

Bestimmung des inklusiven Wirkungs- querschnitts für Elektronproduktion bei Proton-Antiproton-Kollisionen

Carsten Magaß

Diplomarbeit in Physik

vorgelegt der

Fakultät für Mathematik, Informatik und Naturwissenschaften der
Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen

im Dezember 2003

angefertigt im
III. Physikalischen Institut A

Erstgutachter und Betreuer : Prof. Dr. T. Hebbeker
Zweitgutachter : Prof. Dr. A. Böhm

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretische Grundlagen	5
2.1	Einheiten und Konventionen	5
2.2	Grundlagen der Wirkungsquerschnittsmessung	6
2.3	Das Standardmodell der Teilchenphysik	7
2.3.1	Die elektroschwache Wechselwirkung	8
2.3.2	Die starke Wechselwirkung	13
2.4	Voraussagen des Standardmodells	14
2.4.1	Wirkungsquerschnitt für W - und Z -Produktion	14
2.4.2	Spektrum des Wirkungsquerschnitts für inklusive Elektronproduktion	16
3	Das Tevatron und der DØ-Detektor	19
3.1	Der TEVATRON-Beschleuniger	20
3.2	Der DØ-Detektor	22
3.2.1	Silizium- und Fiber-Detektor	26
3.2.2	Kalorimeter	27
3.2.3	Trigger und Luminosität	29
4	Datenselektion und Teilchenidentifikation	33
4.1	Rekonstruktion von Ereignissen	33
4.2	Identifikation von Objekten	34
4.2.1	Elektron-Identifikation	34
4.2.2	Jet-Identifikation	38
4.2.3	Neutrino-Identifikation	39
4.3	Trigger-Satz	39
4.4	Signal-Definitionen	40

4.5	Datensätze	41
5	Effizienzen und Akzeptanzen	43
5.1	Definitionen	43
5.2	Bestimmung der Effizienzen	45
5.2.1	Trigger-Effizienz	45
5.2.2	Effizienz der Kalorimeter-Rekonstruktion	50
5.2.3	Trackmatching-Effizienz	55
5.3	Akzeptanzen	57
5.3.1	Korrektur der Monte-Carlo-Simulationen und Effizienz der Rekonstruktion	58
5.3.2	Akzeptanzen für W - und Z -Ereignisse	60
5.3.3	Geometrische Akzeptanz des Kalorimeters	61
6	Untergrund	63
6.1	Fehlidentifikation von Elektronen	64
6.2	Die Matrix-Methode zur Trennung von Signal und Untergrund	70
7	Ergebnisse	71
7.1	Der Wirkungsquerschnitt für Elektronproduktion	72
7.2	Der Wirkungsquerschnitt für Z -Produktion	76
7.3	Der Wirkungsquerschnitt für W -Produktion	81
7.4	Indirekte Messung der Zerfallsbreite des W -Bosons	85
8	Zusammenfassung und Ausblick	89
A	Rapidity und Pseudorapidity	91
B	Binomialverteilung	93

Kapitel 1

Einleitung

*Verwicklungen zu vereinfachen ist in allen Wissenszweigen
der erste wesentliche Erfolg.*

Henry Thomas Buckle

Die Beschreibung der Natur wird erst greifbar durch Modelle, von denen erwartet wird, dass sie die Wirklichkeit in kompakter und strukturierter Form wiedergeben. Der Naturwissenschaftler hat nun die Aufgabe, diese Modelle zu finden, zu testen und auf Voraussagen zu überprüfen. Das höchste Ziel der Elementarteilchenphysik ist sogar die Entwicklung *einer einzigen* Theorie für den Aufbau der Materie („Theory of Everything“), in deren Verlauf das *Standardmodell der Teilchenphysik* als Vorstufe gesehen werden kann, da es bereits drei der vier fundamentalen Wechselwirkungen (Kräfte) beinhaltet. Die Gravitation ist als Wechselwirkung in dieses Modell bisher nicht eingebettet worden.

Die Absicht „Verwicklungen zu vereinfachen“ haben auch Julius Lothar Meyer und Dmitri Mendelejew gehabt, als sie Mitte des 19. Jahrhunderts versuchten, die zur damaligen Zeit bekannten chemischen Elemente anzuordnen. Sie hatten die Idee, Elemente nach zunehmender Atommasse in Zeilen und Spalten so anzuordnen, dass Elemente mit ähnlichen chemischen Eigenschaften untereinander stehen. Damit dies für *alle* Elemente erfüllt war, mussten einige Felder zunächst unbesetzt bleiben. Auf der Basis des aufgestellten Systems (das Periodensystem) konnten Eigenschaften der fehlenden Elemente *Scandium*, *Gallium* und *Germanium* vorausgesagt werden, die letztendlich nach ihrer Entdeckung verifiziert werden konnten. Durch dieses Modell konnte also Ordnung in die Chemie gebracht werden.

Etwa einhundert Jahre später – nach dem Bau der ersten großen Beschleuniger – ergab sich eine ähnliche Situation. Innerhalb von etwa zwei Jahrzehnten wurde eine Vielzahl von Teilchen entdeckt, die scheinbar keiner Ordnung genügten (der Begriff *Teilchenzoo* stammt aus dieser Zeit). Erst Murray Gell-Mann und Georg Zweig begründeten ein Modell mit drei Quarks *up*, *down* und *strange*, die eine SU(3)-Gruppe bilden. Die beobachtbaren Teilchen können dann entweder aus drei Quarks oder einem Quark und einem Antiquark

zusammengesetzt sein¹. Auch hier gelang den Wissenschaftlern aufgrund des Modells eine Voraussage, die sich als richtig herausstellte: sie postulierten das im $3/2^+$ -Dekuplett fehlende Baryon Ω^- , welches aus drei *strange*-Quarks besteht. Nach 1974 (Entdeckung der J/Ψ -Resonanz) musste die Existenz weiterer Quarks gefordert werden, so dass heute 6 Quarks bekannt sind (*up, down, charm, strange, top, bottom* $\leftrightarrow u, d, c, s, t, b$).

Neben den erwähnten Quarks gibt es eine weitere Sorte von Elementarteilchen, die Leptonen, von denen ebenfalls 6 (*Elektron e , Myon μ , Tau(on) τ* , und deren zugehörige *Neutrinos ν_e, ν_μ, ν_τ*) bekannt sind, die aber im Vergleich zu Quarks nicht an der starken Wechselwirkung teilnehmen. Die Leptonen und Quarks lassen sich in Zeilen und Spalten anordnen, so dass ein „Periodensystem der Materiebausteine“ gebildet werden kann (Tab. 1.1). Die elementaren Teilchen – Quarks und Leptonen – werden in Spalten zu Generationen (Teilchenfamilien) zusammengefasst. In den Spalten sind die Teilchen der elektrischen Ladung nach geordnet.

Zu jedem Teilchen existiert ein *Antiteilchen*. Die Antiteilchen unterscheiden sich von den Teilchen im Vorzeichen der *additiven Quantenzahlen*. Zu diesen Quantenzahlen gehören beispielsweise die elektrische Ladung Q und die schwache Hyperladung Y (s. Kap. 2.3.1). Das Antiteilchen des Elektrons e^- – das Positron e^+ – hat die elektrische Ladung $Q = +e$; das Antiteilchen zum *top*-Quark t – das *Anti-top*-Quark \bar{t} – hat die elektrische Ladung $Q = -2/3e$.

Tabelle 1.1: Die drei Teilchenfamilien von Quarks und Leptonen. Q : elektrische Ladung in Einheiten der Elementarladung $e = 1.602 \cdot 10^{-19} C$.

	1.	2.	3.	Q
Quarks	u	c	t	$2/3$
	d	s	b	$-1/3$
Leptonen	ν_e	ν_μ	ν_τ	0
	e^-	μ^-	τ^-	-1

Zusammen mit der Beschreibung der Wechselwirkungen (elektromagnetische, schwache und starke Wechselwirkung) durch Eichfelder – denen Eichbosonen zugeordnet werden – spricht man vom Standardmodell der Teilchenphysik. Dieses bisher äußerst erfolgreiche Modell geht in seinen Grundzügen auf S. L. Glashow, A. Salam und S. Weinberg zurück, die die mathematische Formulierung entwickelten. Das Standardmodell macht Voraussagen über Kopplungen und Wirkungsquerschnitte, deren Richtigkeit zu überprüfen ist bzw. schon bei früheren Hochenergieexperimenten, beispielsweise mit den LEP²-Experimenten am CERN³, durch Präzisionsmessungen bestätigt wurde.

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Auswertung von Daten, die mit dem DØ-Detektor bei Proton-Antiproton-Kollisionen mit dem Beschleuniger TEVATRON am FERMILAB (Chicago/USA) aufgezeichnet wurden. Die Interpretation der Daten erfolgt im Rahmen des Standardmodells der Teilchenphysik. Ziel der Analyse ist die Messung des

¹Neben den genannten (Anti-)Quark-Zusammenschlüssen sind auch „Moleküle“ aus Quarks und Antiquarks bekannt. Im Juli 2003 sind erstmals *Pentaquarks*, bestehend aus vier Quarks und einem Antiquark, nachgewiesen worden.

²Large Electron Positron Collider

³Centre Européenne pour la Recherche Nucléaire

inklusive Wirkungsquerschnitts für Elektronproduktion $p\bar{p} \rightarrow e + X$ in Abhängigkeit vom Transversalimpuls des höchstenergetischen Elektrons bei der derzeitigen Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}$. Diese Messung ist an einem Hadron-Beschleuniger bisher noch nicht vorgenommen worden. Die vorliegende Analyse beschäftigt sich ausschließlich mit *isolierten* Elektronen⁴. Das Verständnis der Elektronproduktion ist wichtig, da beispielsweise in Analysen außerhalb des Standardmodells (z. B. Supersymmetrie) insbesondere auch Elektronen hoher Transversalimpulse untersucht werden, so dass Abweichungen von den Standardmodell-Voraussagen im Bereich hoher Transversalimpulse Hinweise auf neue Physik geben könnten. Die Elektronproduktion bei hohen Energien aufgrund von Standardmodell-Prozessen gehört daher in solchen Analysen zum Untergrund.

Es wird weiterhin in dieser Arbeit der Wirkungsquerschnitt für die Produktion der schweren Eichbosonen (W und Z) bestimmt. Dazu wird im Fall der Z -Produktion ein weiteres Elektron gefordert. Im Fall der W -Produktion wird neben dem Elektron fehlende Energie im Detektor verlangt, da das Neutrino den Detektor praktisch ohne Energiedeposition verlässt. Durch Kombination der gemessenen Wirkungsquerschnitte für W - und Z -Produktion kann eine indirekte Messung der W -Breite vorgenommen werden.

Da der DØ-Detektor erst seit dem Jahr 2001 in Betrieb ist, müssen noch grundlegende Eigenschaften des Detektors selbst verstanden werden. Es wird in dieser Arbeit daher im Besonderen auf die Rekonstruktion von isolierten Elektronen eingegangen. Die Effizienzen, beispielsweise der Elektron-Rekonstruktion und der Trigger, werden separat mithilfe verschiedener Verfahren bestimmt.

Nach der Behandlung der theoretischen Grundlagen – mit einem Streifzug durch das Standardmodell – folgt die Beschreibung des TEVATRON und des DØ-Detektors. Im Anschluss daran wird auf die Datenselektion und die Teilchenidentifikation eingegangen. Einen wesentlichen Bestandteil macht die Bestimmung der Effizienzen und Akzeptanzen aus, ehe im nachfolgenden Kapitel auf die Behandlung des Untergrundes eingegangen wird. Zuletzt werden die Resultate der Analyse vorgestellt.

⁴Die Analyse von **nicht**-isolierten Elektronen ist erst seit kurzer Zeit möglich. In dieser Analyse wird daher nicht darauf eingegangen.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

Eine Theorie sollte so einfach wie möglich sein, aber auch nicht einfacher.

Albert Einstein

2.1 Einheiten und Konventionen

Es wird das sogenannte *natürliche Einheitensystem* benutzt, in dem

$$\hbar = c = 1 \tag{2.1}$$

gilt¹. Daraus ergeben sich für die Dimensionen

$$[\text{Energie}] = [\text{Masse}] = [\text{Impuls}] = [\text{Zeit}]^{-1} = [\text{Länge}]^{-1} = eV, \tag{2.2}$$

wobei 1 eV die Energie ist, die ein Teilchen der Ladung $e = 1.602 \cdot 10^{-19} \text{ C}$ erhält, wenn es die elektrische Potentialdifferenz von 1 V durchläuft. Mit dieser Definition ist $1 \text{ eV} = 1.602 \cdot 10^{-19} \text{ J}$.

Es wird folgende vereinfachende Notation verwendet:

- Das Symbol W (für das W -Boson) bezieht sich gleichermaßen auf W^+ oder W^- ;
- Z steht abkürzend für Z^0 ;
- e steht für e^+ oder e^- ; der Name „Elektron“ wird sowohl für das Elektron, als auch für das Positron verwendet;
- ν steht für ν_e oder $\bar{\nu}_e$.

¹Im SI-Einheitensystem ist $\hbar = 1.055 \cdot 10^{-34} \text{ Js}$ und $c = 2.998 \cdot 10^8 \text{ m/s}$.

Daraus resultiert für $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ die Schreibweise $Z \rightarrow ee$; $W \rightarrow e\nu$ wird anstelle von $W^+ \rightarrow e^+\nu_e$ bzw. $W^- \rightarrow e^-\bar{\nu}_e$ verwendet.

In der Beschreibung des Standardmodells wird durchweg die Einsteinsche Summenkonvention verwendet.

2.2 Grundlagen der Wirkungsquerschnittsmessung

Die Basis jeder Wirkungsquerschnittsmessung ist die folgende Formel

$$\frac{d\sigma}{dx} = \frac{S}{\mathcal{L}_{int} \cdot A \cdot \prod_i \varepsilon_i} = \frac{N - U}{\mathcal{L}_{int} \cdot A \cdot \prod_i \varepsilon_i} \quad (2.3)$$

mit

$$\sigma = \int \frac{d\sigma}{dx} dx. \quad (2.4)$$

Das Symbol S steht für die Anzahl von Signal-Ereignissen. Mit N wird die Anzahl von Ereignissen bezeichnet, die die Selektionskriterien für signalartige Ereignisse passieren, wohingegen U die Anzahl der Untergrund-Ereignisse ist, die den Selektionskriterien genügen. Die integrierte Luminosität \mathcal{L}_{int} (Einheit b^{-1}) ist ein Maß für die Anzahl von Proton-Antiproton-Kollisionen, die während der Datennahmeperiode im Detektor aufgezeichnet wurden. Je größer die Luminosität ist, desto größer ist die Anzahl von Signal-Ereignissen ($S \propto \mathcal{L}_{int}$). Die geometrische Akzeptanz A gibt an, welcher Anteil des Detektors instrumentiert ist, d.h. wo Teilchen überhaupt gemessen werden können. Unter ε_i sind alle weiteren Effizienzen zusammengefasst, z.B. die Effizienz der Rekonstruktion eines Teilchens im Detektor. Akzeptanzen und Effizienzen geben Verhältnisse an und sind somit dimensionslos ($[A] = [\varepsilon_i] = 1$).

Der Wirkungsquerschnitt wird in der Einheit b (*barn*) gemessen². Man unterscheidet zwischen dem *differentiellen* Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dx$ und dem *totalen* Wirkungsquerschnitt σ . Der differentielle Wirkungsquerschnitt gibt Auskunft über das Verhalten bezüglich einer oder mehrerer Variablen, die hier im Symbol x zusammengefasst wurden. x kann z.B. 1-dimensional für die Energie stehen oder 2-dimensional für den Raumwinkel $dx = d\Omega = \sin\theta d\theta d\phi$. Im totalen Wirkungsquerschnitt ist über alle Variablen (wieder mit x bezeichnet) integriert worden.

In dieser Arbeit soll der inklusive Wirkungsquerschnitt der Elektronproduktion bestimmt werden, d.h. es werden Proton-Antiproton-Kollisionen untersucht, in denen mindestens ein Elektron und weitere Teilchen erzeugt werden

$$p\bar{p} \longrightarrow e + X. \quad (2.5)$$

Der Wirkungsquerschnitt wird dann in Abhängigkeit vom *Transversalimpuls* des Elektrons gemessen. Unter dem Transversalimpuls eines Teilchens versteht man den Anteil des Impulses, der senkrecht zur Strahlachse (hier: z -Achse) des Beschleunigers gerichtet ist. Es gilt

$$\vec{p} = \begin{pmatrix} p_x \\ p_y \\ p_z \end{pmatrix} \Rightarrow |\vec{p}| \equiv p = \sqrt{p_x^2 + p_y^2 + p_z^2} = \sqrt{p_T^2 + p_z^2}, \quad (2.6)$$

²1 $b = 1 \text{ barn} = 10^{-28} \text{ m}^2$. Die Umrechnung vom natürlichen Einheitensystem zum SI-System erfolgt durch $\text{GeV}^{-2} = 0.3894 \text{ mb}$.

wobei

$$\vec{p}_T = \begin{pmatrix} p_x \\ p_y \\ 0 \end{pmatrix} \Rightarrow p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}. \quad (2.7)$$

Da sich hinter dem Symbol X in Gl. (2.5) noch weitere Elektronen verbergen können, wird der Begriff *inklusiv* wie folgt definiert:

Es wird in jedem Ereignis das Elektron mit der *höchsten Energie* analysiert.

Damit ist der Transversalimpuls des Elektrons in jedem Ereignis (mit mindestens einem Elektron) eine wohldefinierte und eindeutige Variable. Der Transversalimpuls p_T hat weiterhin die Eigenschaft, dass er invariant ist unter Lorentz-Transformationen entlang der Strahlrichtung (= z -Achse) – im Gegensatz zum Gesamtimpuls p . Damit ist auch der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dp_T$ invariant unter solchen Transformationen (siehe auch Anhang A).

2.3 Das Standardmodell der Teilchenphysik

Nachdem die Bausteine der Materie schon vorgestellt wurden, soll nun genauer auf ihre Eigenschaften und die zugrundeliegenden Wechselwirkungen eingegangen werden (eine ausführliche Darstellung findet man z. B. in [1] oder [2]). Quarks und Leptonen sind Spin-1/2-Teilchen (Fermionen), deren Wellenfunktion $\psi(x)$ – ein vierkomponentiger Dirac-Spinor – die Dirac-Gleichung

$$(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi(x) = 0 \quad (2.8)$$

erfüllt. Hierbei bezeichnet μ den Raum-Zeit-Index ($\mu = 0, 1, 2, 3$); γ^μ sind 4×4 Dirac-Matrizen, m ist die Masse des Fermions und ∂_μ der 4er-Gradient mit $\partial_\mu = (\partial_0, \nabla)$. Die die Wechselwirkungen vermittelnden Teilchen sind Spin-1-Teilchen³ (Bosonen), die die Relation

$$(\partial^\mu \partial_\mu + M^2)K^\mu(x) - \partial^\mu(\partial_\nu K^\nu(x)) = j^\mu(x) \quad (2.9)$$

erfüllen (mit dem Eichbosonfeld $K^\mu(x)$ der Masse M und dem zugehörigen 4er-Strom $j^\mu(x)$). Die Anwesenheit der Vektorbosonen (= Spin-1-Teilchen) ist eine Konsequenz des *Eichprinzips*:

Es wird postuliert, dass die Dirac-Gleichung invariant ist gegenüber einer beliebigen lokalen (d. h. Raum-Zeit-abhängigen) Phasentransformation. Dies ist im feldfreien Raum nicht möglich; es muss die Existenz eines Vektorfeldes gefordert werden, welches dann gleichzeitig einer Eichtransformation unterzogen wird.

Dies führt zur Existenz der Eichbosonen, die an die Dirac-Spinoren koppeln. In Kap. 2.3.1 wird gezeigt, dass lokale Transformationen des schwachen Isospins und der schwachen Hyperladung zur Existenz der W - und Z -Bosonen, sowie auf das Photon führen. Lokale Transformationen bezüglich der Farb-SU(3)-Gruppe der Quarks hingegen führen zur Existenz der Gluonen (Kap. 2.3.2).

