHI ONLINE Automatic Hiostogram Analysis
nicht veröffentlicht

[13] W.T.Eadie, D.Drijard, F.E.James, M.Roos, B.Sadoulet
Statistical Methods in experimental Physics
North-Holland

[14] W.H. Press,B.P. Flannery,S.A. Teukolsky, W.T.Vetterling
Numerical Recipes
Cambridge University Press

[15] F. Halzen, A.D. Martin
Quarks & Leptons: An Introductory Course in Modern Particel Physics
John Wiley & Sons

[16] W.R. Leo
Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments
Springer Verlag

[17] J. Antos(for the CDF–Collaboration)
Determination of the Top Quark Mass at CDF
FERMILAB–CONF–96–419–E, September 1996

[18] Klaus Mönig
Messung der Z-Resonanzparameter mit dem DELPHI-Detektor bei LEP
Doktorarbeit WUB 90-12

[19] Britta Überschär
Messung der Parameter der Z^0-Resonanz mit den hadronischen Daten des DELPHI Detektors von 1991
Diplomarbeit WUD 93-18

[20] G. Altarelli, R. Kleiss, C. Verzegnassi (Ed.)
Z Physics at LEP1
CERN 89-08 Volume 1

[21] T. Todorov
Determination des Parametres du Modele Standard et Tests de sa Validite dans les Desintegrations hadroniques du Z^0
CRN/HE 94-21

[22] D. Bardin e.al
ZFITTER: An Analytical Program for Fermion Pair Production in e^+e^- Annihilation
CERN-TH. 6443/92

[23] A.Leike, T. Riemann, J.Rose
S-matrix approach to the Z line shape
Physics Letters B, Vol. 273, number4, S 513

[24] R.K. Bock, H.Grote, D. Notz, M. Regler
Data analysis techniques for high-energy physics experiments
Cambridge University Press 1990

[25] Ralf Reinhardt
Messung der hadronischen Z–Resonanzparameter mit dem DELPHI–Detektor bei LEP
Diplomarbeit WUD 95–49

[26] Paul–Heinz Kramer
Messung des Wirkungsquerschnittes und der Vorwärts–Rückwärts–Asymmetrie von Myonpaar–Ereignissen auf der Z–Resonanz
Dissertation WUB–DIS 94–8

[27] Tobias Burgsmüller
Untersuchung radiativer myonischer Ereignisse auf der Z–Resonanz
Diplomarbeit WUD 94–44

[28] Jochen Dahm
Messung der $\pi^{\pm}$–, $K^{\pm}$–, $p/\overline{p}$–Produktion in hadronischen Z^0–Zerfällen
Dissertation WUB–DIS 96–13