



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

1	Einleitung	1
2	Das Standardmodell	2
2.1	Die Teilchenklassen	2
2.2	Die fundamentalen Kräfte	3
2.2.1	Die Gravitation	3
2.2.2	Die elektroschwache Wechselwirkung	3
2.2.3	Die starke Wechselwirkung	3
2.3	Die Z^0 -Resonanz	4
2.4	Strahlungskorrekturen	5
2.4.1	QED-Korrekturen	5
2.4.2	Schwache Korrekturen	5
2.4.3	QCD-Korrekturen	6
3	Das DELPHI-Experiment	7
3.1	Der LEP-Speicherring	7
3.2	Der DELPHI-Detektor	9
3.2.1	Der Mikrovertex-Detektor (VD)	9
3.2.2	Der innere Detektor (ID)	9
3.2.3	Die Zeit-Projektions-Kammer (TPC)	10
3.2.4	Die Ringabbildenden Cherenkovzähler (RICH)	10
3.2.5	Der äußere Detektor (OD)	10
3.2.6	Die high density projection chamber (HPC)	10
3.2.7	Das Hadronkalorimeter (HCAL)	11
3.2.8	Die Myondetektoren (MUF/MUB/MUS)	11
3.2.9	Die Vorwärtskammern (FCA/FCB)	11
3.2.10	Das elektromagnetische Vorwärtskalorimeter (FEMC)	11
3.2.11	Detektor für die Luminositätsmessung (VSAT)	12
3.2.12	Detektor für die Luminositätsmessung (STIC)	12
3.3	Der DELPHI Trigger	12
3.4	Aufbereitung der Rohdaten	13
3.4.1	Qualitätskontrolle der Rohdaten	13
3.4.2	Erstellen der Analysedaten	15
3.4.3	Bestimmung der Wagon-Nummer	16
3.5	Die Simulation	16

4	Die Triggereffizienz	19
4.1	Die Methode zur Triggereffizienzbestimmung	19
4.2	Fehlerbestimmung	20
4.2.1	Berechnung nach Fehlerfortpflanzung	21
4.2.2	Die exakte Berechnung	21
4.3	Berücksichtigung der Korrelationen	22
4.4	Auswertung der Triggerdaten	23
5	Der hadronische Wirkungsquerschnitt	32
5.1	Die Luminosität	32
5.2	Selektion hadronischer Ereignisse	33
5.2.1	Qualitätskontrolle der prozessierten Daten	33
5.2.2	Die Schnitte auf die Daten	34
5.3	Die Untergrundereignisse	35
5.3.1	Untergrundbestimmung über die Wirkungsquerschnitte	35
5.3.2	Untergrundbestimmung durch Fit	35
5.3.3	Bhabha-Ereignisse	38
5.3.4	Myon Ereignisse	38
5.3.5	Tau Ereignisse	38
5.3.6	Zwei-Photon-Wechselwirkung	38
5.3.7	Strahl-Gas-Wechselwirkungen	39
5.3.8	Relative Anteile der berücksichtigten Untergrundereignisse	40
5.4	Die Selektionseffizienz	40
5.4.1	Korrektur der Detektoreffizienzen	40
5.4.2	Die Winkelkorrektur	42
6	Ergebnisse	45
6.1	Die Wirkungsquerschnitte	45
6.2	Systematische Fehler	46
6.3	Die Energie	47
6.4	Die Parameter der Z^0 -Resonanz	49
6.5	Die Anzahl der Neutrinogenerationen	50
6.6	Zusammenfassung	53

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 Naturphilosophen über die Ewigkeit und die Unveränderlichkeit 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 LEP¹–Speicherring am CERN² 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 DELPHI³–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.

¹Large Electron Positron collider

²Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire

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

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 $SU(2) \times U(1)$ Symmetrie ist nach GWS gebrochen. Die zunächst masselosen, neutralen Zustände W^3 aus dem schwachen Isotriplett 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 $W^\pm$:

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

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 65 GeV und 550 GeV.