³bis auf das Eichboson der Gravitationskraft, welches ein Spin-2-Teilchen sein muss; dieses ist aber bisher nicht beobachtet worden. Die Gravitation ist als Wechselwirkung nicht im Standardmodell enthalten.

Tabelle 2.1: Wechselwirkungen und Eichbosonen im Standardmodell. Die relative Stärke wird verglichen bei Abständen von $\approx 10 \text{ fm} = 10^{-14} \text{ m}$, bei der Protonmasse ($m_p = 1.67 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$) und der Elementarladung e .

Eichboson	Wechselwirkung	relative Stärke	Masse
γ (Photon)	elektromagnetische WW	10^{-2}	masselos
Z^0	schwache WW (neutrale Ströme)	10^{-5}	91.19 GeV
W^+, W^-	schwache WW (geladene Ströme)	10^{-5}	80.4 GeV
g_i (8 Gluonen)	starke WW	1	masselos

2.3.1 Die elektroschwache Wechselwirkung

Ausgangspunkt ist die Lagrangedichte \mathcal{L} für (masselose) Fermionen im feldfreien Raum

$$\mathcal{L} = \sum_{\text{alle Fermionen } f} \bar{\psi}_f i \gamma_\mu \partial^\mu \psi_f, \quad (2.10)$$

wobei $\bar{\psi} = \psi^\dagger \gamma^0$. Die linkshändigen Fermionen werden in Dubletts bezüglich des *schwachen Isospins* ($I = 1/2$, d.h. $I_3 = \pm 1/2$) angeordnet. Rechtshändige geladene Fermionen dagegen werden in Singulett ($I = 0$) angeordnet. Die *schwache Hyperladung* Y ist über die Gell-Mann-Nishijima-Relation mit der elektrischen Ladung und dem schwachen Isospin verknüpft

$$Q = I_3 + \frac{Y}{2}. \quad (2.11)$$

Tabelle 2.2: Eigenschaften der Fermionen.

	1. Generation	2. Generation	3. Generation	I_3	Y	Q
L_ℓ	$L_1 = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L$	$L_2 = \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L$	$L_3 = \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L$	1/2 -1/2	-1 -1	0 -1
R_ℓ	$R_1 = e_R^-$	$R_2 = \mu_R^-$	$R_3 = \tau_R^-$	0	-2	-1
L_q	$L_1 = \begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L$	$L_2 = \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L$	$L_3 = \begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_L$	1/2 -1/2	1/3 1/3	2/3 -1/3
R_q	$R_1 = u_R$	$R_2 = c_R$	$R_3 = t_R$	0	4/3	2/3
R_q	$R_4 = d_R$	$R_5 = s_R$	$R_6 = b_R$	0	-2/3	-1/3

In der Darstellung des Standardmodells in Tab. 2.2 wird von masselosen Neutrinos ausgegangen. Jüngste Experimente zeigen jedoch, dass Neutrinos ebenfalls eine – wenn auch geringe – Masse zugesprochen werden muss. Durch die Beobachtung von *Neutrinooszillationen* (z. B. wird am K2K-Experiment die Oszillation $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ untersucht [4]), die durch *Massendifferenzen* zwischen den Neutrinos der einzelnen Generationen erklärt werden, müssen Neutrinos eine von Null verschiedene Masse besitzen⁴.

⁴Da nur Differenzen messbar sind, können nicht die absoluten Massen der Neutrinos bestimmt werden.

Die Massen-Eigenzustände der linkshändigen Quarks mit $I_3 = -1/2$ sind von den bisher verwendeten Eigenzuständen der schwachen Wechselwirkung (Tab. 2.2) verschieden⁵. Die Verknüpfung der Eigenzustände bezüglich der schwachen Wechselwirkung (d', s', b') mit den Massen-Eigenzuständen (d, s, b) erfolgt über die *Cabbibo–Kobayashi–Maskawa–Matrix* (CKM-Matrix) V_{CKM}

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix}_L = V_{CKM} \cdot \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}_L = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}_L. \quad (2.12)$$

Die Übergangselemente V_{ij} können nicht theoretisch berechnet werden; sie sind freie Parameter im Standardmodell.

Die freie Lagrangedichte nimmt dann die Form

$$\mathcal{L} = \sum_{\ell=1}^3 (\bar{L}_\ell i\gamma_\mu \partial^\mu L_\ell + \bar{R}_\ell i\gamma_\mu \partial^\mu R_\ell) + \sum_{q=1}^3 \bar{L}_q i\gamma_\mu \partial^\mu L_q + \sum_{q=1}^6 \bar{R}_q i\gamma_\mu \partial^\mu R_q \quad (2.13)$$

an. Diese Darstellung berücksichtigt, dass links- und rechtshändige Teilchen nicht aneinander koppeln. Die Transformation der linkshändigen Dubletts wird durch die $SU(2)_L$ -Gruppe beschrieben

$$L' = \exp\left(i\frac{g}{2}\vec{\tau} \cdot \vec{\beta}(x)\right) L, \quad (2.14)$$

wohingegen die schwache Hyperladung – ebenso wie die elektrische Ladung – eine additive Quantenzahl ist, die mit einer Phasentransformation verknüpft wird ($U(1)_Y$)

$$L' = \exp\left(i\frac{g'}{2}Y\chi(x)\right) L \quad \text{bzw.} \quad (2.15)$$

$$R' = \exp\left(i\frac{g'}{2}Y\chi(x)\right) R. \quad (2.16)$$

Dabei bezeichnen g und g' Kopplungskonstanten; die Pauli-Matrizen τ_i ($i = 1, 2, 3$) gehen in $\vec{\tau} = (\tau_1, \tau_2, \tau_3)$ ein (*Generatoren* der $SU(2)$ -Gruppe). Die Funktionen $\chi(x)$ und $\vec{\beta}(x)$ ($x = x^\mu$) sind von der Raum-Zeit abhängige Phasen. Damit das Eichprinzip erfüllt ist, d. h. damit \mathcal{L} invariant unter lokalen Transformationen $U(1)_Y$ und $SU(2)_L$ ist, werden nun Eichfelder eingeführt. Die Hyperladung erfordert ein Vektorfeld B^μ , die Invarianz unter $SU(2)_L$ erfordert drei Vektorfelder W_a^μ ($a = 1, 2, 3$). Die Transformationen der Eichfelder sind durch die Phasenfunktionen gegeben

$$B'^\mu = B^\mu - \partial^\mu \chi(x) \quad (2.17)$$

$$\vec{W}'^\mu = \vec{W}^\mu - \partial^\mu \vec{\beta}(x) - g[\vec{\beta}(x) \times \vec{W}^\mu] \quad (2.18)$$

$$\text{bzw. } W_i'^\mu = W_i^\mu - \partial^\mu \beta_i(x) - g\varepsilon_{ijk}\beta_j(x)W_k^\mu. \quad (2.19)$$

Der Term ε_{ijk} ⁶ wird als *Strukturkonstante* der $SU(2)_L$ -Symmetrie bezeichnet. Die Strukturkonstante der $U(1)_Y$ -Symmetrie ist 0. Die Berücksichtigung der Eichfelder in der Dirac-

⁵Dies erhält man aus dem Vergleich schwacher Zerfälle über geladene Ströme (d. h. W -Austausch), wie z. B. $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ und $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$.

⁶ ε_{ijk} ist der total antisymmetrische Tensor dritter Stufe. Es gilt $\varepsilon_{123} = \varepsilon_{231} = \varepsilon_{312} = +1$, $\varepsilon_{132} = \varepsilon_{213} = \varepsilon_{321} = -1$. Für alle anderen Kombinationen aus (123) ist $\varepsilon_{ijk} = 0$. In drei Raumdimensionen wird nicht zwischen hoch- und tiefgestellten Indizes unterschieden, d. h. $\varepsilon_{ijk} = \varepsilon^{ijk}$.

Gleichung Gl. (2.8) bzw. der Lagrangedichte Gl. (2.13) erfolgt durch die *kovariante Ableitung*, die den 4er-Gradient ersetzt

$$D^\mu = \partial^\mu + ig\vec{T} \cdot \vec{W}^\mu + i\frac{g'}{2}YB^\mu, \quad (2.20)$$

wobei $\vec{W}^\mu = (W_1^\mu, W_2^\mu, W_3^\mu)$. Für die linkshändigen Fermionen ist $\vec{T} = \vec{\tau}/2$, für die rechtshändigen Fermionen dagegen fällt die Kopplung an das W -Feld wegen $\vec{T} = 0$ weg. Der Ausdruck $\vec{\tau} \cdot \vec{W}^\mu$ kann mithilfe der Leiteroperatoren $\tau_\pm = \frac{1}{2}(\tau_1 \pm \tau_2)$ umgeschrieben werden zu

$$\vec{\tau} \cdot \vec{W}^\mu = \sqrt{2} \left(\tau_+ W^{(-)\mu} + \tau_- W^{(+)\mu} \right) + \tau_3 W_3^\mu. \quad (2.21)$$

Daraus können die Felder der geladenen W -Bosonen extrahiert werden

$$W^{(\pm)\mu} = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_1^\mu \pm W_2^\mu) \leftrightarrow W^\pm, \quad (2.22)$$

so dass die kovariante Ableitung die folgende Form annimmt

$$D^\mu = \partial^\mu + i\frac{g}{\sqrt{2}} \left(\tau_+ W^{(-)\mu} + \tau_- W^{(+)\mu} \right) + i\frac{g}{2}\tau_3 W_3^\mu + i\frac{g'}{2}YB^\mu. \quad (2.23)$$

Die noch zu bestimmenden Eichfelder für das Photon und das Z -Boson werden mit Linearkombinationen der Felder W_3^μ und B^μ identifiziert

$$A^\mu = B^\mu \cos \theta_W + W_3^\mu \sin \theta_W \leftrightarrow \gamma \quad (2.24)$$

$$Z^\mu = -B^\mu \sin \theta_W + W_3^\mu \cos \theta_W \leftrightarrow Z^0. \quad (2.25)$$

Der *Weinbergwinkel* θ_W (oder auch *schwacher Mischungswinkel*) ist mit den Kopplungskonstanten g und g' verknüpft

$$\cos \theta_W = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}}, \quad \sin \theta_W = \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}}. \quad (2.26)$$

und hat den gemessenen Wert [10]

$$\sin^2 \theta_W = 0.23113 \pm 0.00015. \quad (2.27)$$

Die Kopplungen eines Fermions mit elektrischer Ladung Q und Isospinkomponente I_3 an das W - bzw. Z -Boson werden manchmal durch die Kopplungen an den *Vektor-* g_V bzw. *Axialstrom* g_A ausgedrückt mit

$$g_V = I_3 - 2Q \sin^2 \theta_W \quad (2.28)$$

$$g_A = I_3. \quad (2.29)$$

Die elektrische Elementarladung e steht ebenfalls mit g und g' in Verbindung

$$e = g' \cos \theta_W = g \sin \theta_W. \quad (2.30)$$

Damit lautet die Lagrangedichte für (masselose) Fermionen

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \sum_{\ell=1}^3 (\bar{L}_\ell i\gamma_\mu D^\mu L_\ell + \bar{R}_\ell i\gamma_\mu D^\mu R_\ell) + \sum_{q=1}^3 \bar{L}_q i\gamma_\mu D^\mu L_q + \sum_{q=1}^6 \bar{R}_q i\gamma_\mu D^\mu R_q \\ & - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}^i F^{i,\mu\nu} - \frac{1}{4} f_{\mu\nu} f^{\mu\nu} \end{aligned} \quad (2.31)$$

mit den Feldern

$$F_{\mu\nu}^i = \partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i - g\varepsilon^{ijk}W_\mu^jW_\nu^k \quad \text{und} \quad (2.32)$$

$$f_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu. \quad (2.33)$$

Die letzten beiden Terme in Gl. (2.31) beschreiben die Selbstwechselwirkung zwischen den Eichbosonen.

Alle bisherigen Betrachtungen – ausgehend von Gl. (2.13) – galten für *masselose* Fermionen und Eichbosonen. Dies widerspricht der Realität: die W - und Z -Bosonen sind massiv, ebenso die geladenen Fermionen. Im Standardmodell werden den Teilchen durch den *Higgs-Mechanismus* Massen verliehen. Dies geschieht durch Wechselwirkungen mit dem Higgs-Feld, das man sich als allgegenwärtiges Hintergrundfeld vorstellen kann. Dabei bleiben die oben hergeleiteten Kopplungen unbeeinflusst. Die einfachste Struktur, die die Massenerzeugung ermöglicht (*minimales* Higgs-Modell), besteht aus einem Dublett von komplexen skalaren Feldern mit $I = 1/2$ und $Y = 1$

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}. \quad (2.34)$$

Die Lagrangedichte des Higgsfeldes lautet

$$\mathcal{L}_H = (D^\mu\phi)(D_\mu\phi) - V(\phi^\dagger, \phi) \quad (2.35)$$

mit dem Higgspotential V der Form

$$V(\phi^\dagger, \phi) = -\mu^2\phi^\dagger\phi + \lambda^2(\phi^\dagger\phi)^2. \quad (2.36)$$

Das Higgsfeld der Masse m_H selbst erfüllt die Klein-Gordon-Gleichung

$$(\partial^\mu\partial_\mu + m_H^2)\phi = 0. \quad (2.37)$$

Die Lagrangedichte $\mathcal{L}' = \mathcal{L}_E + \mathcal{L}_H$ ist eichinvariant unter den lokalen $U(1)_Y$ - und $SU(2)_L$ -Transformationen. Hierbei bezeichnet \mathcal{L}_E der Anteil der Eichbosonfelder an der gesamten Lagrangedichte \mathcal{L} mit

$$\mathcal{L}_E = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}^iF^{i,\mu\nu} - \frac{1}{4}f_{\mu\nu}f^{\mu\nu}. \quad (2.38)$$

Das Higgspotential besitzt ein Minimum bei

$$|\phi^\dagger\phi| = \frac{\mu^2}{2\lambda^2} \equiv \frac{v}{\sqrt{2}}. \quad (2.39)$$

Dieser energetisch tiefste Zustand wird mit dem „Vakuum“ identifiziert wird. Eine mögliche Wahl für den Vakuumzustand ist

$$\phi_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}. \quad (2.40)$$

In diesem Zustand wird die $SU(2)_L \times U(1)_Y$ -Symmetrie gebrochen (*spontane Symmetriebrechung*; diese kann nur auftreten, falls $|\phi_0| \neq 0$ ist). Nun wird ϕ in der Nähe des Grundzustandes entwickelt

$$\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + \eta(x) + i\zeta(x) \end{pmatrix}. \quad (2.41)$$

Dieser Zustand wird in \mathcal{L}' eingesetzt. Es folgt

$$\begin{aligned} \mathcal{L}' = & \frac{1}{2} [(\partial^\mu \eta)(\partial_\mu \eta) - 2\mu^2 \eta^2] + \frac{1}{2} [(\partial^\mu \zeta)(\partial_\mu \zeta)] - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}^i F^{i,\mu\nu} - \frac{1}{4} f_{\mu\nu} f^{\mu\nu} + \\ & + \frac{1}{2} \cdot \frac{g^2 v^2}{4} (|W_\mu^{(+)}|^2 + |W_\mu^{(-)}|^2) + \frac{1}{2} \cdot \frac{g^2 v^2}{4 \cos^2 \theta_W} |Z_\mu|^2. \end{aligned} \quad (2.42)$$

Der (minimale) Higgs-Mechanismus führt also zu

- einem massiven, ungeladenen *Higgs-Boson* (das mit η verknüpfte Teilchen) der Masse $m_H = \sqrt{2}\mu$;
- einem masselosen, ungeladenen (und nicht messbaren) *Goldstone-Boson* aus der ζ -Variation;
- massiven W -Bosonen, wobei W^+ und W^- gleich schwer sind mit

$$m_W = \frac{gv}{2}; \quad (2.43)$$

- einem massiven Z -Boson der Masse

$$m_Z = \frac{gv}{2 \cos \theta_W} = \frac{m_W}{\cos \theta_W}; \quad (2.44)$$

- weiterhin einem masselosen Photon, da \mathcal{L}' keinen Term $\propto |A_\mu|^2$ enthält.

Die Relation zwischen der W -Masse und der Z -Masse über den Weinbergwinkel ist durch Präzisionsmessungen bestätigt worden.

Durch den Higgs-Mechanismus können den geladenen Fermionen ebenfalls Massen zugeordnet werden

$$m_f = g_f \frac{v}{\sqrt{2}}. \quad (2.45)$$

Man benötigt demnach genauso viele Kopplungen g_f wie es massive Fermionen gibt. Die Kopplung der Fermionen an das Higgs-Boson bezeichnet man als *Yukawa-Kopplung*; der entsprechende Term in der Lagrangedichte lautet

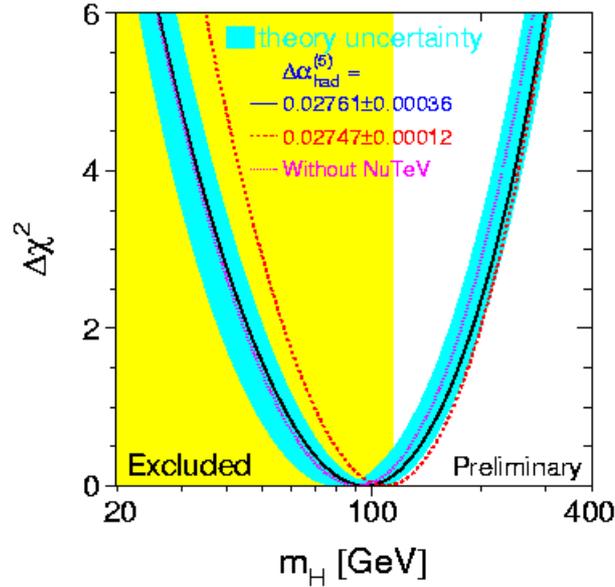
$$\mathcal{L}_{Yukawa} = -g_f [\bar{R}(\phi^\dagger L) + (\bar{L}\phi)R]. \quad (2.46)$$

Durch Umformung von Gl. (2.45) erkennt man, dass die Yukawa-Kopplung proportional zur Masse des jeweiligen Fermions ist. Damit koppelt das *top*-Quark am stärksten an das Higgs-Boson⁷.

Bis jetzt ist das Higgs-Boson nicht nachgewiesen worden. Aus den LEP-Analysen konnte eine untere Massengrenze von $m_H > 114.4 \text{ GeV}$ durch die direkte Suche angegeben werden [5]. Fits der elektroschwachen Parameter [6] deuten darauf hin, dass die Higgs-Masse kleiner als 219 GeV sein sollte (95 % CL, s. Abb. 2.1).

⁷Die Kopplung an masselose Photonen geschieht erst durch Prozesse höherer Ordnung, z. B. durch Schleifendiagramme mit einem umlaufenden *top*-Quark.

Abbildung 2.1: $\Delta\chi^2 = \chi^2 - \chi_{min}^2$ aus Präzisionsmessungen der elektroschwachen Parameter als Funktion der Higgs-Masse, wobei das Standardmodell als die Natur korrekt beschreibende Theorie angenommen wird. Der bevorzugte Wert für die Higgs-Masse ist demnach $m_H = 96_{-38}^{+60}$ GeV (68 % CL, angenommen im Minimum). Der gelbe Bereich ist durch die direkte Suche ausgeschlossen worden. Mit dem (einseitigen) CL von 95 % kann (unter Berücksichtigung der experimentellen und theoretischen Unsicherheiten) eine Higgs-Masse größer als 219 GeV ausgeschlossen werden (aus [7]). Die Auftragung auf der Abszisse ist logarithmisch, da Korrekturen nur logarithmisch von der Higgs-Masse abhängen.



2.3.2 Die starke Wechselwirkung

Die starke Wechselwirkung wird – ebenso wie die elektroschwache Theorie – durch Feldquanten mit Spin 1 vermittelt, nämlich durch *Gluonen*. Doch dazu wird ein *innerer Freiheitsgrad* benötigt. Bei der elektroschwachen Theorie waren dies der schwache Isospin und die schwache Hyperladung. Die Anwesenheit einer weiteren, „verborgenen“ Quantenzahl kann durch Betrachtung der Wellenfunktion des eingangs erwähnten Ω^- -Baryons (bestehend aus drei *s*-Quarks) plausibel gemacht werden. Die Wellenfunktion ist total symmetrisch bezüglich der Vertauschung von zwei Quarks. Dies widerspricht aber dem Pauli-Prinzip. Die Einführung eines neuen Freiheitsgrades der Quarks – *Farbladung* (*colour charge*) – mit drei Werten behebt das Problem. Die drei Werte werden mit *R* (rot), *G* (grün) und *B* (blau) bezeichnet. Einzelne Quarks, die Farbladungen tragen, sind einzeln nicht beobachtbar. Nur „farbneutrale“ Kombinationen – wie die *Mesonen* als Quark-Antiquark-Systeme oder *Baryonen* als Drei-Quark-Systeme – sind messbar. Die zugrundeliegende Symmetriegruppe heißt Farb-SU(3) (auch Colour-SU(3), bzw. SU(3)_C).

Ausgangspunkt ist wieder das Eichprinzip, diesmal unter lokalen SU(3)_C-Transformationen

$$\psi' = \exp\left(i\frac{g_S}{2}\lambda_i\beta_i(x)\right)\psi. \quad (2.47)$$

Als Kopplung taucht hier die starke Kopplungskonstante g_S auf. Es treten hier acht Transformationswinkel $\beta_i(x)$ ($i = 1, \dots, 8$) auf. In dieser Darstellung werden die acht *Gell-Mann-*

Matrizen λ_i als Generatoren verwendet. Als $SU(3)_C$ -Eichfeld werden nun acht Vektorfelder G_i^μ benötigt, die mit den acht Gluonen identifiziert werden und die wie folgt transformieren

$$G_i'^\mu = G_i^\mu - \partial^\mu \beta_i - g_S f_{ijk} \beta_j G_k^\mu \quad \leftrightarrow \quad g_i. \quad (2.48)$$

Die $SU(3)$ -Strukturkonstanten f_{ijk} lauten $f_{123} = 0$, $f_{147} = f_{246} = f_{257} = f_{345} = f_{516} = f_{637} = 1/2$ bzw. $f_{458} = f_{678} = \sqrt{3}/2$. Die Einführung der Vektorfelder in die Lagrangedichte erfolgt wieder über die kovariante Ableitung (hier ohne elektroschwachen Anteil)

$$D^\mu = \partial^\mu + i \frac{g_S}{2} \lambda_i G_i^\mu. \quad (2.49)$$

Die Selbstwechselwirkung der Gluonen wird mit dem Feldstärketensor $H_j^{\mu\nu}$

$$H_j^{\mu\nu} = \partial^\mu G_j^\nu - \partial^\nu G_j^\mu - g_S f_{jkl} G_k^\mu G_l^\nu \quad (2.50)$$

in die Lagrangedichte \mathcal{L}_{QCD} eingeführt (mit Masseneigenzuständen ψ_q)

$$\mathcal{L}_{QCD} = \sum_{\text{all s Quarks } q} \bar{\psi}_q (i \gamma_\nu D^\nu - m_q) \psi_q - \frac{1}{4} H_{j,\mu\nu} H_j^{\mu\nu}. \quad (2.51)$$

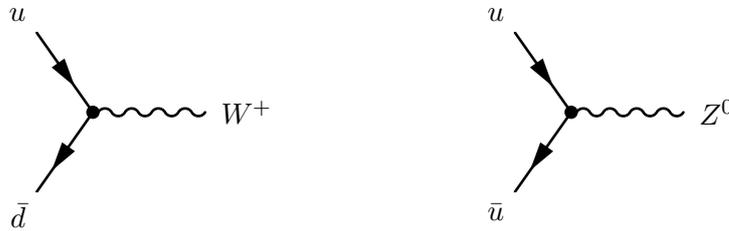
Man bezeichnet die Theorie, die die Wechselwirkung der Quarks untereinander über Gluonfelder beschreibt, als *Quantenchromodynamik* (QCD).

2.4 Voraussagen des Standardmodells

2.4.1 Wirkungsquerschnitt für W - und Z -Produktion

Die Produktion von W - und Z -Bosonen erfolgt in Proton-Antiproton-Kollisionen über Quark-Antiquark-Vernichtung. Die Feynmangraphen in niedrigster Ordnung sind in Abb. 2.2 dargestellt. Die Berechnung der Wirkungsquerschnitte (z. B. in [3]) auf dem Niveau

Abbildung 2.2: Feynman-Diagramme zur W^+ - und Z^0 -Produktion.



der Partonen liefert

$$\hat{\sigma}(q\bar{q}' \rightarrow W^+) = 2\pi |V_{qq'}|^2 \frac{G_F}{\sqrt{2}} m_W^2 \delta(\hat{s} - M_W^2) \quad (2.52)$$

$$\hat{\sigma}(q\bar{q} \rightarrow Z) = 2\pi \frac{G_F}{\sqrt{2}} (g_V^2 + g_A^2) m_Z^2 \delta(\hat{s} - M_Z^2) \quad (2.53)$$

mit der Fermikonstante⁸ G_F , der Schwerpunktsenergie $\sqrt{\hat{s}}$ im System der Partonen⁹, den Massen der Eichbosonen m_Z und m_W , dem Matrixelement $V_{qq'}$ der Cabbibo-Kobayashi-Maskawa-Matrix für den Übergang $q \rightarrow q'$ und der Kopplung an den Vektor- und Axialstrom g_V und g_A . Den Wirkungsquerschnitt für den Prozess $p\bar{p} \rightarrow V + X$ (V steht für W oder Z) erhält man durch Summation über alle beitragenden Quark-Antiquark-Kombinationen i, j , wobei der Anteil von Quarks bzw. Antiquarks im Proton bzw. Antiproton durch die Partondichteverteilung $f(x, Q^2)$ (*parton distribution function, pdf*) gegeben ist. Anschließend wird über den jeweiligen Impulsanteil x der wechselwirkenden Partonen integriert

$$\sigma(p\bar{p} \rightarrow V + X) = \frac{K}{3} \int_0^1 dx_a \int_0^1 dx_b \sum_{i,j} f_i(x_a, Q^2) \bar{f}_j(x_b, Q^2) \hat{\sigma}(q_i \bar{q}_j \rightarrow V). \quad (2.55)$$

Die Auswertung der Partondichteverteilungen erfolgt bei $Q^2 = \hat{s} = m_V^2$ ($m_V = m_W$ bzw. $m_V = m_Z$). Der sogenannte K -Faktor beinhaltet QCD-Korrekturen höherer Ordnung. In einer Next-to-Next-to-Leading-Order-Rechnung (NNLO) gibt der K -Faktor das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte in höherer Ordnung (σ^{NNLO}) zum Wirkungsquerschnitt in führender Ordnung (σ^{LO}) an: $K = \sigma^{NNLO}/\sigma^{LO}$. Theoretische Rechnungen aus [8] und [9] liefern in NNLO bei der Schwerpunktsenergie $\sqrt{\hat{s}} = 1.96 \text{ TeV}$ für die totalen Wirkungsquerschnitte die Werte

$$\sigma(p\bar{p} \rightarrow W + X) = (25.17 \pm 0.88) \text{ nb} \quad (2.56)$$

$$\sigma(p\bar{p} \rightarrow Z + X) = (7.49 \pm 0.26) \text{ nb}. \quad (2.57)$$

Der Messung zugänglich sind die Zerfallsteilchen der W - bzw. Z -Bosonen, d. h. hier die Elektronen. Daher werden noch die Verzweigungsverhältnisse (*branching ratio, B*) benötigt. Diese sind am Large Electron Positron Collider (LEP) mit hoher Genauigkeit gemessen worden [10] ($\ell = e, \mu, \tau$)

$$B(W \rightarrow \ell\nu) = 0.1068 \pm 0.0012 \quad (2.58)$$

$$B(Z \rightarrow \ell\ell) = 0.033658 \pm 0.000023. \quad (2.59)$$

Damit lautet die Voraussage des Standardmodells der Teilchenphysik für die Wirkungsquerschnitte in elektronische Endzustände

$$\sigma(p\bar{p} \rightarrow W + X) \cdot B(W \rightarrow e\nu) = (2.72 \pm 0.10) \text{ nb} \quad (2.60)$$

$$\sigma(p\bar{p} \rightarrow Z + X) \cdot B(Z \rightarrow ee) = (252 \pm 9) \text{ pb}. \quad (2.61)$$

Aus dem Verhältnis der Wirkungsquerschnitte zueinander

$$\mathcal{R} = \frac{\sigma(p\bar{p} \rightarrow W + X) \cdot B(W \rightarrow e\nu)}{\sigma(p\bar{p} \rightarrow Z + X) \cdot B(Z \rightarrow ee)} \quad (2.62)$$

⁸Die Fermikonstante kann durch die W -Masse und die Kopplung g ausgedrückt werden

$$\frac{g^2}{8m_W^2} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \quad (2.54)$$

und hat im natürlichen Einheitensystem den Wert $G_F = (1.16637 \pm 0.00001) \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$ [10].

⁹Im *Parton-Modell* wird angenommen, dass das Nukleon (hier: Proton und Antiproton) aus punktförmigen Bestandteilen – den *Partonen* – aufgebaut ist.

kann indirekt die totale Breite $\Gamma(W)$ des W -Bosons gemessen werden. Der aus der Theorie erwartete Wert für \mathcal{R} kann aus den Werten in den Gln. (2.60) und (2.61) berechnet werden ([8], [9] bzw. [11])

$$\mathcal{R} = 10.81 \pm 0.18. \quad (2.63)$$

Wegen

$$B(W \rightarrow e\nu) = \frac{\Gamma(W \rightarrow e\nu)}{\Gamma(W)} \quad (2.64)$$

folgt

$$\Gamma(W) = \frac{\sigma(p\bar{p} \rightarrow W + X)}{\sigma(p\bar{p} \rightarrow Z + X)} \cdot \frac{1}{B(Z \rightarrow ee)} \cdot \frac{1}{\mathcal{R}} \cdot \Gamma(W \rightarrow e\nu). \quad (2.65)$$

Als neue Größe tritt hier die elektronische Zerfallsbreite $\Gamma(W \rightarrow e\nu)$ des W -Bosons auf. Mit der W -Masse m_W gilt

$$\Gamma(W \rightarrow e\nu) = \frac{G_F m_W^3}{6\pi\sqrt{2}}. \quad (2.66)$$

Damit erhält man für die elektronische Zerfallsbreite den Wert [10]

$$\Gamma(W \rightarrow e\nu) = (226.4 \pm 0.3) \text{ MeV}. \quad (2.67)$$

Die totale Zerfallsbreite $\Gamma(W)$ hängt von den Zerfallsmodi des W -Bosons ab. Außerdem gehen hier Elemente der CKM-Matrix ein. Die totale Breite hat damit den Wert [10]

$$\Gamma(W) = (2.090 \pm 0.008) \text{ GeV}. \quad (2.68)$$

2.4.2 Spektrum des Wirkungsquerschnitts für inklusive Elektronproduktion

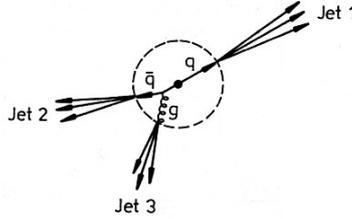
Elektronen können bei Proton-Antiproton-Kollisionen in vielen Kanälen entstehen. Neben den W - und Z -Zerfällen, die ein bzw. zwei Elektronen produzieren können, sind Zerfälle von Hadronen von Bedeutung. Im Vergleich zu den oben behandelten Wirkungsquerschnitten, die auf Parton-Niveau sowie mit Kenntnis der Partondichteverteilung für die *gesamte* Reaktion $p\bar{p} \rightarrow V + Y \rightarrow e + X$ ($V = W$ bzw. $V = Z$) gerechnet worden sind, ist der Prozess der zusätzlich auftretenden *Hadronisation*¹⁰ nicht theoretisch bekannt, sondern muss mit phänomenologischen Modellen angenähert werden. Die Umsetzung von solchen Modellen geschieht in *Monte-Carlo-Generatoren*. Mit einem Generator wird die Proton-Antiproton-Kollision zunächst auf einen Parton-Parton-Prozess („harte“ Reaktion) zurückgeführt. Die Endteilchen der Reaktion und die Quarks/Gluonen, die nicht an der harten Reaktion teilgenommen haben¹¹, werden dann der Hadronisation unterworfen. Die Hadronen, die längs der Impulsrichtung des auslaufenden Partons entstehen, bilden dabei *Jets* („Strahlen“, vgl. Abb. 2.3).

Als Generator zur Erzeugung von Proton-Antiproton-Kollisionen wird PYTHIA [12] benutzt¹². In PYTHIA werden dazu zunächst die möglichen QCD-Prozesse simuliert, wie z. B. $q_i\bar{q}_i \rightarrow q_k\bar{q}_k$ oder $q_i g \rightarrow q_i g$. Desweiteren wird die Produktion von W - und Z -Bosonen

¹⁰Die Hadronisation beschreibt den Übergang der Partonen zu den beobachtbaren Teilchen.

¹¹Ein Proton besteht neben drei *Valenzquarks* (uud) noch aus *Seaquarks* und *Gluonen*.

¹²PYTHIA ist in FORTRAN geschrieben. Ich habe die Implementation von PYTHIA in ROOT [13] benutzt, so dass die Programme in C++ geschrieben werden können.

Abbildung 2.3: Schema zur Hadronisation und Jet-Bildung (nach [1]).

berücksichtigt, sowie deren Paarproduktion – auch wenn diese im Wirkungsquerschnitt stark unterdrückt ist.

Um das Spektrum des Wirkungsquerschnitts für Elektronproduktion in Abhängigkeit vom Transversalimpuls des Elektrons zu erhalten, werden die Ereignisse in *gewichteter* Form generiert. Damit ist gemeint, dass der gesamte Phasenraum in kleinere Teile (*Bins*) bezüglich einer definierten (kinematischen) Variable zerlegt wird und für jedes Bin separat Ereignisse generiert werden. Im Anschluss daran werden die einzelnen Bins dann – skaliert mit dem jeweiligen Wirkungsquerschnitt – aufaddiert. Dies ist hier notwendig, da der Wirkungsquerschnitt stark ($\sim 1/p_T^b$, $b > 0$) mit steigendem Transversalimpuls abfällt. Da

Tabelle 2.3: Einteilung in \hat{p}_T -Intervalle.

\hat{p}_T [GeV]		Binweite	Anzahl generierter Ereignisse je Bin
untere Grenze	obere Grenze		
0	10	5	5000000
10	100	10	5000000
100	300	10	2000000
300	350	10	1000000
350	1000	650	1000000

nur Variablen der harten Reaktion voreingestellt werden können (und nicht Eigenschaften der Teilchen im Endzustand), wird hier der Transversalimpuls \hat{p}_T des *harten* Prozesses $2 \rightarrow 2$ bzw. $2 \rightarrow 1 \rightarrow 2$ (z.B. $q_i \bar{q}_i \rightarrow Z \rightarrow ee$) im Ruhesystem der harten Reaktion als Aufteilungskriterium für den Phasenraum benutzt¹³. Es werden etwa 100 Millionen Proton-Antiproton-Kollisionen erzeugt; eine Aufteilung auf die einzelnen Bins kann Tab. 2.3 entnommen werden.

In PYTHIA werden Pionen π^\pm und Kaonen K^\pm standardmäßig als stabil angenommen aufgrund ihrer relativ langen Lebensdauer ($\tau \sim \mathcal{O}(10^{-5})$ s). In der hier durchgeführten Simulation wird zugelassen, dass diese Teilchen zerfallen können. Es werden dann jedoch nur solche Elektronen aus π - bzw. K -Zerfällen gezählt, die innerhalb einer Flugstrecke von 1 m ¹⁴ zerfallen sind.

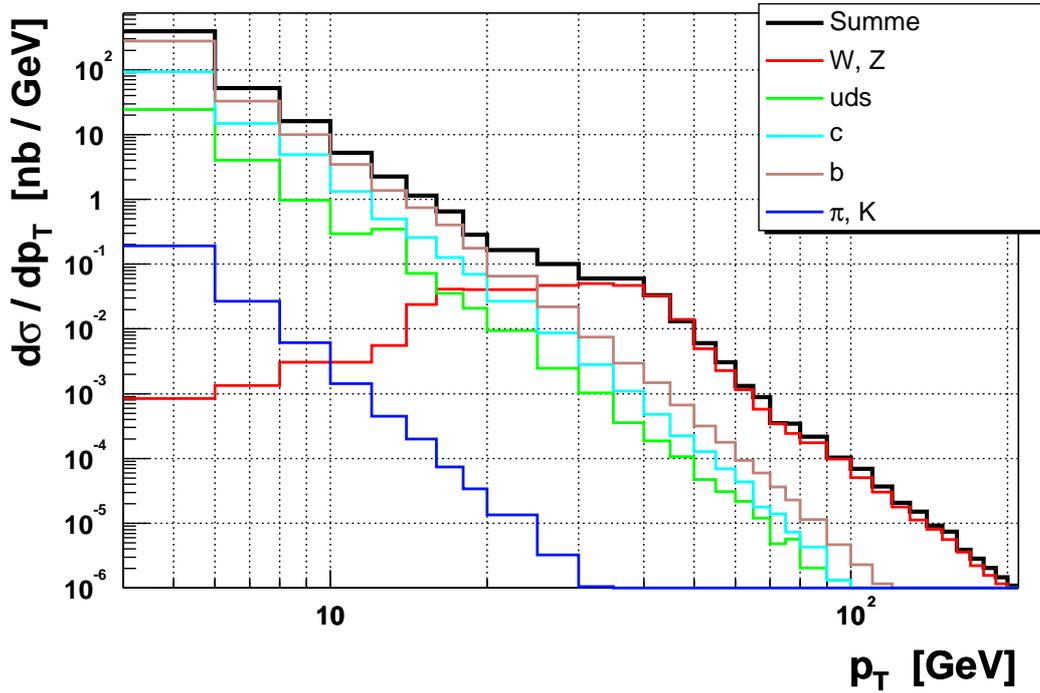
In Abb. 2.4 ist der simulierte inklusive Wirkungsquerschnitt für Elektronproduktion

¹³Für jedes Intervall gilt $\hat{p}_{T,min} \leq \hat{p}_T \leq \hat{p}_{T,max}$. Dies wird in PYTHIA umgesetzt, indem *vor* der Generierung des Ereignisses die Variablen CKIN(3)= $\hat{p}_{T,min}$ und CKIN(4)= $\hat{p}_{T,max}$ gesetzt werden. Auf \hat{p}_T selbst kann durch PARI(17) zugegriffen werden.

¹⁴Dies entspricht in etwa der Entfernung vom Vertex zum hadronischen Kalorimeter.

bei $\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}$ Schwerpunktsenergie in Abhängigkeit vom Transversalimpuls des (höchstenergetischen) Elektrons aufgetragen¹⁵. Es ist aufgeschlüsselt, aus welchem Zerfall das Elektron resultiert. Die schwarze Kurve gibt die Summe der Einzelbeiträge an. Unter *uds* sind Elektronen aus Hadronzerfällen zusammengefasst, wobei die Hadronen nur aus *u*-, *d*- und/oder *s*-Quarks (außer Zerfälle von π^\pm und K^\pm) bestehen. Elektronen, die aus Zerfällen von Pionen oder Kaonen stammen, sind gesondert eingezeichnet. Aufgrund der geringen Zerfallsbreiten in elektronische Endzustände ($\mathcal{O}(10^{-4}) - \mathcal{O}(10^{-5})$) ist der Einfluss der Elektronen aus den Pion- und Kaon-Zerfällen – im Vergleich zu anderen Prozessen – vernachlässigbar. Hadronen, die zusätzlich *b*- oder *c*-Quarks beinhalten, sind einzeln aufgeschlüsselt. Das Spektrum zeigt in der doppelt logarithmischen Auftragung einen annähernd linearen Abfall mit steigendem Transversalimpuls. Im Bereich von 30 GeV bis 40 GeV ist der Wirkungsquerschnitt flach. Elektronen mit kleineren Transversalimpulsen (d. h. $p_T < 20 \text{ GeV}$) stammen überwiegend aus hadronischen Zerfällen. Bei hohen Transversalimpulsen ($p_T > 30 \text{ GeV}$) wird das Spektrum von Zerfällen der schweren Eichbosonen dominiert. Im Übergangsbereich tragen alle Prozesse etwa gleich viel zur Elektronproduktion bei.