2.2.3 Die starke Wechselwirkung

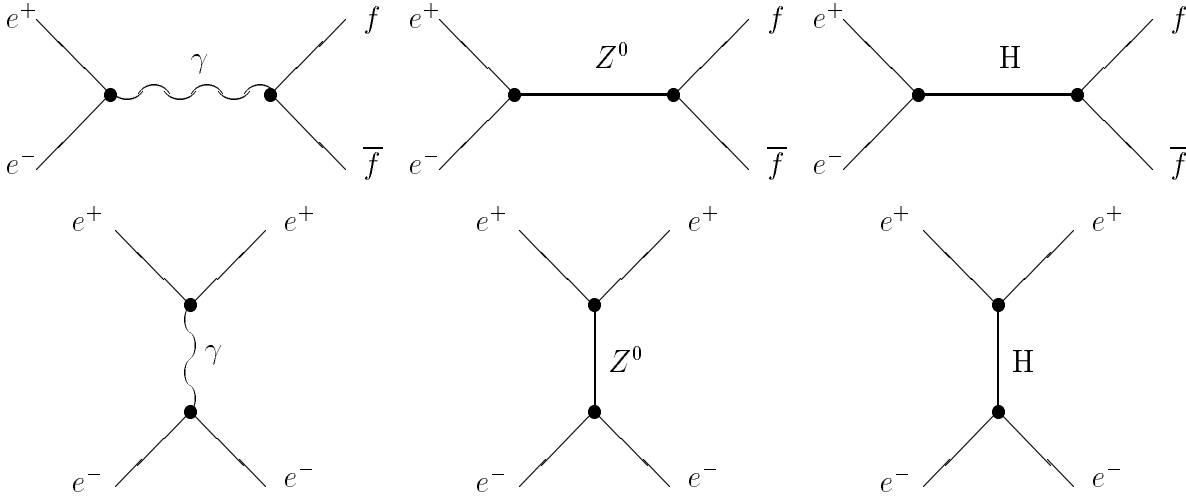
Die starke Wechselwirkung wird durch Gluonen vermittelt und koppelt an die Farbladung der Quarks. Jedes Quark kann eine von drei möglichen Farbladungen tragen. Anders als bei anderen Quantenfeldtheorien trägt allerdings das vermittelnde Gluon auch Farbladung und kann daher auch mit Gluonen wechselwirken. 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 Photonaustausch 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:

$$\mu_f = \frac{m_f^2}{s}$$

$$G_1(s) = Q_f^2 - 2v_e v_f Q_f \Re \chi_0(s) + (v_e^2 + a_e^2)(v_f^2 + a_f^2 - 4\mu_f a_f^2) |\chi_0(s)|^2$$

$$G_2(s) = Q_f^2 - v_e v_f Q_f \Re \chi_0(s) + (v_e^2 + a_e^2) v_f^2 |\chi_0(s)|^2$$

$$G_3(s) = -2a_e a_f Q_f \Re \chi_0(s) + 4v_e a_e v_f a_f |\chi_0(s)|^2$$

$$v_f = \frac{I_3^f - 2Q_f \sin^2 \theta_W}{2 \sin \theta_W \cos \theta_W}$$

$$a_f = \frac{I_3^f}{2 \sin \theta_W \cos \theta_W}$$

$$\chi_0(s) = \frac{s}{s - M_Z^2 + i M_Z \Gamma_Z^0}$$

$$\Gamma_Z^0 = \sum_f N_c^f \frac{\alpha}{3} M_Z \sqrt{1 - 4\mu_f} (v_f^2 (1 + 2\mu_f) + a_f^2 (1 - 4\mu_f))$$

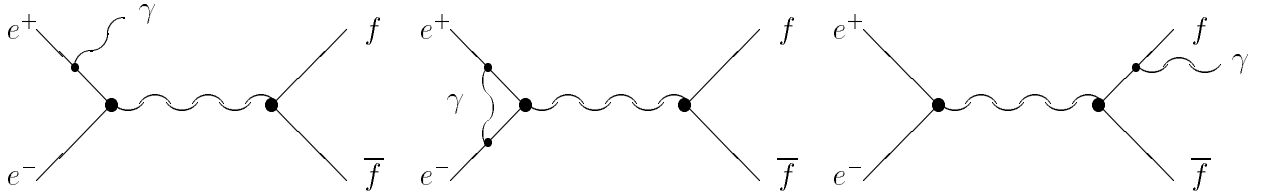
Dabei ist Θ der Winkel zwischen Fermion und Elektronenrichtung, s das Quadrat der Schwerpunktenenergie und N_c^f die Anzahl der möglichen Farbzustände des Fermions.