Abbildung 2.4: Zusammensetzung des mit PYTHIA generierten Wirkungsquerschnitts für inklusive Elektronproduktion in Abhängigkeit vom Transversalimpuls des Elektrons bei $\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}$ für $|\eta| \leq 1.1$.



¹⁵Es werden nur Elektronen berücksichtigt, die im Bereich $|\eta| \leq 1.1$ liegen. In diesem Bereich können die Elektronen im zentralen Kalorimeter des DØ-Detektors registriert werden. Zur Definition von η siehe Anhang A.

Kapitel 3

Das TEVATRON und der DØ-Detektor

Wir wissen heute, dass der Mond nachweislich nicht vorhanden ist, wenn niemand hinsieht.

David Mermin

Die auszuwertenden Daten wurden mit dem DØ-Detektor am TEVATRON-Beschleuniger bei Proton-Antiproton-Kollisionen aufgezeichnet. Das DØ-Experiment befindet sich (ebenso wie das zweite am TEVATRON liegende Experiment CDF¹) auf dem 27.5 km² großen Gelände des FERMILAB (FNAL, **F**ermi **N**ational **A**ccelerator **L**aboratory) in Batavia/Illinois, etwa 70 km westlich von Chicago. In Abb. 3.1 ist ein Luftbild des FERMILAB zu sehen. Deutlich zu erkennen ist das TEVATRON selbst („oberer“ Ring) mit dem DØ-Experiment (blauer Kreis), dem CDF-Experiment (roter Kreis) und dem Hauptgebäude, der *Wilson Hall* (oranger Pfeil). Der „untere“ Ring dient zur Vorbeschleunigung und Injektion der Teilchen in das TEVATRON.

Das Forschungszentrum FERMILAB wurde am 21. November 1967 gegründet und untersteht heute dem amerikanischen DOE (*Department Of Energy*). Als Meilensteine der Forschung am FERMILAB sind die Entdeckung des *bottom*-Quarks (1977), des *top*-Quarks (1995) und des Tau-Neutrinos ν_τ (2000) zu nennen, wobei das *top*-Quark nach Kollisionen im Proton-Antiproton-Speicherring TEVATRON bei der Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} = 1.8 \text{ TeV}$ nachgewiesen wurde. Das TEVATRON wurde von 1992 bis 1996 in zwei Phasen (Run Ia, Run Ib) bei dieser Schwerpunktsenergie betrieben. Im Frühjahr 2001 begann dann der Betrieb bei der erhöhten Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}$ mit den modifizierten Detektoren DØ und CDF. Mit dem DØ-Detektor wurde im Run II (bis Oktober 2003) eine integrierte Luminosität von 200 pb⁻¹ aufgezeichnet.

Nachfolgend wird zunächst der aktuelle Beschleunigungsmechanismus beschrieben, ehe dann auf den DØ-Detektor – unter besonderer Berücksichtigung der in dieser Analyse

¹Collider Detector at FERMILAB. Dieses Experiment befindet sich im Abschnitt B0 des Speicherrings. Das DØ-Experiment befindet sich – wie der Name schon sagt – im Abschnitt D0.

verwendeten Komponenten – eingegangen wird.

Abbildung 3.1: Luftbild des FERMILAB [14] mit dem Speicherring TEVATRON („oberer“ Ring), an dem sich die Detektoren CDF (roter Kreis) und DØ (blauer Kreis) befinden. Der „untere Ring“ dient als Vorbeschleuniger und Injektor. Auch das Hauptgebäude des FERMILAB (Wilson Hall, orangener Pfeil) ist deutlich zu erkennen.



3.1 Der TEVATRON-Beschleuniger

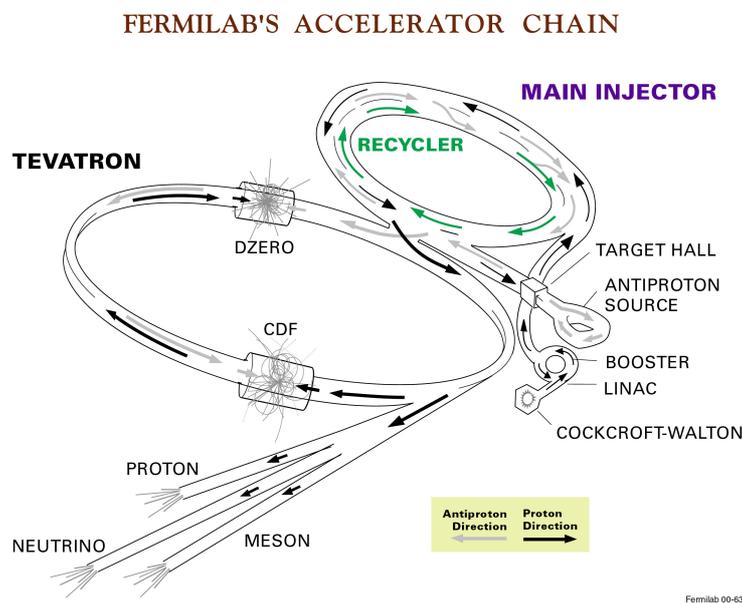
Der Proton-Antiproton-Speicherring TEVATRON (6.4 km Umfang) wird aktuell (Run II) bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}$ betrieben, d. h. die Protonen und Antiprotonen werden auf jeweils 0.98 TeV beschleunigt. Damit stellt das TEVATRON den Beschleuniger mit der momentan weltweit höchsten Teilchenenergie dar. Die Beschleunigung erfolgt nicht unmittelbar von 0 auf $\sim 1 \text{ TeV}$, sondern in verschiedenen Stufen. Desweiteren kommen Antiprotonen in der Natur nicht vor; sie müssen erst erzeugt werden. Eine ausführliche Darstellung zum Beschleunigerkomplex findet man z. B. in [15] und [16].

In Abb. 3.2 sind die einzelnen Stufen zur Beschleunigung schematisch dargestellt². Startpunkt in der Kette der Beschleunigung sind Wasserstoff-Atome, die über mehrere Zwischenschritte zu H^- ionisiert werden. Die negativ geladenen Wasserstoff-Ionen werden mit dem *Cockcroft-Walton*-Beschleuniger auf 750 keV vorbeschleunigt, um diese dann in

²Der hier eingezeichnete *Recycler* ist bisher nicht in Betrieb. Er soll die Aufgabe übernehmen, die Antiprotonen aus dem TEVATRON einzusammeln und wieder zu Paketen (*bunches*) zu verdichten.

einem Linearbeschleuniger (LINAC) auf die Energie von 400 MeV zu bringen. Die aus den Wasserstoff-Ionen nach Abstreifen der zwei Elektronen entstandenen Protonen werden anschließend in einem Synchrotron (*Booster*) auf 8 GeV beschleunigt, ehe diese dann in den Vorbeschleunigungsring (*Main Injector*, 3.2 km Umfang) eingespeist werden. Ein Teil der Protonen wird auf 120 GeV beschleunigt. Mit diesen werden durch Beschuss einer Nickel-Scheibe (*Target*) Antiprotonen erzeugt, die dann in den Vorbeschleunigungsring – in der zu Protonen entgegengesetzten Richtung – eingespeist werden. Protonen und Antiprotonen werden schließlich auf 150 GeV beschleunigt werden. Es können etwa 10^{11} Antiprotonen in einer Stunde erzeugt werden. Dann werden Protonen und Antiprotonen ins TEVATRON „injiziert“ und erhalten die noch zu $\sim 1 \text{ TeV}$ fehlende Energie.

Abbildung 3.2: Schematische Darstellung der einzelnen Beschleunigungsstufen [14].



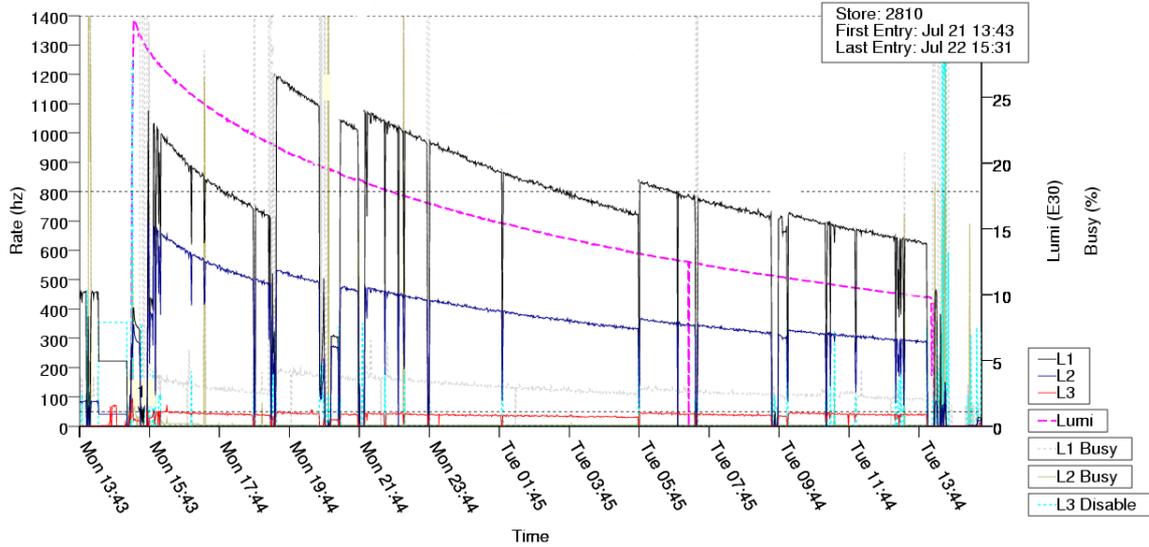
Um die Teilchenstrahlen der Energie von 980 GeV abzulenken, ist hier ein Magnetfeld von 4.2 T notwendig³. Das TEVATRON war das weltweit erste Synchrotron, welches supraleitende Magnete (über 1000 Stück) verwendete. In den supraleitenden Spulen muss dazu ein Strom von über 4000 A fließen. Zur Erhaltung der Supraleitung werden die Magnete mit flüssigem Helium auf eine Temperatur von 4.2 K abgekühlt.

Die Protonen und Antiprotonen werden nicht einzeln beschleunigt, sondern in Paketen (*bunches*). Es befinden sich 3 Gruppen (*trains*) aus je 12 Paketen von Protonen und Antiprotonen gleichzeitig im Ring (36×36). Die drei Gruppen haben einen (zeitlichen) Abstand von $7 \mu\text{s}$ zueinander; der Abstand zwischen zwei einzelnen Paketen beträgt 396 ns . Ein Proton-Paket beinhaltet $\mathcal{O}(10^{11})$ Protonen, ein Antiproton-Paket $\mathcal{O}(10^{10})$ Antiprotonen. Protonen und Antiprotonen werden an zwei definierten Stellen im Speicherring zur Kollision gebracht; dort befinden sich die Detektoren DØ und CDF. Pro Strahlkreuzung im Detektor (*bunch crossing*) gibt es im Mittel 2.3 Wechselwirkungen (bei einer instantanen Luminosität von $5 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$).

Ist das TEVATRON mit Protonen und Antiprotonen der Energie 0.98 TeV gefüllt, so

³Zum Vergleich: Das Erdmagnetfeld hat eine Stärke von etwa 0.0003 T .

Abbildung 3.3: Trigger-Raten und Luminosität während eines Stores [17].



beginnt die Datennahme. Es werden nun so lange Daten genommen, bis die Luminosität (dies ist ein Maß für die Anzahl von Wechselwirkungen) durch Kollisionen und Strahlverluste auf etwa $1/3$ des ursprünglichen Wertes abgefallen ist. Diese Periode bezeichnet man als *Store*. Ein *Store* dauert 15 bis 20 Stunden und besteht aus einzelnen *Runs*. Die einzelnen *Runs* sind höchstens vier Stunden lang. Ein neuer *Run* beginnt nach Ablauf des Zeit-Limits oder wenn wegen der absinkenden Luminosität Parameter für die Datennahme geändert werden müssen. In Abb. 3.3 ist der zeitliche Verlauf eines Stores aufgetragen. Der Verlauf der Luminosität ist als rosa Linie eingezeichnet. Bei Beginn des Stores betrug die (instantane) Luminosität $3 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$; zum Ende des Stores hin ist die Luminosität auf $1 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ abgefallen. Die weiteren Kurven in Abb. 3.3 werden in Kap. 3.2.3 erklärt.

3.2 Der DØ-Detektor

Es wird zunächst der Aufbau des DØ-Detektors erläutert. Im Anschluss daran werden die in dieser Analyse verwendeten Komponenten im Einzelnen vorgestellt. Eine ausführliche Beschreibung des DØ-Detektors findet man in [19] und [20].

Der DØ-Detektor in seiner aktuellen Instrumentierung ist in Abb. 3.4 im Querschnitt dargestellt. Der Detektor hat eine Länge von 20 m und ist 13 m hoch. Die einzelnen Komponenten sind wie Schalen einer Zwiebel um den Mittelpunkt (=Kollisionspunkt, Wechselwirkungspunkt⁴) angeordnet. Im Inneren befinden sich die Spurdetektoren (Silizium- und Fiber-Detektor, SMT⁵ und CFT⁶). Diese sind innerhalb eines Solenoid-Feldes der Stärke 2 T angeordnet, so dass dort Impulse geladener Teilchen gemessen werden können. Das

⁴Der Wechselwirkungs-, „punkt“ ist ausgedehnt; und zwar um bis zu $\sigma_z = 25 \text{ cm}$ in Strahlrichtung.

⁵Silicon Microvertex Tracker

⁶Central Fiber Tracker

Abbildung 3.5: Innere Komponenten des DØ-Detektors (Querschnitt, alle Maße in mm) [20].

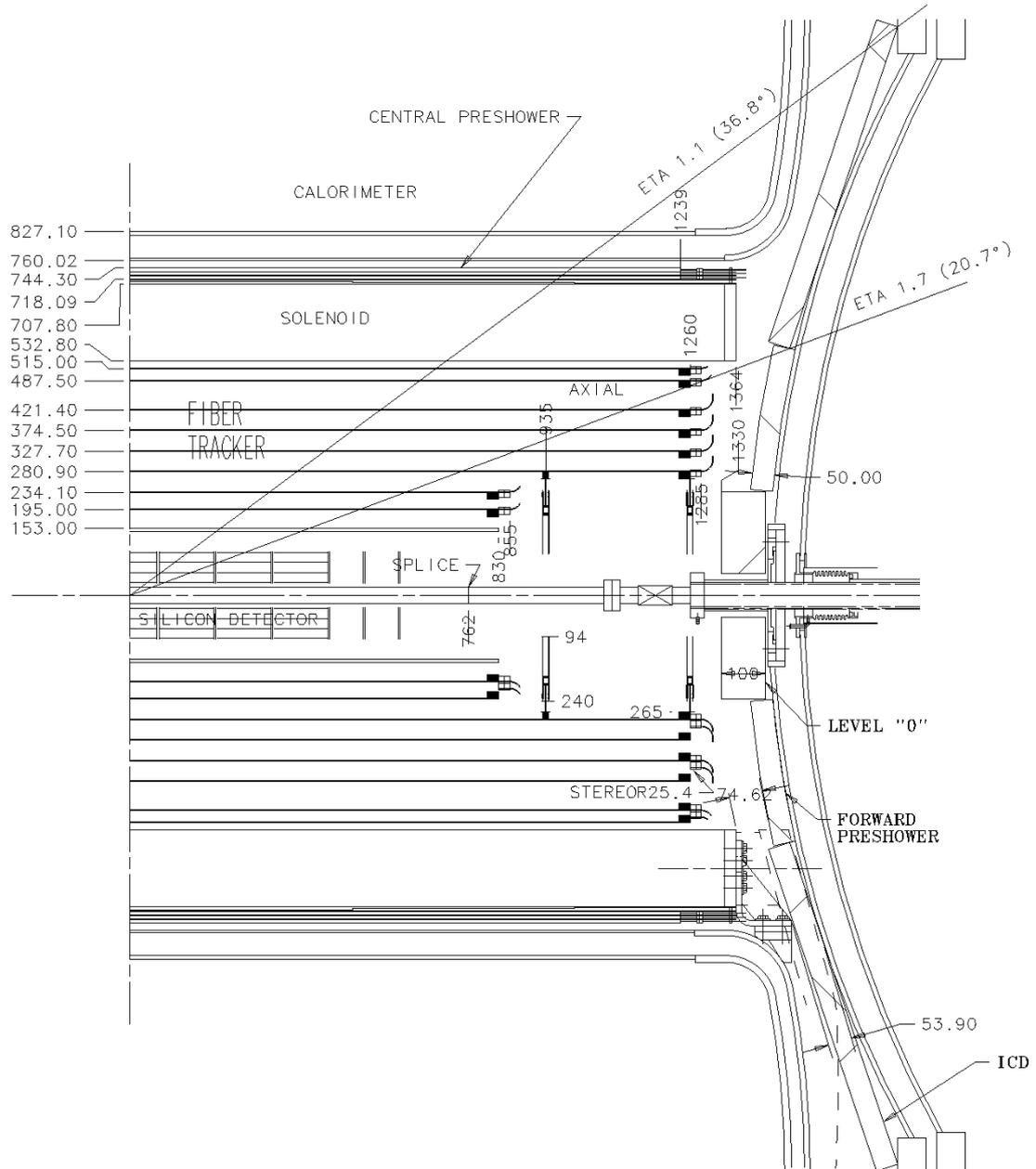
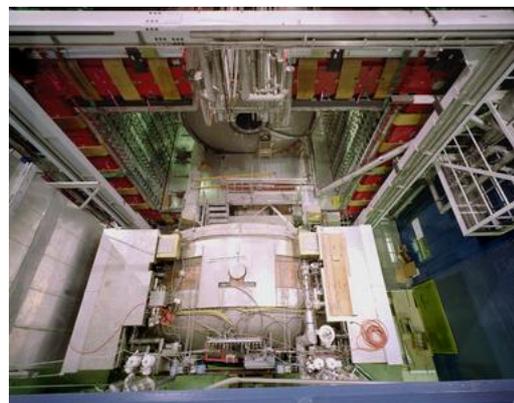
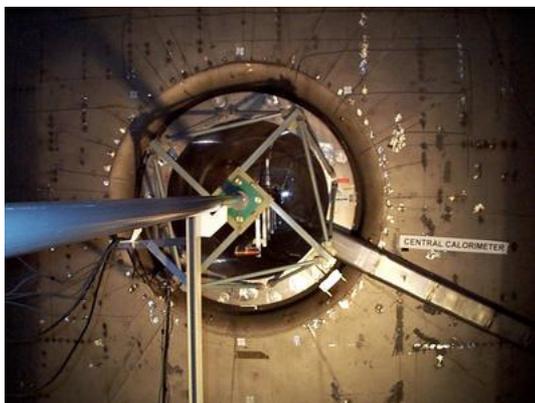


Abbildung 3.6: Foto des DØ-Detektors [14]. Es ist hier der Kryostat mit dem Endkappen-Kalorimeter zu sehen, aus dem die Strahlröhre als dünner Stab herausragt. Desweiteren ist der Toroid-Magnet (rot) zu erkennen.



Abbildung 3.7: Foto des Kryostaten mit dem zentralen Kalorimeter (links). Neben der Strahlröhre ist hier der Solenoid-Magnet zu erkennen. Während der Einbauphase der zentralen Spurdetektoren wurde der Kryostat mit dem Endkappen-Kalorimeter herausgefahren (rechts) [21].

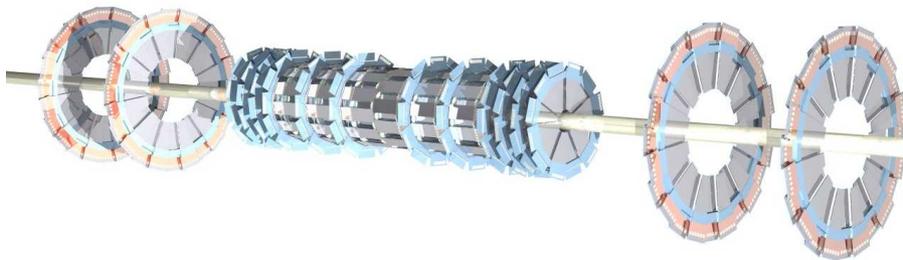


Feld wird von einem supraleitenden Magneten der Länge 2.8 m erzeugt. Da der Magnet vor dem Kalorimeter liegt, können beispielsweise Photonen schon dort anschauen⁷. Um diese Schauer zu erfassen, befindet sich unmittelbar hinter der Spule ein spezieller Detektor (*Preshower*) aus szintillierendem Material. Daran anschließend folgt das Kalorimeter zur Messung elektromagnetischer und hadronischer Energiedepositionen. Das Kalorimeter ist in Kryostaten untergebracht, um das aktive Material – flüssiges Argon – auf einer Temperatur von 78 K zu halten. Das Kalorimeter besteht aus drei Teilstücken: einem zentralen und zwei Endkappen-Kalorimetern. Als Absorber-Material werden Uran-Platten eingesetzt. Zuletzt folgt der Nachweis der Myonen in drei Ebenen (*A*-, *B*- und *C*-Lage) mithilfe von Szintillatoren und Driftkammern. Zwischen der *A*- und *B*-Lage befindet sich ein weiterer Magnet, der ein toroidales Feld der Stärke 1.8 T erzeugt und so eine separate Impulsmessung im Myon-System erlaubt. Auf dem Foto Abb. 3.6 ist der Kryostat mit dem Endkappen-Kalorimeter zu erkennen, aus dem die Strahlröhre (*beampipe*) als dünner Stab herausragt. Weiterhin ist der Toroid-Magnet (rot) zu erkennen. In Abb. 3.7 ist links der Kryostat mit dem zentralen Kalorimeter zu sehen. Desweiteren erkennt man den Solenoid-Magneten und die Strahlröhre. Um die Spurkammern einzubauen, ist das Endkappen-Kalorimeter herausgefahren worden (rechts).

3.2.1 Silizium- und Fiber-Detektor

In Abb. 3.5 ist das Innere des DØ-Detektors im Detail zu sehen (alle Maße in mm). Der Silizium-Detektor (SMT) liegt dem Primär-Vertex am nächsten und ist in zwei geometrischen Formen vertreten: *Barrel* (wörtl. *Zylinder*) und *Disks* (wörtl. *Scheiben*). Die Barrel-Detektoren bestehen aus vier Lagen und sind in sechs Segmente unterteilt, wobei jedes Segment 12 cm lang ist. Zwischen den einzelnen Segmenten und jeweils am Ende befinden sich sechs der zwölf kleineren Disks mit Innen- bzw. Außenradius $r_i = 2.6\text{ cm}$ und $r_a = 14.5\text{ cm}$ (*F*-Disks), die anderen sechs Disks befinden sich außerhalb der Barrel. Desweiteren sind bei $z = \pm 110\text{ cm}$ und $z = \pm 120\text{ cm}$ noch vier größere Disks (*H*-Disks) mit $r_i = 9.4\text{ cm}$ und $r_a = 24.0\text{ cm}$ montiert. In Abb. 3.8 ist die Anordnung der Komponenten des Silizium-Detektors um die Strahlröhre zu sehen. Die Ortsauflösung der Barrel-Detektoren und der Disks liegt bei $\sigma = 10\ \mu m$. Je nach Lage des Primär-Vertex und Richtung des ausgehenden Teilchens können vier bis acht Treffer im Silizium-Detektor registriert werden.

Abbildung 3.8: Aufbau des Silizium-Detektors aus Barrel und Disks (schematisch) [18].



⁷Der Magnet (mit dem Kryostaten) hat in Einheiten der Strahlungslänge eine Dicke von etwa $1.1X_0$.

Als zweiter Detektor zur Registrierung von Teilchenspuren dient der Fiber-Detektor (CFT). Dieser ist in acht konzentrischen Zylindern mit Radien von $r_{min} = 19.5 \text{ cm}$ bis $r_{max} = 51.5 \text{ cm}$ um die Strahlröhre angeordnet. Die Zylinder bestehen aus szintillierenden Fasern, welche in zwei Lagen in axialer Richtung angeordnet sind. Das bedeutet, dass ein geladenes Teilchen höchstens 16 Treffer verursachen kann. Die Ortsauflösung eines Dubletts liegt bei $100 \mu\text{m}$. Werden mindestens 15 Treffer verlangt, so „endet“ der Fiber-Detektor bei $|\eta| = 1.6$.

Die Auflösung des Transversalimpulses für geladene Teilchen beträgt $\Delta p_T / \text{GeV} = 0.002 \cdot (p_T / \text{GeV})^2$ [20] für das System aus Silizium- und Fiber-Detektor im Solenoid-Feld. Damit gilt z. B.

$$p_T = 50 \text{ GeV} \quad \Rightarrow \quad \Delta p_T = 5 \text{ GeV} \quad (3.1)$$

$$p_T = 100 \text{ GeV} \quad \Rightarrow \quad \Delta p_T = 20 \text{ GeV}. \quad (3.2)$$

3.2.2 Kalorimeter

Das Kalorimeter ist in Kryostaten untergebracht, um die für das flüssige Argon notwendige Temperatur von 78 K zu erzeugen und zu halten. Das Kalorimeter ist mit Beginn des Run II nicht modifiziert worden. Die Abb. 3.9 zeigt die Aufteilung des Kalorimeters in vier elektromagnetische, drei fein und eine grob segmentierte hadronische Lage (von innen nach außen). Der Übergang vom zentralen (CC) zum Endkappen-Kalorimeter (EC) ist fließend; im Zwischenraum (*massless gap*) erlaubt der *Intercryostatic Detector*, bestehend aus szintillierenden Elementen, eine Energiemessung. Das Kalorimeter selbst deckt den Bereich bis $|\eta| \approx 4$ ab.

Abbildung 3.9: Segmentation des DØ-Kalorimeters [19]. In dieser Abbildung ist noch der aus dem Run I stammende Spurdetektor zu sehen; das Kalorimeter ist jedoch unverändert geblieben.

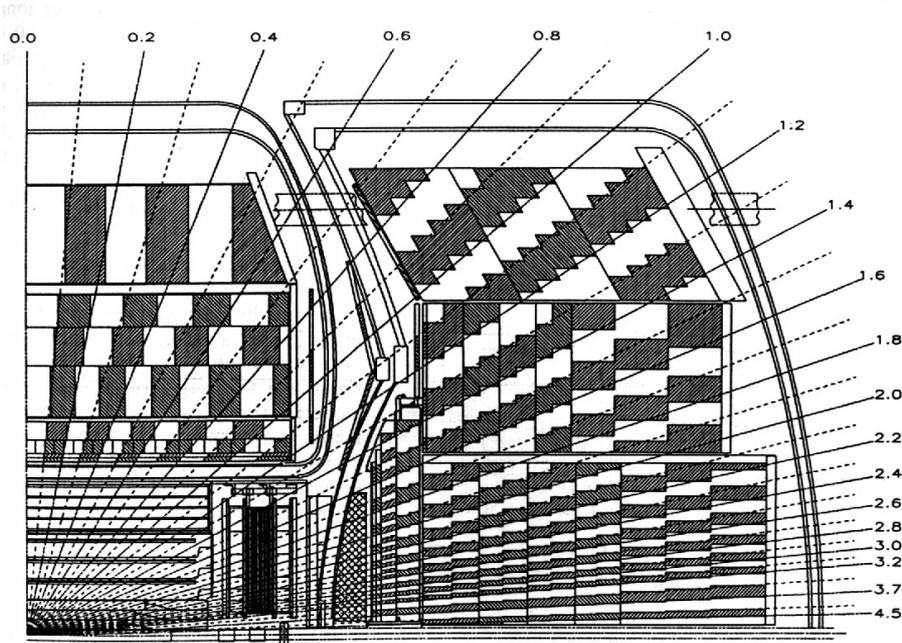


Abbildung 3.10: Einheitszelle im Kalorimeter (links). Rechts ist eine Ansicht eines der Module im zentralen Kalorimeter zu sehen [19].

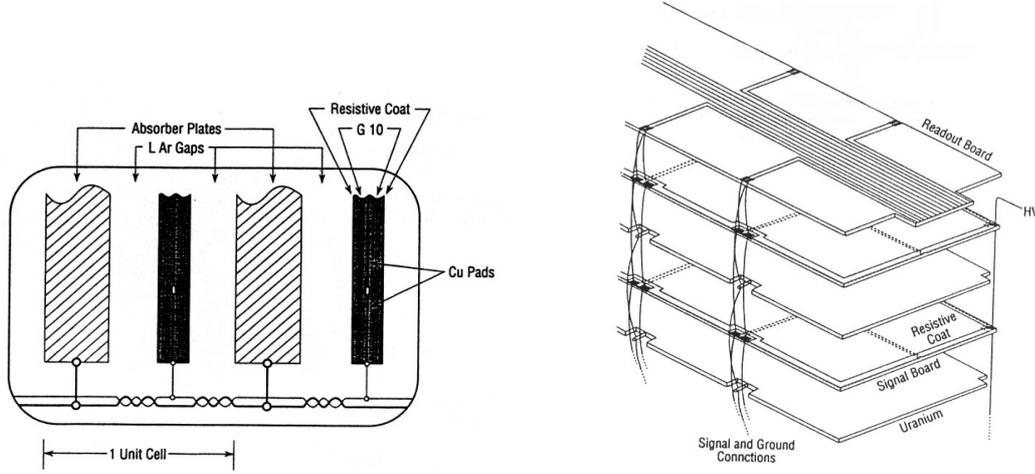


Tabelle 3.1: Segmentation und Abmessungen der Kalorimeter-Komponenten.

Lage	d [cm] ($\eta \equiv 0$)	d [X_0] ($\eta \equiv 0$)	d [λ_a] ($\eta \equiv 0$)	$\Delta\eta \times \Delta\phi$
EM1		2.0		0.1×0.1
EM2		2.0		0.1×0.1
EM3		6.8		0.05×0.05
EM4		9.8		0.1×0.1
EM	≈ 25	20.6	0.76	
FH1			1.3	0.1×0.1
FH2			1.0	0.1×0.1
FH3			0.9	0.1×0.1
FH	≈ 75		3.2	
CH	≈ 60		3.2	0.1×0.1

Im Kalorimeter werden in den ersten Lagen elektromagnetisch wechselwirkende Teilchen (Elektronen, Positronen und Photonen) registriert. Dies geschieht in vier Lagen (EM1 bis EM4) unterschiedlicher Dicke (s. Tab. 3.1). Die Segmentation in den Koordinaten η und ϕ beträgt fast im gesamten Kalorimeter $\Delta\eta = 0.1$ und $\Delta\phi = 2\pi/64 \approx 0.1$, da in der ϕ -Koordinate 64 *Kalorimeter-Tower* (wörtl. *Türme*) angeordnet sind. Die dritte Lage (EM3) ist feiner segmentiert, um hier – falls keine Spur rekonstruiert worden ist – neben der Energiemessung eine genaue Positionsangabe in η und ϕ zu erhalten. Das gesamte elektromagnetische Kalorimeter ist etwa 25 cm (bei $\eta \equiv 0$) dick; dies entspricht 20.6 Strahlungslängen X_0 . Die einzelnen Tower sind in der Koordinate ϕ zu Modulen zusammengefasst, und zwar 32 Module im elektromagnetischen und jeweils 16 im fein (FH) bzw. grob (CH) segmentierten hadronischen Kalorimeter.

Das elektromagnetische Kalorimeter hat bei $|\eta| = 0$ in Einheiten der Absorptionslänge eine Dicke von $0.76\lambda_a$. Die Hadronen aus Jets schauen im Wesentlichen erst im fein bzw. grob segmentierten hadronischen Kalorimeter auf. Das fein segmentierte hadronische Ka-

lorimeter ist in drei Lagen (FH1, FH2, FH3) unterteilt, das grob segmentierte besteht aus einer einzigen Lage (CH). Das hadronische Kalorimeter macht die Größe des Kalorimeters aus; es ist bei $|\eta| = 0$ insgesamt etwa 135 cm dick, dies entspricht 6.4 Absorptionslängen λ_a .

In Abb. 3.10 ist links eine Einheitszelle des Kalorimeters dargestellt mit den Uran-Absorber-Platten (3 mm dick) und den Zwischenräumen (2.3 mm), die mit flüssigem Argon gefüllt sind. Desweiteren sind die Ausleseblöcke (mit Kunststoff⁸ beschichtete *Kupfer-Pads*) zu erkennen. Zwischen den Uran-Platten und den Ausleseblöcken liegt eine Spannung von etwa 2 kV an. In der rechten Abbildung ist schematisch der Aufbau eines Moduls zu sehen, welches wiederum in einzelne Tower unterteilt ist. Dies ist auf dem Ausleseblock (*Signal Board*) angedeutet. Im Endkappen-Kalorimeter werden statt der Uran-Platten 4 mm dicke Kupfer-Platten verwendet.

Die Energieauflösung des (elektromagnetischen) Kalorimeters wird wie folgt parametrisiert

$$\left(\frac{\Delta E}{E}\right)^2 = C^2 + \frac{S^2}{E/GeV} + \frac{N^2}{(E/GeV)^2}, \quad (3.3)$$

wobei die einzelnen Terme folgende Bedeutung besitzen:

- $\Delta E/GeV = N$:
Dieser Beitrag ist stets vorhanden und hängt nicht von der Energie des einfallenden Teilchens ab; er kann auf elektronisches Rauschen (*noise*) zurückgeführt werden.
- $\Delta E/GeV = S \cdot \sqrt{E/GeV}$ (statistischer Beitrag):
Dieser Term beschreibt Fluktuationen in der Energiedeposition. Ein Beitrag resultiert aus der Geometrie des Kalorimeters (*sampling*, hier: „Sandwich“ aus dem aktiven Medium Argon und den Uran-Absorbern).
- $\Delta E/GeV = C \cdot (E/GeV)$ (systematischer Beitrag):
Dieser Beitrag dominiert bei hohen Energien. Ursache hierfür sind Unsicherheiten in der Kalibration des Kalorimeters.

Die einzelnen Beiträge sind gemessen worden zu [22]

$$\left(\frac{\Delta E}{E}\right)^2 = (0.04)^2 + \frac{(0.23)^2}{E/GeV} + \frac{(0.20)^2}{(E/GeV)^2}. \quad (3.4)$$

Damit folgt z. B. (man vergleiche mit der Auflösung des Transversalimpulses in den Spurdetektoren)

$$E = 50 GeV \quad \Rightarrow \quad \Delta E = 3 GeV \quad (3.5)$$

$$E = 100 GeV \quad \Rightarrow \quad \Delta E = 5 GeV. \quad (3.6)$$

3.2.3 Trigger und Luminosität

Die einzelnen Proton- bzw. Antiproton-Pakete haben einen Abstand von je 396 ns. Die Rate, mit der an den Wechselwirkungspunkten Kollisionen stattfinden, beträgt im Mittel 1.7 MHz. Da bei einer Kollision sehr viele Daten weggeschrieben werden, muss diese Rate

⁸G10 ist ein temperaturbeständiger Kunststoff.

beschränkt werden (hier: 50 Hz). Um auf diesen Richtwert zu kommen, werden die Daten selektiert. Diese Präselektion wird durch *Trigger* in drei Stufen ausgeführt. Die erste Stufe (Level-1-Trigger, L1) ist ein reiner Hardware-Trigger und verwendet zur Triggerung elektrische Signale, wie sie z. B. aus den Kalorimeter-Towern kommen, wenn sich ein elektromagnetischer Schauer ausbildet. In diesem Fall spricht man von einem Elektron-Kalorimeter-Trigger. Die Trigger-Tower unterscheiden sich von den oben dargestellten Kalorimeter-Towern; die Trigger-Tower sind nämlich gröber segmentiert ($\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.2$) und nur für $|\eta| < 2.4$ instrumentiert⁹. Die nächste Stufe (L2-Trigger) führt mithilfe von Mikroprozessoren eine eigene Rekonstruktion und Identifikation von physikalischen Objekten durch. Die letzte Stufe – der L3-Trigger – ist ein reiner Software-Trigger, der bereits eine fast vollständige Rekonstruktion des Ereignisses vornimmt. Gerade die Software-Trigger (der L3- und teilweise auch L2-Trigger) werden fortwährend verbessert und verfeinert. Dies hat zur Folge, dass es in gewissen Zeitabständen neue *Trigger-Listen* gibt, denen sämtliche Trigger-Informationen für die korrespondierenden Runs entnommen werden können [23].

In Abb. 3.3 sieht man die Auswirkungen der Trigger-Stufen auf die Ausgangsraten. Die L3-Rate (rot) ist – wie gefordert – stets unterhalb der 50 Hz -Markierung. Es sind hier noch weitere Einschränkungen (*accept rate*) für L1- und L2-Trigger zu sehen. Die Ausgangsrate der L1-Trigger (schwarz) muss unterhalb von 1400 Hz liegen, die der L2-Trigger (blau) unterhalb von 800 Hz ¹⁰. Da die Wechselwirkungsrate (=Luminosität) zu Beginn eines Stores groß ist und dann abfällt (rosa Kurve), gibt es neben den Triggern eine weitere Möglichkeit, die Endrate von 50 Hz einzuhalten, nämlich *Unterdrückungsfaktoren* oder auch *Prescales*. Falls also das System der Trigger nicht ausreicht, wird (nach dem L1-Trigger¹¹) entschieden, nur jedes x -te Ereignis weiterzuleiten, obwohl die Trigger-Bedingung erfüllt wurde (x ist dann der zugehörige Prescale). In Abb. 3.3 ist deutlich zu erkennen, wann die Prescale-Faktoren geändert wurden. Dies geschieht nämlich dann, wenn die L3-Rate aufgrund von hohen Prescale-Faktoren zu Beginn des Stores nach einer Zeit abgefallen ist. Um die maximale Auslastung (50 Hz) zu haben, werden die Prescale-Faktoren neu gesetzt. Dies ist ein Grund, einen Run beenden (s. o.). Das Neusetzen wirkt sich so aus, dass auf der L1-Stufe ein sehr deutlicher Sprung nach oben in der Rate zu beobachten ist.

Zuletzt wird nun auf die Bestimmung der Luminosität im DØ-Experiment eingegangen [24]. Man unterscheidet zwischen *instantaner* \mathcal{L}_{inst} und *integrierter* \mathcal{L}_{int} Luminosität. Es gilt

$$\mathcal{L}_{int} = \int_{t=t_1}^{t=t_2} \mathcal{L}_{inst}(t) dt. \quad (3.7)$$

Die Luminosität wird für *Luminositätsblöcke* (LBN) angegeben, wobei sich jeder Block über den Zeitraum von 60 s erstreckt, d. h. $t_2 - t_1 = 60 \text{ s}$. Es wird folgende Relation zur Messung herangezogen

$$N = \sigma \mathcal{L}_{int}. \quad (3.8)$$

Im DØ-Experiment werden elastische, einfach und doppelt diffraktive Prozesse zwischen

⁹Diese Einschränkung gilt für die hier verwendeten Daten. Inzwischen sind die Kalorimeter-Trigger für $|\eta| < 3.2$ instrumentiert.

¹⁰Dies sind – im Gegensatz zur Beschränkung der L3-Rate auf 50 Hz – nur aktuell geltende Werte.

¹¹Prinzipiell können nach *jeder* Trigger-Stufe Prescale-Faktoren gesetzt werden.