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 Schwerpunktenenergie führen. Dieses macht gerade bei der Bestimmung der Z^0 -Parameter einen unangenehmen Effekt, da man hier auf die genaue Kenntnis der Schwerpunktenenergie 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 Schwerpunktenenergie. 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:

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

Kapitel 3

Das DELPHI–Experiment

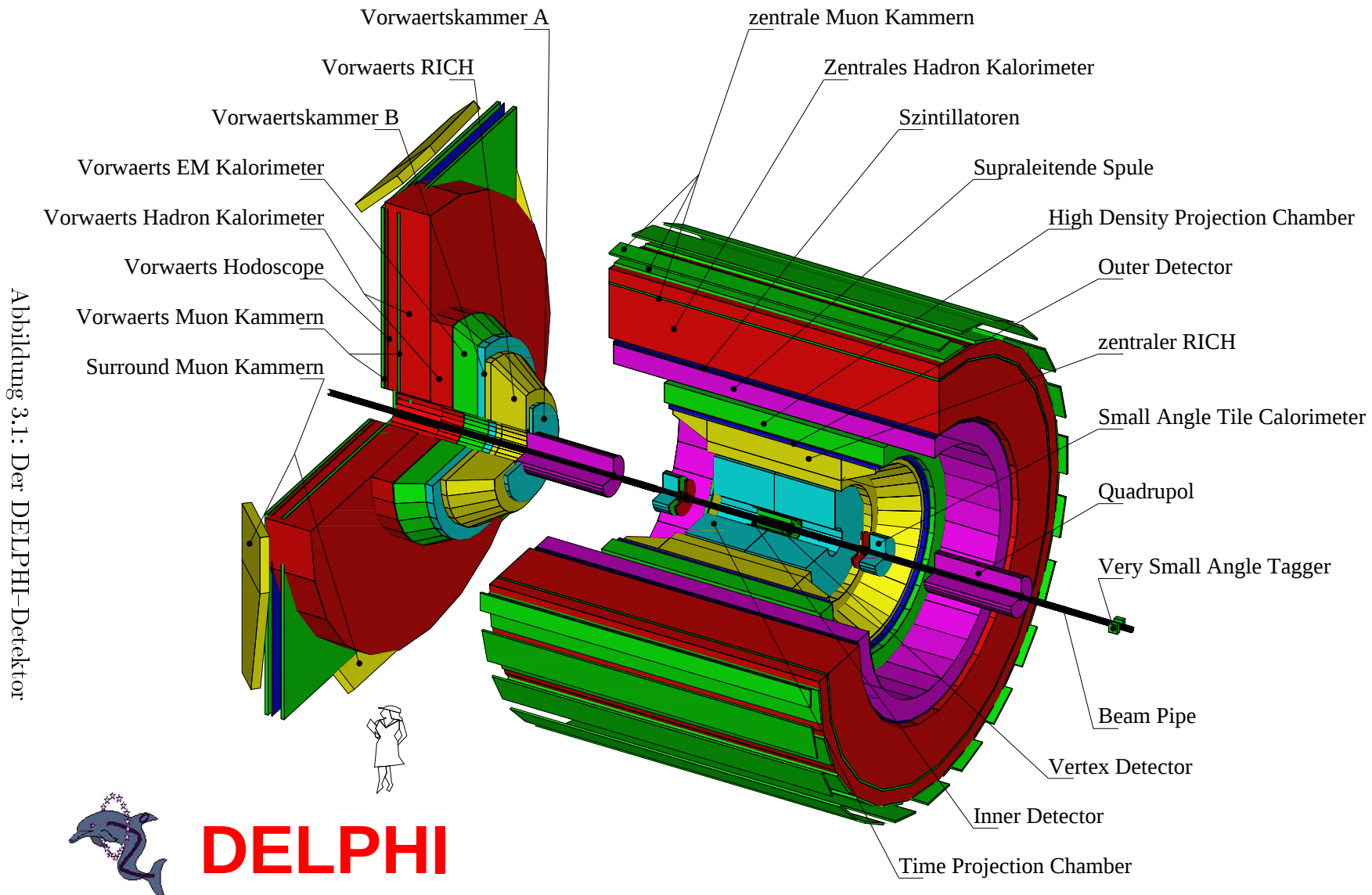


3.1 Der LEP–Speicherring

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 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 Schwerpunktenenergie 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 LHC¹ genannten Maschine u.a. die Detektoren ATLAS und CMS betrieben werden.