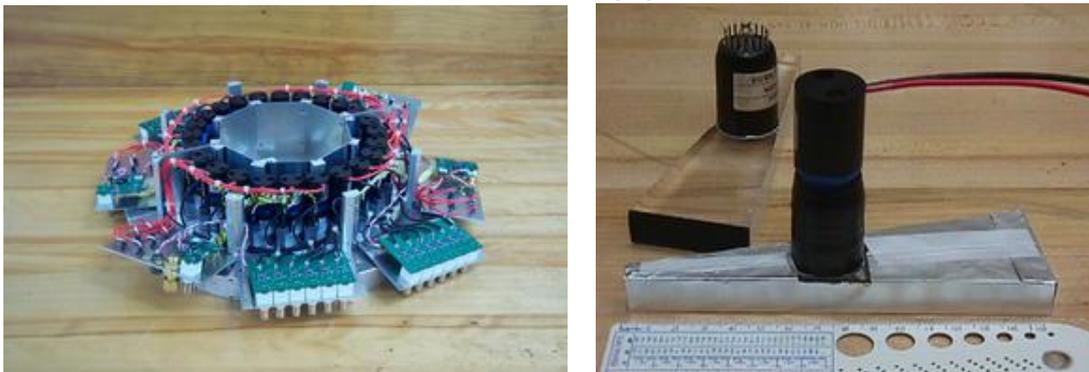
den Protonen und Antiprotonen mit dem effektiven Wirkungsquerschnitt

$$\sigma = 43 \pm 4 \text{ mb} \quad (3.9)$$

als Referenzprozesse verwendet [25]. Die grobe Abschätzung des Fehlers (10 %) ist darauf zurückzuführen, dass der Wirkungsquerschnitt von der Messung im Run I auf die erhöhte Schwerpunktsenergie extrapoliert worden ist¹². Zur Zählung der Proton-Antiproton-Kollisionen N sind bei $z = \pm 140 \text{ cm}$, $2.7 < |\eta| < 4.4$ jeweils Detektoren (Luminositäts-Monitore) angebracht. Einer der Monitore ist in Abb. 3.11 (links) zu sehen. Dieser ist aus 24 einzelnen Szintillations-Zählern mit Photomultipliern zusammengesetzt (rechts, „Tortenstück“). Bei jeder Wechselwirkung werden Reste des Proton- bzw. des Antiprotonstrahls entlang der Strahlröhre unter kleinen Winkeln gestreut, die in Koinzidenz in den Monitoren registriert werden können. Der Luminositäts-Monitor wird manchmal auch Level-0-Trigger genannt, da nur Daten an den L1-Trigger weitergegeben werden, wenn eine Kollision stattgefunden hat.

Die „Luminosität“, die für Analysen benötigt wird, bezeichnet man als *Trigger-Luminosität*, da diese auf die – ständig wechselnden Prescales – korrigiert ist. Da die Prescales erst hinter der L1-Stufe gesetzt werden, hängt auch die Trigger-Luminosität nur von der L1-Stufe ab. Die in dieser Analyse verwendeten Trigger (s. Kap. 4.3) besitzen beispielsweise alle die gleiche L1-Stufe und liefern damit die gleiche Trigger-Luminosität. Wird eine Proton-Antiproton-Kollision nicht aufgezeichnet, weil die Auslese vorheriger Ereignisse dies verhindert (*deadtime*), so wird dies ebenfalls in der Trigger-Luminosität berücksichtigt. Die Trigger-Luminosität wird aus einem Datensatz auf dem DØ-Computersystem (clued0) extrahiert [26]. Die Unsicherheit in der Bestimmung der Luminosität wird gemäß [24] zu 10 % angesetzt. Wie sich der Prescale explizit auf die Trigger-Luminosität auswirkt, kann man im folgenden einfachen Beispiel sehen: Für den Trigger *A*, der stets den Prescale eins besitzt, sei die Trigger-Luminosität 10 pb^{-1} . Dann beträgt für den Trigger *B* mit dem Prescale zwei die Trigger-Luminosität 5 pb^{-1} .

Abbildung 3.11: Foto des Luminositäts-Monitors (links). Rechts ist einer der 24 Szintillations-Zähler mit Photomultiplier zu sehen („Tortenstück“) [24].



¹²Seit November 2003 ist durch das vervollständigte Auslesesystem der Luminositäts-Monitore auch eine neue Messung des Wirkungsquerschnitts möglich. Damit kann die Unsicherheit in der Luminosität auf 5-6 % reduziert werden.

Kapitel 4

Datenselektion und Teilchenidentifikation

Kein elementares Phänomen ist ein reales Phänomen, bis es ein beobachtbares Phänomen geworden ist.

John Wheeler

4.1 Rekonstruktion von Ereignissen

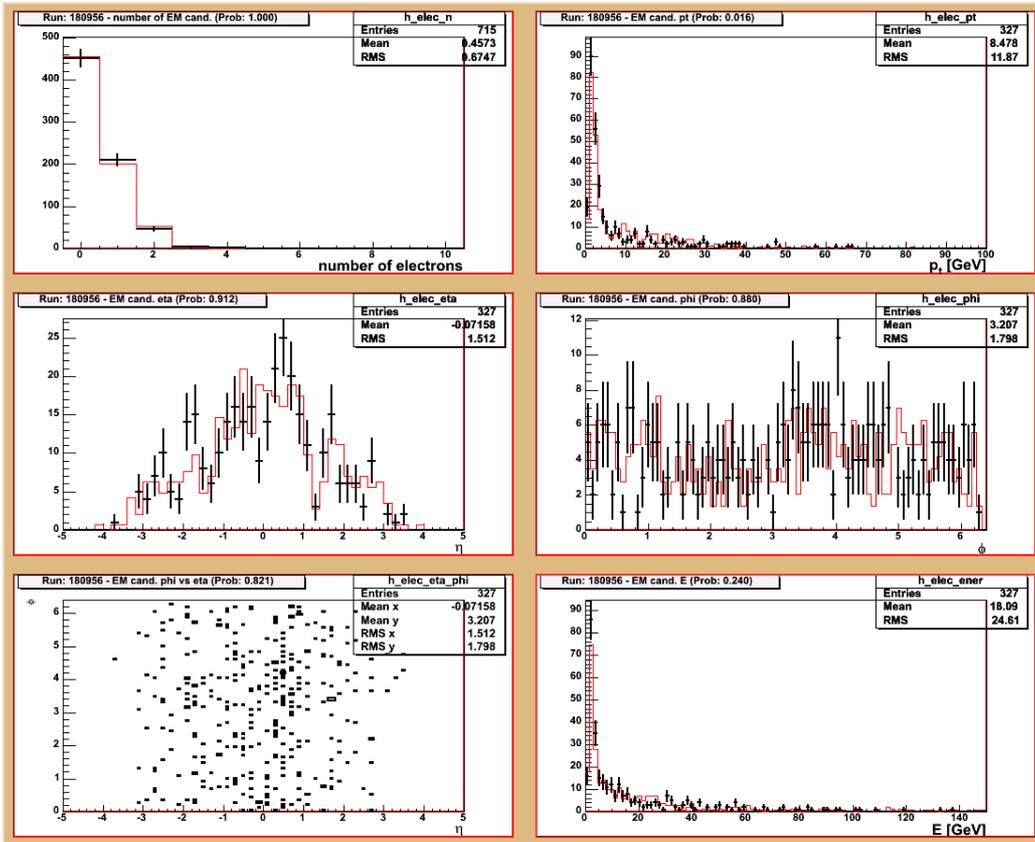
Von den elektrischen Signalen, die die einzelnen Detektorkomponenten liefern, bis zur Analyse von physikalischen Größen durchlaufen die Daten mehrere Stufen der Rekonstruktion. Die L1- und L2-Trigger entscheiden noch auf der Basis der elektrischen Signale (von beispielsweise Kalorimeter-Zellen), ob auf das Ereignis getriggert wird. Der L3-Trigger nimmt, nachdem ein Ereignis die L1- und L2-Trigger passiert hat, bereits eine fast vollständige Rekonstruktion vor. Ein Teil der aufgezeichneten Ereignisse wird sofort vollständig rekonstruiert, so dass während der Datennahme typische physikalische Größen mit Referenzverteilungen verglichen werden können (*Global Monitoring*, dies kann via Internet auch außerhalb des FERMILAB geschehen). Schließlich werden alle Ereignisse vollständig auf den Computer-Farmen rekonstruiert. Resultate dieser Rekonstruktion sind Dateien, in denen die physikalischen Objekte (Jets, elektromagnetische Objekte, Trigger-Informationen, Ereignisvariablen, ...) mit ihren Eigenschaften (Energie, η , ...) abgespeichert sind. Die Ereignisse werden dann auf Bänder (*tapes*) geschrieben, auf die mithilfe von SAM¹ [27] zugegriffen werden kann. Die rekonstruierten Daten liegen (meist) im Datenformat *Thumbnails* (.tmb) vor. In diesem Format wird für ein Ereignis im Mittel ein Speicherplatz von 20 kB benötigt; diese Zahl schwankt jedoch stark von Ereignis zu Ereignis. Im Run II sind mittlerweile (bis November 2003) etwa 550 Millionen Ereignisse auf Band geschrieben worden. Um die Ereignisse mit ROOT [13] auszulesen, werden die Dateien (*Thumbnails*)

¹Sequential data Access via Meta-data

mit dem Analyse-Paket TOPANALYZE [28] bearbeitet. Ausgabe von TOPANALYZE sind `.root`-Dateien; diese werden hier ausschließlich für die Analyse-Programme verwendet.

In Abb. 4.1 sind einige Verteilungen für rekonstruierte elektromagnetische Objekte aufgetragen, wie sie zur Kontrolle und Überwachung (*Global Monitoring*) verwendet werden. Folgende Verteilungen sind zu sehen: Anzahl von Elektron-Kandidaten je Ereignis, Energie E , Transversalimpuls p_T , η und ϕ , sowie eine η - ϕ -Verteilung für die Elektron-Kandidaten. Neben den Daten sind Referenzhistogramme in rot eingetragen.

Abbildung 4.1: Verteilungen elektromagnetischer Objekte im Global Monitoring [29].



4.2 Identifikation von Objekten

4.2.1 Elektron-Identifikation

Die Einzelheiten der Elektron-Rekonstruktion sind in [30] zu finden; es wird hier nur auf die wichtigsten Aspekte eingegangen. Die Identifikation eines Elektrons geschieht im elektromagnetischen Kalorimeter des DØ-Detektors. Dort wechselwirkt das Elektron mit dem Material des Kalorimeters durch Deposition von Energie. Dabei bildet sich ein charakteristischer Schauer aus. Wird im Kalorimeter innerhalb eines Konus mit definiertem Radius R Energie oberhalb einer Schwelle deponiert (*Kalorimeter-Cluster*), so liegt ein

möglicher Elektron-Kandidat vor, der weiteren Selektionskriterien unterworfen wird. Der Radius R ist definiert als

$$R = \sqrt{\eta^2 + \phi^2}. \quad (4.1)$$

Der hier zugrundeliegende Algorithmus (Cluster-Algorithmus, *simple cone*) verwendet $R < 0.4$.

Die folgenden Kriterien zur Elektron-Selektion sind zertifiziert ([32], [33]) und gelten sowohl für Elektronen als auch für Photonen. Die Energiedeposition geschieht fast ausschließlich im elektromagnetischen Kalorimeter, d. h. der Anteil der Energie im elektromagnetischen Kalorimeter $E_{0.4}^{ECAL}$ des Clusters mit Radius $R < 0.4$ bezogen auf das gesamte Kalorimeter $E_{0.4}^{CAL}$ (einschließlich des hadronischen Teils) soll größer als 90 % sein. Die Variable, auf die geschnitten wird, lautet *emf* („elektromagnetischer Anteil“, *electromagnetic fraction*)

$$emf = \frac{E_{0.4}^{ECAL}}{E_{0.4}^{CAL}} > 0.9. \quad (4.2)$$

Im Rahmen dieser Analyse werden *isolierte* Elektronen untersucht. Die Isolation *iso* wird durch Einführung eines zweiten Konus mit Radius $R = 0.2$ wie folgt definiert

$$iso = \frac{E_{0.4}^{CAL} - E_{0.2}^{ECAL}}{E_{0.2}^{ECAL}} = \frac{E_{0.4}^{CAL}}{E_{0.2}^{ECAL}} - 1 < 0.15. \quad (4.3)$$

Dies bedeutet, dass sich höchstens 15 % der Cluster-Energie außerhalb des Konus von $R = 0.2$ bzw. außerhalb des elektromagnetischen Teils des Kalorimeters befinden dürfen.

Die dritte Variable (*HM8*) ist das χ^2 der *H*-Matrix mit dem Schnitt auf

$$HM8 < 20.0. \quad (4.4)$$

Dazu wird die Kovarianz-Matrix (= *H*-Matrix) aus acht Messgrößen herangezogen, die mit Monte-Carlo-Simulationen verglichen wird². Diese Messgrößen sind die vier in den vier Lagen des elektromagnetischen Kalorimeters deponierten Energien, die totale Energie im elektromagnetischen Kalorimeter, die transversale Schauerbreite in ϕ und z und die z -Position des Vertex, aus dem der Elektron-Kandidat resultiert.

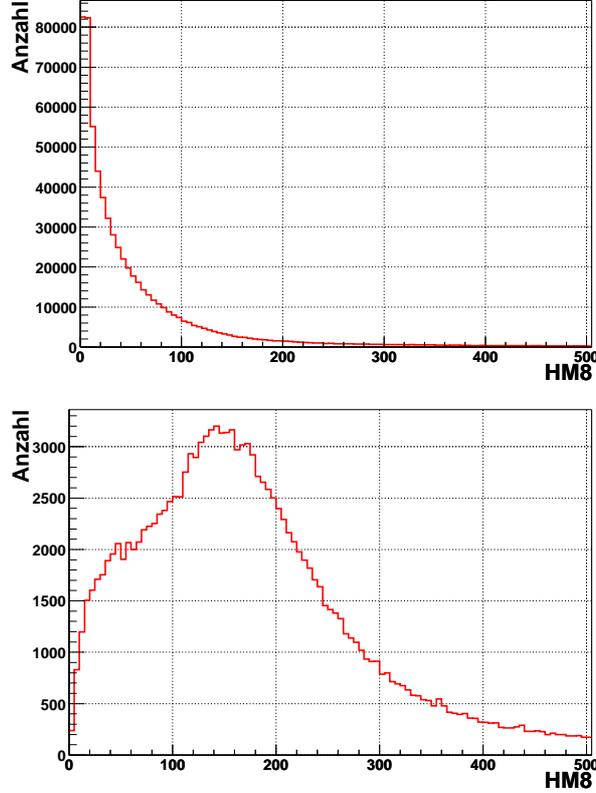
In Abb. 4.2 ist oben eine Verteilung für Kalorimeter-Cluster, die die Schnitte Gln. (4.2) und (4.3) erfüllen, zu sehen. Die elektronartigen Objekte zeichnen sich durch kleine Werte der Variable *HM8* aus, jedoch hat die Verteilung weite Ausläufer zu großen Werten von *HM8*. Darunter ist die *HM8*-Verteilung für Kalorimeter-Objekte aufgetragen, die bereits die Schnitte auf *emf* und *iso* nicht erfüllen. Diese – wahrscheinlich nicht-elektronartigen Objekte – nehmen eher höhere Werte (> 100) von *HM8* an, so dass durch den Schnitt Gl. (4.4) ein großer Anteil weggeschnitten wird.

Die Gln. (4.2), (4.3) und (4.4) werden im Folgenden als *Kalorimeter-Rekonstruktion* bezeichnet; die Effizienz der Schnitte wird in Kap. 5.2.2 bestimmt.

Die Energie E des Elektron-Kandidaten wird im Kalorimeter gemessen. Kann dem Elektron eine Spur zugeordnet werden, so werden die Variablen θ (damit auch η) und ϕ

²Trotz der intuitiven Notation von χ^2 handelt es sich *nicht* um einen χ^2 -Test. Eine ausführliche Darstellung zur Berechnung der *H*-Matrix und des χ^2 findet man z. B. in [34].

Abbildung 4.2: Verteilungen der H -Matrix. Oben: Kalorimeter-Cluster mit $emf > 0.9$ und $iso < 0.15$; unten: Kalorimeter-Cluster mit $emf < 0.9$ und $iso > 0.15$.



aus der Spurinformaton extrahiert, um damit den Impulsvektor zu berechnen gemäß

$$\vec{p} = \begin{pmatrix} E \cos \phi \sin \theta \\ E \sin \phi \sin \theta \\ E \cos \theta \end{pmatrix}. \quad (4.5)$$

Ebenso wird die Ladung aus der Spurrekonstruktion ermittelt. Besitzt der Elektron-Kandidat keine zugehörige Spur, so werden θ (damit auch η) und ϕ mithilfe der Energiedeposition im Kalorimeter (und zwar in EM3, s. Kap. 3.2.2) bestimmt. Das Cluster besitzt dann die Ladung Null.

Es werden zwei Typen der Spurrekonstruktion verwendet:

- I. Es wird die Information aus dem Silizium- (SMT) und dem Fiber-Detektor (CFT) herangezogen. Dazu werden 15 von 16 Treffern im CFT und 4 bis 8 Treffer (je nach Position) im SMT gefordert.
- II. Es wird lediglich die aus dem CFT resultierende axiale Information verwendet. Um aus dieser 2-dimensionalen Information ein Spur zu erhalten, wird zusätzlich verlangt, dass die Spur durch den Primär-Vertex verläuft.

Man spricht von einem *gematchten Track* (einer dem Kalorimeter-Cluster zugeordneten

Spur), falls $\chi^2 < 0.01$ gilt mit

$$I. \quad \chi^2 = \left(\frac{\delta\phi}{\sigma_\phi}\right)^2 + \left(\frac{\delta z}{\sigma_z}\right)^2 + \left(\frac{\frac{E_T}{p_T} - 1}{\sigma_{E/p}}\right)^2 \quad (4.6)$$

$$II. \quad \chi^2 = \left(\frac{\delta\phi}{\sigma_\phi}\right)^2 + \left(\frac{\frac{E_T}{p_T} - 1}{\sigma_{E/p}}\right)^2. \quad (4.7)$$

Hierbei bezeichnet $\delta\phi$ die Differenz zwischen dem ϕ der Extrapolation der Spur in die dritte Lage des Kalorimeters (EM3) und dem ϕ aus dem Kalorimeter-Cluster, δz gibt analog die Differenz der z -Werte an. In E_T/p_T wird die im Kalorimeter gemessene transversale Energie mit dem im Spurdetektor gemessenen Transversalimpuls verglichen. Die Auflösungsterme σ_k sind experimentell ermittelt worden (die Zahlenwerte sind z. B. in [31] aufgelistet).

Da der Übergang zwischen Zentral- und Endkappen-Kalorimeter kontinuierlich ist, wird folgende Konvention gemäß [32] verwendet

$$|\eta| \leq 1.1 \quad \leftrightarrow \quad \text{Elektron im } \mathbf{zentralen} \text{ Kalorimeter} \quad (4.8)$$

$$1.5 \leq |\eta| \leq 2.5 \quad \leftrightarrow \quad \text{Elektron im } \mathbf{Endkappen-} \text{Kalorimeter.} \quad (4.9)$$

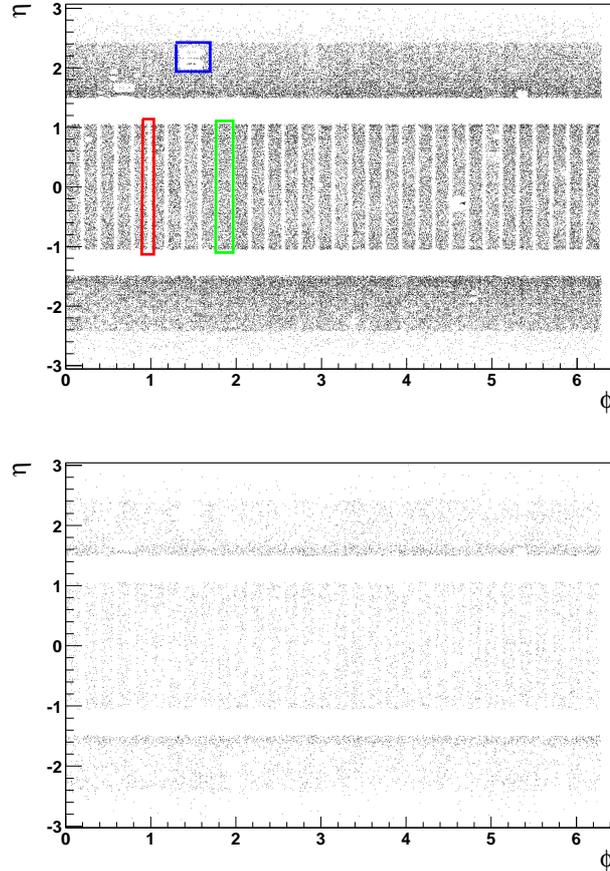
Die Variable η wird hier – wenn nicht anders vermerkt – stets auf das *geometrische Zentrum* des Detektors bezogen und *nicht* auf den Vertex, aus dem das Elektron stammt.