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 VD² 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° bis 136° . Seine gute Spurauflösung von $50\mu\text{m}$ in $R\Phi$ ermöglicht eine Rekonstruktion sekundärer Vertices, wie es z.B. zur Identifikation von b -Quarks notwendig ist, was als Grundlage für weitere QCD-Analysen dient. An beiden Enden sind 1996 Kronen mit Silizium Pixel- und Ministripdetektoren (VFT³) angebracht worden.

3.2.2 Der innere Detektor (ID)

Der ID⁴ 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° und 157° 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° bis 150° . Die Zweispur-Auflösung beträgt 1mm.

¹Large Hadron Collider

²Vertex Detector

³Very Forward Tagger

⁴Inner Detector

3.2.3 Die Zeit-Projektions-Kammer (TPC)

Die TPC⁵ 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° und 141°. Drei Kathodenpad-Reihen messen hinunter bis 20° bzw. 160°. 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 150 μ m, in z-Richtung von 600 μ m erreicht.

3.2.4 Die Ringabbildenden Cherenkovzähler (RICH)

In beiden Endkappen und im Zentralbereich ist jeweils ein RICH⁶ untergebracht. Hier erzeugen die Teilchen, abhängig vom Impuls, entweder in einem Gas- oder in einem Flüssigkeits-Radiator Cherenkovlicht, welches dann in einer mit TMAE⁷ gefüllten Driftröhre wieder in Elektronen umgewandelt wird, die zu einer Vieldrahtproportional-kammer 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 OD⁸ besteht aus 24 Modulen mit jeweils 5 Lagen Driftröhren, die im limited Streamer-mode arbeiten. Er überdeckt die Radien von 197cm bis 206cm und einen Polarwinkelbereich von 42° bis 138°. Die Punktauflösung in $R\Phi$ beträgt 110 μ 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

⁵Time Projection Chamber

⁶Ring Imaging CHerenkov counter

⁷Tetrakis Dimethylamino Ethylene

⁸Outer Detector

Energie bestimmen kann. Die Ortsauflösung in z beträgt 4mm und in Φ -Richtung 1° , 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 HCAL⁹ 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 MUB¹⁰ und MUF¹¹ 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 umgibt. Die beim MUB verwendeten Rechteck-Aluminium-Profilen mit den Maßen $3.65\text{m} \times 20.8\text{cm} \times 2.6\text{cm}$ überdecken einen Polarwinkelbereich von 42° bis 138° . Die Auflösung in $r\Phi$ beträgt 4mm und in z -Richtung 2.5cm. Die MUFs bestehen jeweils aus einer $9 \times 9\text{m}^2$ 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 MUS¹² überdeckt, die im Polarwinkel von 43° bis 52° angebracht ist.

3.2.9 Die Vorwärtskammern (FCA/FCB)

Die FCA¹³ und die FCB¹⁴ dienen der Spurmessung im Vorwärtsbereich. Die FCA ist eine im Streamermoden betriebene Driftkammer, die einen Winkelbereich von 11° bis 32° überdeckt. Sie besteht aus 3 Kammern mit jeweils zwei um 120° versetzten Driftröhrenlagen. Die rekonstruierten Spurelemente haben eine Genauigkeit von $290\mu\text{m}$ in z und $240\mu\text{m}$. 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° gegeneinander versetzt sind. Die Genauigkeit der Spurmessung beträgt in xy $150\mu\text{m}$.

3.2.10 Das elektromagnetische Vorwärtskalorimeter (FEMC)

Das FEMC¹⁵ dient zur Messung elektromagnetischer Schauer im Vorwärtsbereich. Es besteht aus 9064 Bleiglasblöcken mit einem Querschnitt von $5\text{cm} \times 5\text{cm}$ 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).

⁹Hadron CALorimeter

¹⁰MUon Barrel chamber

¹¹MUon Forward chamber

¹²MUon Surround chamber

¹³Forward Chamber A

¹⁴Forward Chamber B

¹⁵Forward ElectroMagnetic Calorimeter

3.2.11 Detektor für die Luminositätsmessung (VSAT)

Für die Luminositätsmessung sind um das Strahlrohr in den Vorwärtsbereichen zwei Detektoren angebracht. Der VSAT¹⁶ ist ein Wolfram-Silizium-Kalorimeter und überdeckt einen Winkelbereich von 0.28° bis 0.40° . Aufgrund der hohen Statistik ermöglicht der VSAT eine präzise Bestimmung der relativen Luminosität.

3.2.12 Detektor für die Luminositätsmessung (STIC)

Der STIC¹⁷[6] ist ein Sampling-Blei-Szintillator-Kalorimeter. Das blaue Licht, welches im Szintillator produziert wird, wird durch optische Fasern mit grün Wellenlängen-Schiebern (WLS¹⁸) 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 BCO¹⁹-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 TDLs²¹ baumartig zu den Subdetektoren und liefern deren Triggerinformationen. Durch Kombination können hiermit Multiplizitäten oder deponierte Energie kodiert werden, getrennt für folgende Winkelbereiche:

¹⁶Very Small Angel Tagger

¹⁷Small Angle Tile Calorimeter

¹⁸Wave Length Shifter

¹⁹Bunch Cross Over

²⁰Die Zeit zwischen zwei BCO-Signalen beträgt $22\mu s$.

²¹Trigger Data Lines

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

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 AHA²²-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:

²²Automatic Histogram Analysis

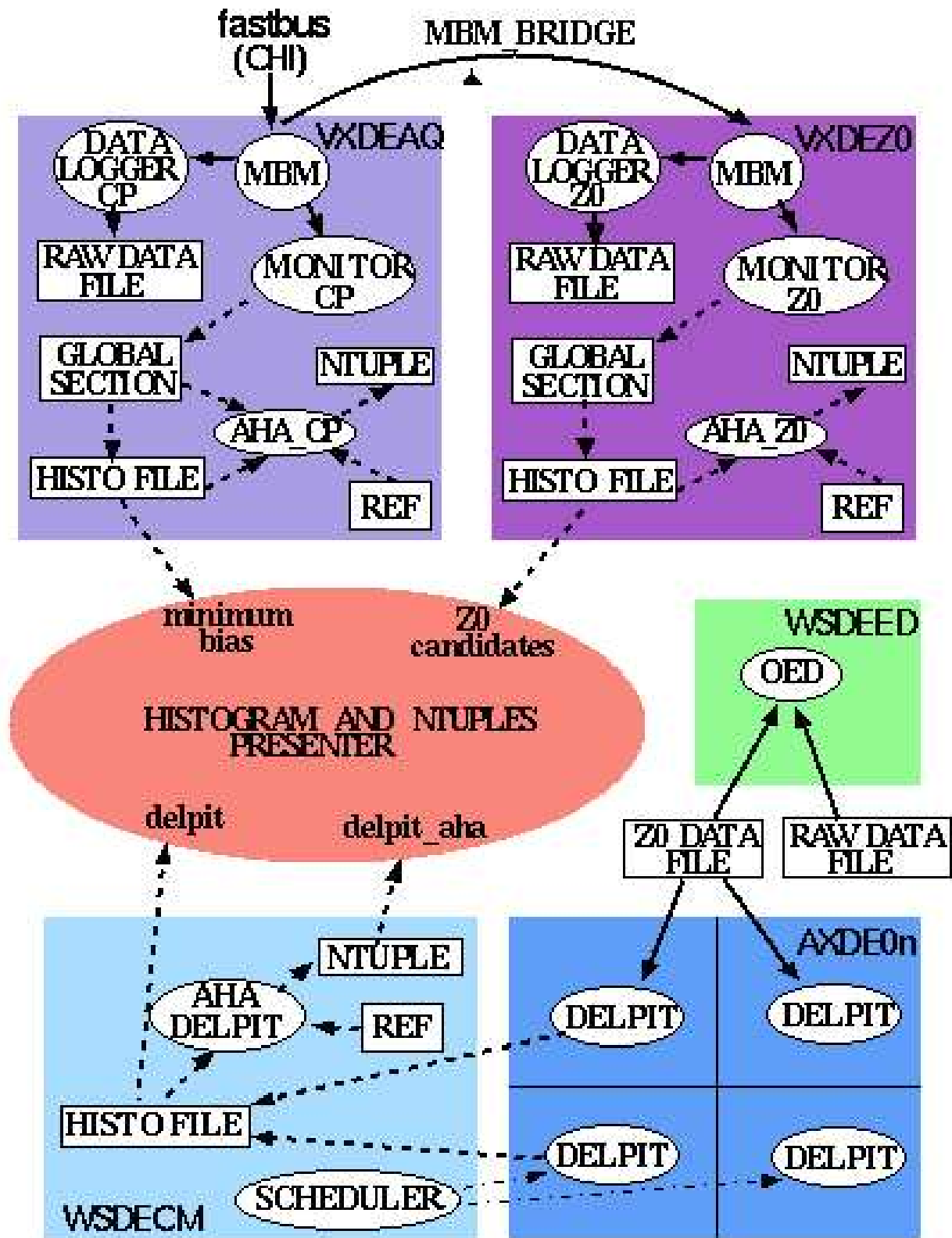


Abbildung 3.2: Rohdatenaufbereitung für die Qualitätskontrolle

- **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 detektor-spezifischen 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 letztendlich 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

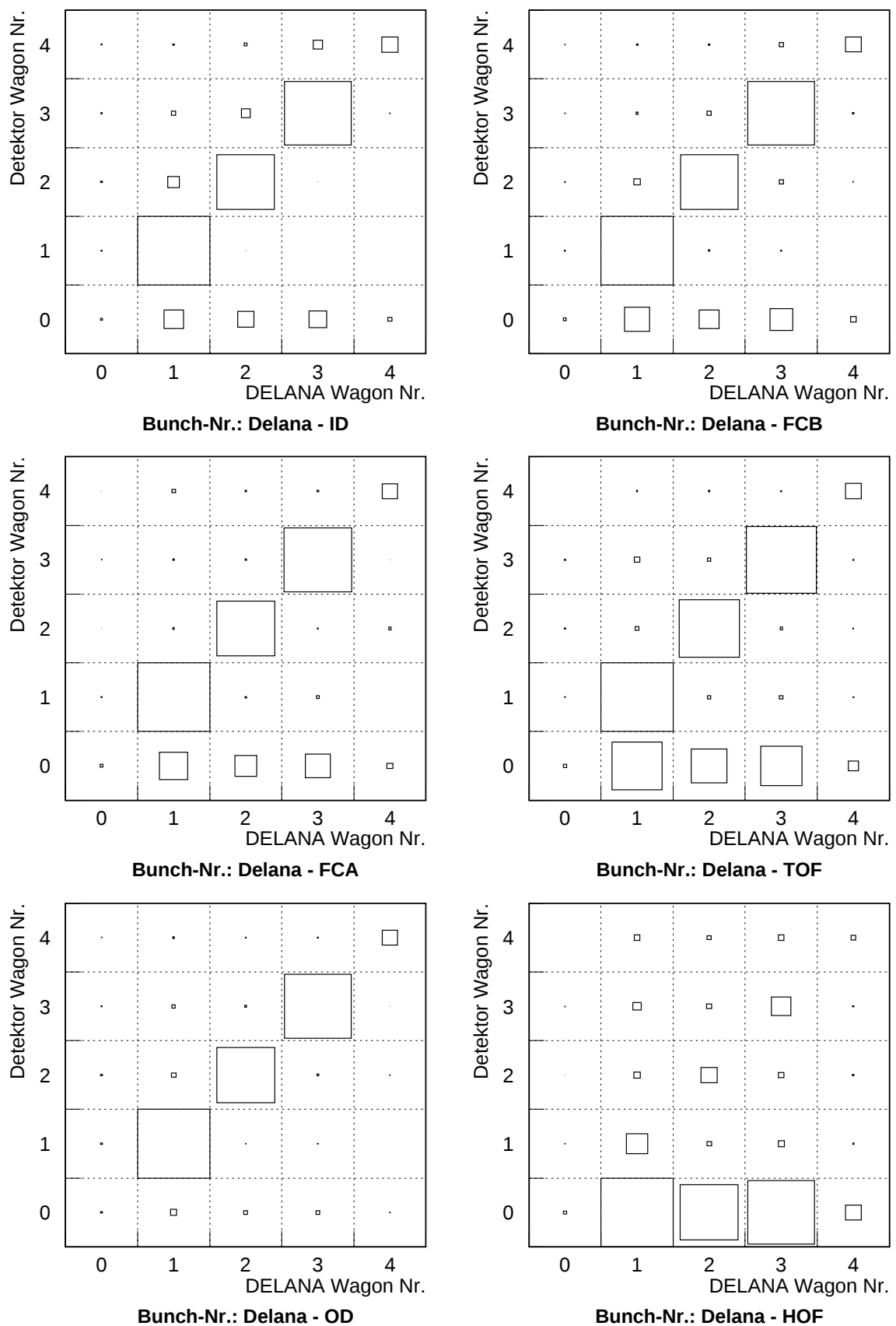


Abbildung 3.3: Vergleich der von DELANA und den Subdetektoren gelieferten Wagon-Nummer, logarithmisch dargestellt.