An gewissen Stellen im Kalorimeter wird die Energie nur unzureichend gemessen, so dass diese Bereiche zur Erhöhung der Reinheit des Elektron-Signals herausgeschnitten werden (*geometrische Akzeptanz, fiducial cuts*). Für das zentrale Kalorimeter wird gefordert, dass die Energiemessung außerhalb der Übergangsstellen (*cracks*) der 32 Module des elektromagnetischen Kalorimeters in ϕ -Richtung erfolgt, d. h. außerhalb von $\phi_{crack} \pm 0.02$. Desweiteren wird verlangt, dass das Elektron die dritte Lage des elektromagnetischen Kalorimeters innerhalb $|z| < 115 \text{ cm}$ trifft³. Im Endkappenbereich muss sich das Elektron innerhalb eines Bereiches von $\sqrt{x^2 + y^2} < 85 \text{ cm}$ um die Strahlröhre befinden (dies entspricht $|\eta| > 1.49$). Welcher Anteil der Elektronen mit $|\eta| \leq 1.1$ durch den geometrischen Schnitt wegfällt, wird in Kap. 5.3.3 ermittelt.

In Abb. 4.3 (oben) ist die η - ϕ -Verteilung von Objekten aufgetragen, die die Kalorimeter-Rekonstruktion erfüllen und innerhalb der geometrischen Akzeptanz liegen. Eines der ϕ -Module ist hier grün umrahmt, eine Übergangsstelle ist rot hervorgehoben. In blau sind Stellen im Kalorimeter gekennzeichnet, die nicht instrumentiert sind bzw. die aufgrund von Defekten nicht ausgelesen werden. Für $|\eta| > 2.4$ sind die Kalorimeter-Trigger nicht instrumentiert, so dass dort nur Elektronen gefunden werden können, wenn (mindestens) ein weiteres Elektron in $|\eta| < 2.4$ auftritt oder wenn das Ereignis aufgrund von anderen Triggern weggeschrieben wurde. In der unteren Abbildung wird zusätzlich eine zugeordnete Spur verlangt. Man sieht deutlich weniger Objekte. Für $|\eta| > 1.6$ sinkt die Anzahl der Elektronenkandidaten mit Spur ab, da der Fiber-Detektor (CFT) dort nicht mehr instrumentiert ist.

³Dies führt zu einem effektiven „Ende“ des zentralen Kalorimeters bei $|\eta| < 1.05$, was auch in Abb. 4.3 zu sehen ist.

Abbildung 4.3: η - ϕ -Verteilung von Objekten, die die Kalorimeter-Rekonstruktion inklusive geometrischer Akzeptanz erfüllen (oben; zur Erläuterung der farbigen Kästen siehe Text). In der unteren Darstellung wird zusätzlich eine zum Elektron zugeordnete Spur verlangt.



4.2.2 Jet-Identifikation

Jets treten in dieser Analyse nur am Rande in Erscheinung, nämlich bei der Behandlung des Untergrundes in Kap. 6. Daher werden die in [35] zertifizierten Jet-Kriterien ohne weitere Analyse angewandt. Jets werden – analog zu elektromagnetischen Objekten – mit dem *simple cone*-Algorithmus gefunden, wobei der Radius des Konus hier $R = 0.5$ beträgt. Die Schnitte zur Jet-Identifikation beziehen sich ausschließlich auf Energiedepositionen in den verschiedenen Lagen des Kalorimeters (elektromagnetische, fein und grob segmentierte hadronische Lagen). Ebenso wird in den Schnitten berücksichtigt, dass Jets wesentlich breitere Schauer im Kalorimeter hervorrufen als elektromagnetische Objekte. Zusätzlich wird ein Jet durch die *Spurmultiplizität* (=Anzahl der dem Jet-Cluster zugeordneten Spuren im Spurdetektor) charakterisiert, die typischerweise größer 1 ist, da ein Jet aus vielen einzelnen Teilchen besteht.

4.2.3 Neutrino-Identifikation

Neutrinos wechselwirken ausschließlich über Prozesse der schwachen Wechselwirkung. Aufgrund der geringen Wirkungsquerschnitte findet innerhalb des Detektors keine Wechselwirkung statt. Dennoch kann zumindest auf die Transversalenergie des Neutrinos zurückgeschlossen werden. Da das Proton (bzw. Antiproton) im Anfangszustand keinen Impulsanteil senkrecht zur Flugrichtung (hier z -Achse) hat, muss die Energie im Endzustand nach der Kollisionen ebenfalls in transversaler Richtung ausbalanciert sein. Nach Aufaddition aller im Detektor *gemessenen* Transversalenergien erhält man schließlich als fehlenden Beitrag die transversale Energie des Neutrinos. Diese Energie wird durch \cancel{E}_T abgekürzt (*missing transverse energy*, auch *MET*).

$$\sum_{\text{alle Objekte } i} \vec{E}_T^i = \sum_{\text{alle Objekte } i} \begin{pmatrix} E_x^i \\ E_y^i \\ 0 \end{pmatrix} = \vec{\cancel{E}}_T + \sum_{\substack{\text{alle Objekte} \\ \text{im Detektor } i}} \vec{E}_T^i = \vec{0}. \quad (4.10)$$

$$\Rightarrow \vec{\cancel{E}}_T = \begin{pmatrix} \cancel{E}_x \\ \cancel{E}_y \\ 0 \end{pmatrix} = - \sum_{\substack{\text{alle Objekte} \\ \text{im Detektor } i}} \vec{E}_T^i = - \sum_{\substack{\text{alle Objekte} \\ \text{im Detektor } i}} \begin{pmatrix} E_x^i \\ E_y^i \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (4.11)$$

Entsteht bei der Kollision ein W -Boson, das anschließend leptonisch zerfällt, fehlt Energie im Detektor aufgrund des mit dem geladenen Lepton produzierten Neutrinos. Die Neutrinos sind im Standardmodell die einzigen Teilchen, die praktisch nicht mit dem Detektormaterial wechselwirken⁴.

4.3 Trigger-Satz

Die Ereignisse werden mithilfe der zur Verfügung stehenden Trigger vorselektiert [23]. In dieser Analyse werden Ein-Elektron-Trigger benutzt, die ein Elektron erfordern, das einen aus der Sicht des Triggers hohen Transversalimpuls besitzt. Diese Gruppe von Triggern heißt daher auch EM_HI-Trigger. Fünf von diesen EM_HI-Triggern werden zu einem Trigger-Satz zusammengeschlossen. Dies bedeutet, dass wenn mindestens einer der fünf Trigger auf das Ereignis getriggert hat, gehört dieses Ereignis zum Signal (s. u.). Die fünf Trigger besitzen dieselbe L1-Stufe. Es handelt sich hierbei um einen Kalorimeter-Trigger, der erfordert, dass in mindestens einem Kalorimeter-Trigger-Tower $S = 10 \text{ GeV}$ Transversalenergie deponiert wurden. Man bezeichnet S als *Trigger-Schwelle*. Neben der Energie-deposition auf L1-Stufe müssen zur Erfüllung der vollständigen Triggerbedingung folgende – für jeden Trigger spezifische – Anforderungen erfüllt werden:

- EM_HI:

Das Elektron muss sich in $|\eta| < 3$ befinden und 30 GeV Transversalenergie im Kalorimeter-Trigger-Tower deponiert haben.

⁴Außerhalb einer Standardmodell-Analyse kann in R -Paritäts-erhaltender Supersymmetrie z. B. das Neutralino ebenfalls ohne direkten Nachweis entkommen und so zur fehlenden Energie beitragen.

- EM_HLSH:
Das Elektron muss sich in $|\eta| < 3$ befinden, 20 *GeV* Transversalenergie im Kalorimeter-Trigger-Tower deponiert haben und ein elektronartiges Schauerprofil (*shower shape*) besitzen.
- EM_HI_EMFR8:
Das Elektron muss sich in $|\eta| < 3$ befinden, 40 *GeV* Transversalenergie im Kalorimeter-Trigger-Tower deponiert haben und bereits $emf > 0.8$ erfüllen.
- EM_HI_TR:
Es wird eine rekonstruierte Spur (SMT und CFT) mit $p_T > 25$ *GeV* gefordert.
- EM_HLSH_TR:
Das Elektron muss 12 *GeV* Transversalenergie im Kalorimeter-Trigger-Tower deponiert haben und ein elektronartiges Schauerprofil (*shower shape*) besitzen. Zusätzlich muss eine rekonstruierte Spur (SMT und CFT) mit $p_T > 12$ *GeV* vorhanden sein.

4.4 Signal-Definitionen

Alle Messungen werden mit den zentralen Detektorkomponenten (Kalorimeter, Spurdetektoren) ausgeführt, d. h. es wird für jedes analysierte Elektron $|\eta| \leq 1.1$ gefordert. Es sei an dieser Stelle noch einmal darauf hingewiesen, dass ausschließlich isolierte Elektronen der Messung zugänglich sind.

Zunächst wird das Signal für die Wirkungsquerschnittsmessung der inklusiven Elektronproduktion definiert. Ein Ereignis ist für diese Analyse ein „Signal-Ereignis“, wenn es

- von (mindestens) einem der fünf Trigger des Trigger-Satzes getriggert wurde;
- (mindestens) ein Elektron beinhaltet, das
 - sich in $|\eta| \leq 1.1$ befindet,
 - die Kalorimeter-Rekonstruktion erfüllt,
 - im Akzeptanz-Bereich des Kalorimeters liegt.

Gemäß der in Kap. 2.2 getroffenen Konvention wird dann das höchstenergetische Elektron, das die obigen Bedingungen erfüllt, für die Wirkungsquerschnittsmessung herangezogen. Die aus dieser Signal-Definition resultierenden Elektronen werden in Abhängigkeit von ihrem Transversalimpuls gezählt. Desweiteren wird zur Trennung von Signal und Untergrund (s. Kap. 6) unterschieden, ob dem Elektron eine Spur zugeordnet worden ist oder nicht.

Für die Messung des Wirkungsquerschnitts der Z -Produktion mit anschließendem elektronischen Zerfall werden Ereignisse gezählt,

- die von (mindestens) einem der fünf Trigger des Trigger-Satzes getriggert wurden;
- die genau zwei Elektronen mit jeweils $|\eta| \leq 1.1$ beinhalten, wobei an beide Elektronen die Forderungen gestellt werden, dass sie

- im Akzeptanz-Bereich liegen,
- die Kalorimeter-Rekonstruktion erfüllen,
- einen Transversalimpuls von (mindestens) 30 GeV aufweisen,
- eine invariante Masse⁵ im Bereich von 70 und 110 GeV besitzen.

Bei der Bestimmung des Wirkungsquerschnitts für W -Produktion in elektronische Endzustände werden Ereignisse gezählt, die

- von (mindestens) einem der fünf Trigger des Trigger-Satzes getriggert wurden;
- hohe fehlende Transversalenergie ($\cancel{E}_T \geq 25 \text{ GeV}$) aufweisen;
- genau ein Elektron mit $|\eta| \leq 1.1$ beinhalten, wobei von diesem Elektron gefordert wird, dass es
 - im Akzeptanz-Bereich des Kalorimeters liegt,
 - die Kalorimeter-Rekonstruktion erfüllt,
 - einen Transversalimpuls von (mindestens) 30 GeV aufweist.

Für die Trennung von Signal und Untergrund (s. Kap. 6) wird wiederum unterschieden, ob dem Elektron eine Spur zugeordnet worden ist oder nicht.

4.5 Datensätze

Es werden Daten verwendet, die in der Zeit vom 21. September 2002 bis zum 8. Januar 2003 mit dem $D\bar{O}$ -Detektor aufgezeichnet und mit der $D\bar{O}$ -Rekonstruktions-Software der Version p13.05.00 rekonstruiert wurden. Es werden aber nicht *alle* Kollisionen analysiert, die in dieser Zeit stattgefunden haben, sondern nur die, die für die Analyse relevante Eigenschaften aufweisen, also Ereignisse, die insbesondere den oben beschriebenen Signal-Definitionen genügen. Für Teile der Analyse – wie zur Bestimmung der Effizienzen – werden andere Anforderungen zusätzlich verlangt. Um dann einen möglichst kompakten Datensatz zu haben, werden Untermengen der ursprünglich aufgezeichneten Daten benutzt (*skims*). Diese werden von verschiedenen Gruppen der $D\bar{O}$ -Kollaboration zur Verfügung gestellt.

Für die Messungen der Wirkungsquerschnitte werden Ereignisse verwendet, die mindestens einen Elektron-Kandidaten mit Transversalimpuls $p_T > 20 \text{ GeV}$ beinhalten, wobei dieser bereits $iso < 0.15$ und $HM8 < 40$ erfüllt [36]. Dieser Datensatz beinhaltet 4237156 Ereignisse bei einer integrierten Luminosität von $\mathcal{L}_{int} = 39.5 \text{ pb}^{-1}$.

⁵Die invariante Masse m_{ee} zweier Elektronen mit $p_1^\mu = (E_1, \vec{p}_1)$ und $p_2^\mu = (E_2, \vec{p}_2)$ ist definiert als

$$m_{ee}^2 = (p_1^\mu + p_2^\mu)^2 = (p_1^\mu + p_2^\mu)(p_{1\mu} + p_{2\mu}) = (E_1 + E_2)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2 \approx 2E_1 E_2 (1 - \cos \theta_{12}) \quad (4.12)$$

mit

$$\cos \theta_{12} = \frac{\vec{p}_1 \vec{p}_2}{|\vec{p}_1| |\vec{p}_2|}. \quad (4.13)$$

Zur Bestimmung der Trigger-Effizienz werden Ereignisse benötigt, in denen mindestens ein Elektron-Kandidat mit Transversalimpuls $p_T > 5 \text{ GeV}$ vorhanden ist und die von einem von den Elektron-Triggern unabhängigen Trigger – hier von einem der Myon-Trigger – getriggert worden sind (s. Kap. 5.2.1) [37]. Bei diesem Datensatz handelt es sich um 591436 Ereignisse.

Alle übrigen Effizienzen werden mit Hilfe eines Datensatzes bestimmt, der Ereignisse mit mindestens einem Elektron-Kandidaten mit Transversalimpuls $p_T > 12 \text{ GeV}$ beinhaltet. Desweiteren wird gefordert, dass diesem Kandidaten innerhalb von $\Delta\phi = |\phi_{Track} - \phi_{Cluster}| < 0.4$ eine Spur mit Transversalimpuls von mindestens $p_T > 10 \text{ GeV}$ zugeordnet ist [38]. Diese Daten beinhalten 2832782 Ereignisse.

Für die Abschätzung des Untergrundes wird ein Datensatz von 1502701 Ereignissen benutzt, die mindestens einen Elektron-Kandidaten und zwei Jet-Kandidaten beinhalten [39].

Neben der Simulation mit PYTHIA werden die gemessenen Daten mit von der DØ-Kollaboration zur Verfügung gestellten Monte-Carlo-Simulationen verglichen. Diese mit PYTHIA generierten Ereignisse sind zusätzlich der vollständigen Detektor-Simulation unterworfen worden. Dadurch können mit diesen Ereignissen Effekte des Kalorimeters und der Spurkammern studiert werden. Ein Beispiel für die Anwendung der DØ-Monte-Carlos ist die Bestimmung der Akzeptanzen (s. Kap. 5.3). Hier wird untersucht, welcher Anteil der generierten Ereignisse (z. B. W - oder Z -Ereignisse) im betrachteten Bereich des Kalorimeters der Messung zugänglich ist. Zu diesem Zweck werden 49500 $W \rightarrow e\nu$ -Ereignisse [40] und 13000 $Z \rightarrow ee$ -Ereignisse [41] analysiert. Für Betrachtungen im Zusammenhang mit der Fehlidentifikation von Elektronen werden 53500 $Z \rightarrow \tau\tau$ -Ereignisse herangezogen [42], desweiteren werden 26556 W +Zwei-Jet-Ereignisse verwendet [43].

Kapitel 5

Effizienzen und Akzeptanzen

Wird einer Sache zuviel Gewicht beigemessen, wird sie leicht zum Übergewicht.

Robert Schaller

5.1 Definitionen

Im Folgenden werden die in dieser Analyse verwendeten Konventionen für Akzeptanzen und Effizienzen, sowie deren Abkürzungen vorgestellt.

Das Symbol $E(X)$ bezeichnet nachfolgend Elektron-Ereignisse, in denen mindestens ein Elektron vorhanden ist, welches die in Klammern angegebene Eigenschaft X besitzt. Zur Messung der inklusiven Elektronproduktion wird das höchstenergetische Elektron ausgewertet. Grundmenge sind Ereignisse mit (mindestens) einem in $|\eta| \leq 1.1$ emittierten Elektron¹. Die geometrische Akzeptanz A des elektromagnetischen Kalorimeters berücksichtigt, dass in ϕ -Richtung gewisse Bereiche ausgelassen werden (*fiducial cuts*)

$$A = \frac{E(|\eta| \leq 1.1 \& \textit{fiducial})}{E(|\eta| \leq 1.1)}. \quad (5.1)$$

Die Effizienz der Kalorimeter-Rekonstruktion ε_{Reko} gibt an, welcher Anteil der im Akzeptanzbereich liegenden Elektronen erfolgreich als Elektron rekonstruiert wird, d. h. die erforderlichen Schnitte auf die Variablen *emf*, *iso* und *HM8* erfüllt

$$\varepsilon_{Reko} = \frac{E(|\eta| \leq 1.1 \& \textit{fiducial} \& (\textit{emf} \& \textit{iso} \& \textit{HM8}))}{E(|\eta| \leq 1.1 \& \textit{fiducial})}. \quad (5.2)$$

Von den rekonstruierten und im Akzeptanzbereich liegenden Elektron-Ereignissen wird aber nur ein Teil auch getriggert

$$\varepsilon_{Trig} = \frac{E(|\eta| \leq 1.1 \& \textit{fiducial} \& (\textit{emf} \& \textit{iso} \& \textit{HM8}) \& \textit{Trig})}{E(|\eta| \leq 1.1 \& \textit{fiducial} \& (\textit{emf} \& \textit{iso} \& \textit{HM8}))}. \quad (5.3)$$

¹Die Variable η bezieht sich **immer** auf das Zentrum des Detektors und nicht auf den Vertex.

Eine weitere Einschränkung liefert die Forderung nach einer dem Kalorimeter-Cluster zugeordneten Spur, deren Effizienz ε_{Track} wie folgt definiert wird

$$\varepsilon_{Track} = \frac{E(|\eta| \leq 1.1 \& \textit{fiducial} \& (\textit{emf} \& \textit{iso} \& \textit{HM8}) \& \textit{Track})}{E(|\eta| \leq 1.1 \& \textit{fiducial} \& (\textit{emf} \& \textit{iso} \& \textit{HM8}))}. \quad (5.4)$$

Der Term ε_{Track} wird in der Parametrisierung Gl. (2.3) zunächst nicht benutzt; er geht erst bei der Behandlung des Untergrundes ein (Kap. 6.2).