- 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

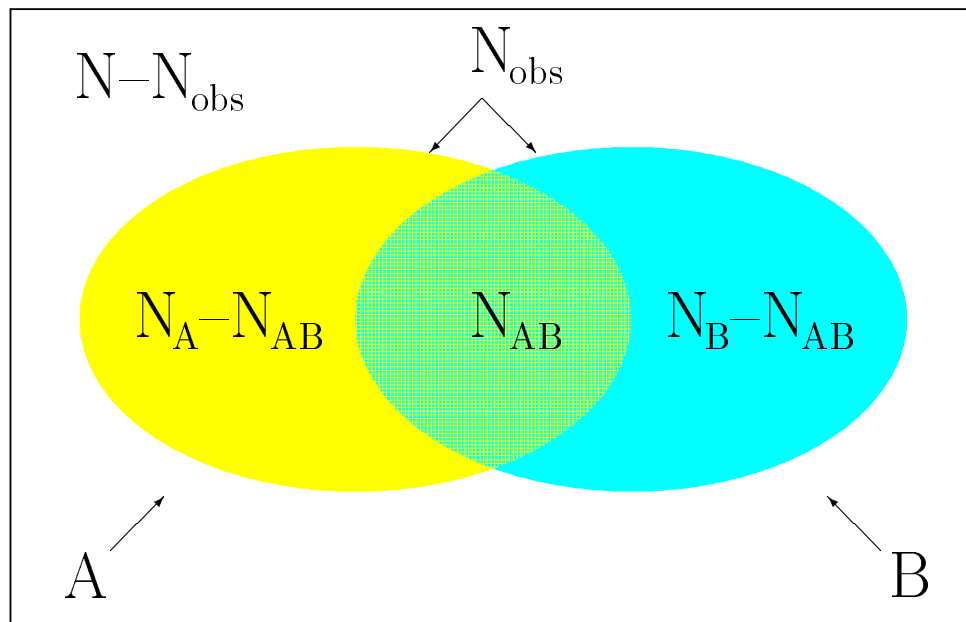


Abbildung 4.1: Klassen der selektierten Triggersignale

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:

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

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

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

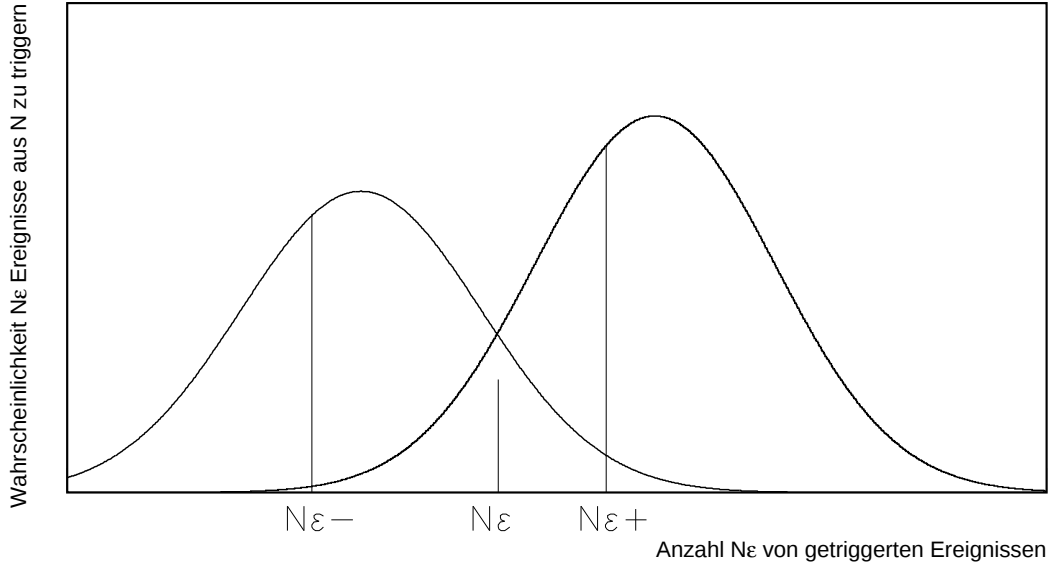


Abbildung 4.2: Grafische Erklärung der Asymmetrie der Triggereffizienz

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 $\langle N^\pm \rangle$.

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

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 $M_{\bar{A}}$ aufgeteilt, die aus den Untergruppen $\{A\}$ und $\{\bar{A}\}$ der großen Majorität gebildet werden.

Die Ereignisse, die entweder von $\{A\}$ oder von $\{\bar{A}\}$ 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.

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

Dabei sind $\mathcal{E}(M_A)$, $\mathcal{E}(M_{\bar{A}})$, $\mathcal{E}(C_A)$ und $\mathcal{E}(MAJ)$ die Mengen der Ereignisse, die jeweils von M_A , $M_{\bar{A}}$, C_A und MAJ detektiert wurden, und C_A ist die Menge der Koinzidenzen zwischen $\{A\}$ und $\{\bar{A}\}$.

Auf der anderen Seite kann man anstelle der Koinzidenzen der Signale aus M_A oder $M_{\bar{A}}$, $\{A\}$ oder $\{\bar{A}\}$, auch ein logisches ODER eines dieser Signale, $[A]$ oder $[\bar{A}]$, betrachten. In diesem Fall wird die Effizienz überschätzt, und man erhält eine obere Schranke für die Triggereffizienz:

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

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

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

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

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 Abhängigkeit 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			Obere Schranke		
		Effizienz	$\sigma^+ [\cdot 10^{-3}]$	$\sigma^- [\cdot 10^{-3}]$	Effizienz	$\sigma^+ [\cdot 10^{-3}]$	$\sigma^- [\cdot 10^{-3}]$
89	0 1 2 3 4 Alle	Zentralbereich					
		1.000	0	19	1.00000	0.00	0.98
		1.000000	0.000	0.020	0.9999948	0.00028	0.00058
		0.999941	0.026	0.047	0.9999974	0.00016	0.00046
		1.000000	0.000	0.022	1.00000000	0.00000	0.00031
		0.0	1000	0.0	0.0	1000	0.0
	0 1 2 3 4 Alle	Vorwärtsbereich					
		0.0	1000	0.0	0.0	1000	0.0
		0.9789	1.7	1.9	1.00000	0.00	0.13
		0.9761	1.9	2.1	1.00000	0.00	0.14
		0.9757	2.0	2.2	1.00000	0.00	0.15
		0.0	1000	0.0	0.0	1000	0.0
91	0 1 2 3 4 Alle	Zentralbereich					
		1.0000	0.0	9.9	1.00000	0.00	0.59
		1.000000	0.000	0.010	0.99999883	0.00041	0.00064
		0.999944	0.019	0.029	0.9999935	0.00027	0.00045
		1.0000000	0.0000	0.0099	0.99999851	0.000094	0.000256
		1.00000	0.00	0.16	0.9999841	0.0084	0.0179
	0 1 2 3 4 Alle	Vorwärtsbereich					
		0.63	183	204	1.000	0	77
		0.9606	1.7	1.8	1.000000	0.000	0.064
		0.9691	1.5	1.6	1.000000	0.000	0.067
		0.9656	1.7	1.8	1.000000	0.000	0.071
		0.852	13	14	0.0000	1.0	1.2
93	0 1 2 3 4 Alle	Zentralbereich					
		1.000	0	11	1.0000	0.0	1.5
		0.999832	0.048	0.067	0.9999908	0.00039	0.00068
		0.999951	0.022	0.040	0.99999871	0.00048	0.00076
		1.000000	0.000	0.020	0.99999978	0.00014	0.00039
		1.00	0	216	1.00	0	216
	0 1 2 3 4 Alle	Vorwärtsbereich					
		0.0	1000	0.0	1.000	0	27
		0.9847	1.4	1.5	1.00000	0.00	0.12
		0.9792	1.6	1.8	1.00000	0.00	0.12
		0.9756	1.9	2.1	1.00000	0.00	0.14
		0.0	1000	0.0	0.0	1000	0.0

Abbildung 4.3: Triggereffizienz pro Fill – untere Schranke