Die Größen A , ε_{Reko} und ε_{Track} sind unabhängig vom Transversalimpuls des Elektrons; ε_{Trig} hingegen zeigt eine Abhängigkeit von p_T (s. Kap. 5.2.1). Die Effizienz, ein Elektron mit $p_T \geq p_T^{min}$ zu triggern, wird durch die *integrierte* Triggereffizienz ausgedrückt

$$\varepsilon_{Trig} = \int_{p_T \geq p_T^{min}} \varepsilon_{Trig}(p_T) dp_T. \quad (5.5)$$

Mit diesen Definitionen kann durch Messung von wohldefinierten Elektron-Ereignissen ($E_{mess} = E(|\eta| \leq 1.1 \& \textit{fiducial} \& (\textit{emf} \& \textit{iso} \& \textit{HM8}) \& \textit{Trig})$) auf die Anzahl der *realen* Elektron-Ereignisse ($E_{real} = E(|\eta| \leq 1.1)$) umgerechnet werden

$$\begin{aligned} \frac{E_{mess}}{E_{real}} &= \frac{E(|\eta| \leq 1.1 \& \textit{fiducial} \& (\textit{emf} \& \textit{iso} \& \textit{HM8}) \& \textit{Trig})}{E(|\eta| \leq 1.1)} \\ &= A \cdot \varepsilon_{Reko} \cdot \varepsilon_{Trig}(p_T). \end{aligned} \quad (5.6)$$

Damit lautet der Ausdruck im Nenner der Grundformel Gl. (2.3) für die inklusive Elektronproduktion

$$A \cdot \prod_i \varepsilon_i = A \cdot \varepsilon_{Reko} \cdot \varepsilon_{Trig}(p_T) \quad (5.7)$$

Zur Bestimmung des Z -Wirkungsquerschnitts werden Ereignisse mit genau zwei Elektronen verwendet $Z(X)$, wobei beide Elektronen die Eigenschaft X erfüllen sollen. Dabei werden nur Ereignisse akzeptiert (A_Z), in denen die Elektronen nicht nur im Akzeptanzbereich des Kalorimeters liegen, sondern zusätzlich einen Transversalimpuls von mindestens 30 GeV und eine invariante Dielektronmasse im Bereich von 70 bis 110 GeV gemäß der Signal-Definition Kap. 4.4 besitzen. Es wird hier keine Einschränkung auf die Ladung der Elektronen gemacht

$$A_Z = \frac{Z(|\eta| \leq 1.1 \& \textit{fiducial} \& 70 \textit{ GeV} \leq m_{ee} \leq 110 \textit{ GeV} \& p_T \geq 30 \textit{ GeV})}{\text{alle } Z}. \quad (5.8)$$

Da zwei Elektronen rekonstruiert werden müssen, geht die Rekonstruktions-Effizienz quadratisch ein, wobei die Annahme gemacht wird, dass die Rekonstruktion der Elektronen voneinander unabhängig geschieht (s. Kap. 5.2.2)

$$\varepsilon_{Reko}^Z = \varepsilon_{Reko}^2 \quad (5.9)$$

Die Trigger-Effizienz für Zwei-Elektron-Ereignisse ε_{Trig}^Z lautet (unter Verwendung der integrierten Effizienz mit $p_T^{min} = 30 \textit{ GeV}$ in Gl. (5.5) des Trigger-Satzes für Ein-Elektron-Ereignisse ε_{Trig}^2)

$$\varepsilon_{Trig}^Z = 1 - (1 - \varepsilon_{Trig})^2. \quad (5.10)$$

²Mit einem Ein-Elektron-Trigger auf zwei Elektronen zu triggern bedeutet die Verneinung ($1 - \dots$) von zwei nicht getriggerten einzelnen Elektronen ($(1 - \varepsilon_{Trig}) \cdot (1 - \varepsilon_{Trig})$). Daraus resultiert die angegebene Effizienz. Eine Alternative dazu wäre z. B. ein Trigger, der direkt auf zwei Elektronen triggert.

Für die Basis-Formel Gl. (2.3) gilt also

$$A \cdot \Pi_i \varepsilon_i = A_Z \cdot \varepsilon_{Reko}^Z \cdot \varepsilon_{Trig}^Z = A_Z \cdot \varepsilon_{Reko}^2 \cdot (1 - (1 - \varepsilon_{Trig})^2). \quad (5.11)$$

Gemäß der Signal-Definition in Kap. 4.4 für W -Ereignisse lautet die Akzeptanz A_W

$$A_W = \frac{W(|\eta| \leq 1.1 \ \& \ fiducial \ \& \ \cancel{E}_T \geq 25 \text{ GeV} \ \& \ p_T \geq 30 \text{ GeV})}{\text{alle } W}, \quad (5.12)$$

so dass gilt (wieder mit der integrierten Trigger-Effizienz)

$$A \cdot \Pi_i \varepsilon_i = A_W \cdot \varepsilon_{Reko} \cdot \varepsilon_{Trig}. \quad (5.13)$$

Die einzelnen Effizienzen werden aus Daten bestimmt, die Akzeptanzen aus Monte-Carlo-Simulationen, da dafür der reale Anteil an produzierten Elektronen bekannt sein muss. Die einzelnen Datensätze wurden in Kap. 4.5 vorgestellt.

5.2 Bestimmung der Effizienzen

5.2.1 Trigger-Effizienz

Die Trigger-Effizienz für den verwendeten Satz aus fünf einzelnen Ein-Elektron-Triggern wird nun bestimmt mithilfe der Methode der „orthogonalen Trigger“ (nach [44], [45]). Dazu werden Ereignisse mit einem rekonstruierten, im Akzeptanzbereich des Detektors liegenden Elektron-Kandidaten verwendet. Desweiteren wird nun die Forderung gestellt, dass die Ereignisse von Triggern getriggert wurden, die *unabhängig* von den zu untersuchenden Triggern sind. Diese bezeichnet man als *orthogonale Trigger* oder auch *Referenz-Trigger*. Im Fall der Elektron-Trigger sind dies Myon-Trigger, welche nur auf Signale der Komponenten des Myon-Systems (Szintillatoren, Driftkammern) triggern. Nun kann überprüft, d. h. gezählt werden, wie oft ein *Test-Trigger*, z. B. der hier verwendete Trigger-Satz, in Abhängigkeit von Variablen des Elektrons gefeuert hat. Dann gilt für die Trigger-Effizienz ε_{Trig}

$$\varepsilon_{Trig} = \frac{\text{Elektron-Ereignisse, getriggert vom Test- und Referenz-Trigger}}{\text{Elektron-Ereignisse, getriggert vom Referenz-Trigger}}. \quad (5.14)$$

Bei der Untersuchung zur Trigger-Effizienz muss beachtet werden, dass die Trigger manchmal aufgrund des Unterdrückungsfaktors (*Prescale*) Ereignisse nicht aufzeichnen. Um auszuschließen, dass der Trigger ineffizient ist, weil ein von eins verschiedener Prescale vgeschaltet ist, werden von den oben definierten Ereignissen nur solche behandelt, in denen der Prescale hinter der L1-Stufe *stets* den Wert eins hat.

Zunächst wird als Test-Trigger die L1-Stufe untersucht. Diese ist bei den fünf Triggern identisch. Ein Ereignis passiert demnach die L1-Stufe, wenn in mindestens einer Kalorimeter-Zelle eine Transversalenergie von 10 GeV deponiert wird (Trigger-Schwelle $S = 10 \text{ GeV}$). Das Resultat der Anwendung von Gl. (5.14) ist in Abb. 5.1 zu sehen. Dort sind jeweils links die absoluten Anzahlen von Ereignissen mit getriggerten Elektronen in Abhängigkeit von diversen Variablen des höchstenergetischen Elektrons für Referenz- und

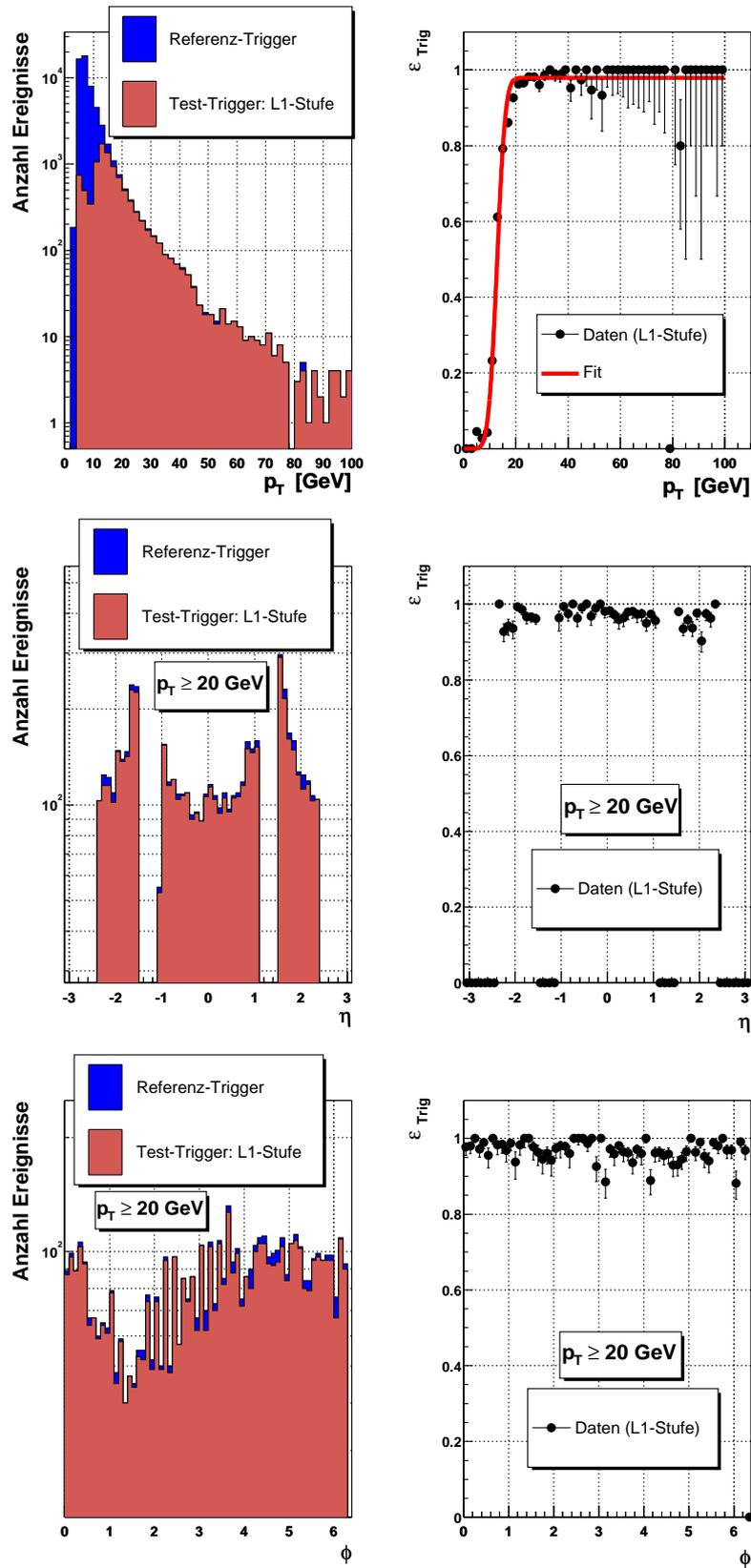
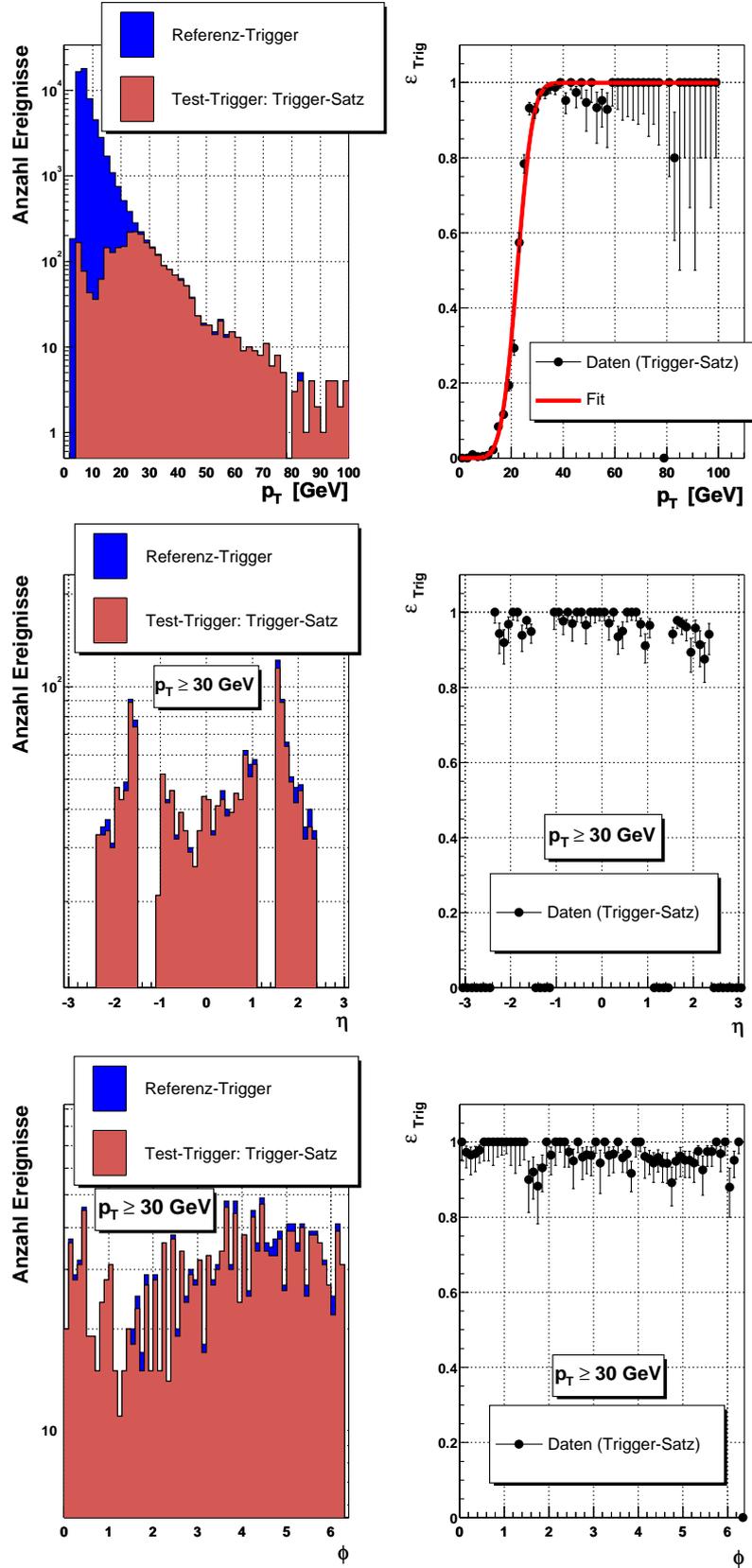
Abbildung 5.1: Trigger-Effizienz der L1-Stufe in Abhängigkeit der Variablen p_T , η und ϕ .

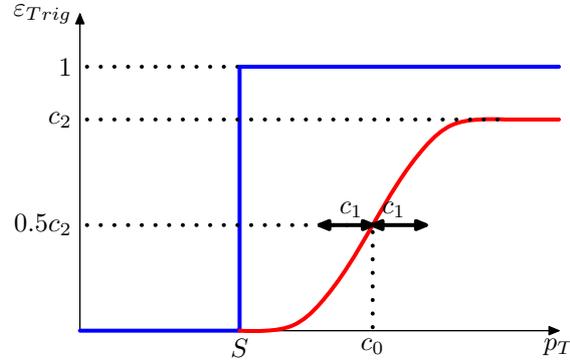
Abbildung 5.2: Trigger-Effizienz des Trigger-Satzes in Abhängigkeit der Variablen p_T , η und ϕ .

Test-Trigger aufgetragen. In den rechten Abbildungen wurde das Verhältnis (= Trigger-Effizienz) gebildet. Man erkennt deutlich eine Abhängigkeit vom Transversalimpuls. Die Messwerte werden vermittels folgender (empirischer) Funktion angefitet

$$\varepsilon_{Trig}(p_T) = \frac{1}{2}c_2 \left(1 + \Phi \left(\frac{p_T - c_0}{\sqrt{2}c_1} \right) \right) \quad (5.15)$$

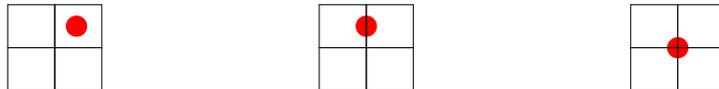
mit Parametern c_0 , c_1 , c_2 und der (integrierten) Gauß'schen Fehlerfunktion $\Phi(x)$ [47]. Diese Funktion beschreibt den Verlauf der Trigger-Effizienz (*turn on*) in Abhängigkeit vom Transversalimpuls. Die Fitparameter können als Abweichungen von einem idealen Trigger mit Schwelle S interpretiert werden (s. Abb. 5.3). Der Parameter c_2 gibt den Wert

Abbildung 5.3: Vergleich zwischen einem idealen (blau) und einem realen (rot) Trigger.



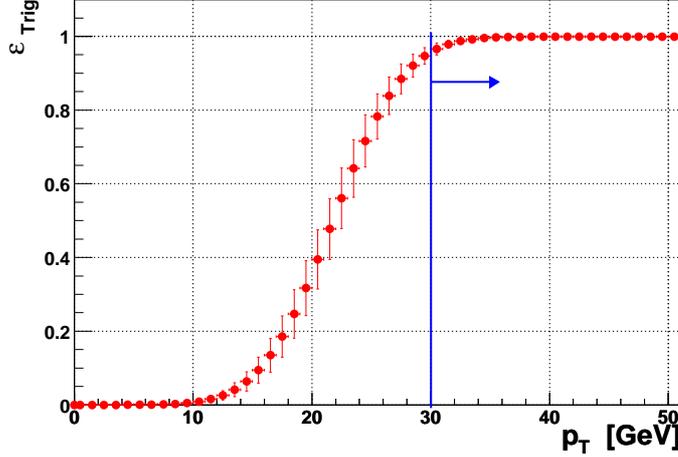
von ε_{Trig} bei Sättigung an; c_0 liefert den zur Effizienz $0.5c_2$ gehörigen Transversalimpuls. Die Variable c_1 gibt Auskunft über die Verschmierung der (idealen) Stufenfunktion. Für den hier zugrundeliegenden L1-Trigger ergibt sich $c_0 = 12.7 \text{ GeV}$, $c_1 = 2.6 \text{ GeV}$ und $c_2 = 0.979$ (aus dem Fit). Der Trigger hat maximale Effizienz für $p_T > 20 \text{ GeV}$, d. h. für $p_T > 2S$. Diese Eigenschaft lässt sich anhand von Abb. 5.4 erklären. Der Elektronenschauer ist in den wenigsten Fällen nur auf eine Kalorimeter-Zelle (links) beschränkt. Am häufigsten kommt es vor, dass sich der Schauer über zwei Zellen (Mitte) hinweg erstreckt. Eher selten erstreckt sich der Schauer über vier Zellen (rechts). Damit bei einem Zwei-Zellen-Schauer die Trigger-Schwelle von 10 GeV erreicht wird, muss das Elektron also eine Energie von etwa 20 GeV besessen haben. Daraus resultiert die Faustregel, dass ein Kalorimeter-Trigger bei etwa doppelter Schwelle seine volle Effizienz erreicht hat.

Abbildung 5.4: Elektromagnetische Schauer (hier als rote Punkte) in Kalorimeter-Zellen (schematische Darstellung).



In die η - und ϕ -Verteilungen in Abb. 5.1 gehen nur Elektronen mit $p_T \geq 20 \text{ GeV}$ ein. Man sieht, dass der Trigger in η und ϕ über den Akzeptanzbereich konstant effizient ist. Außerhalb von $|\eta| = 2.4$ sind keine Einträge zu finden, da der Trigger dort bereits nicht mehr instrumentiert ist.

Abbildung 5.5: Trigger-Effizienz in Abhängigkeit von p_T nach Gl. (5.15). Es sind die gemessenen Fit-Parameter eingesetzt worden. Der globale Schnitt auf den Transversalimpuls ist in blau eingezeichnet.



Die identische Analyse wird nun für den vollständigen Trigger-Satz durchgeführt. Dazu werden fünf einzelne Trigger (L1+L2+L3) durch eine „oder“-Verknüpfung zusammengeslossen (s. Kap. 4.3). Das Resultat ist in Abb. 5.2 zu sehen. Auch hier wird ein – diesmal breiterer – Anstieg in Abhängigkeit vom Transversalimpuls beobachtet. Die Effizienz-Verteilung in den Variablen η und ϕ (diesmal für $p_T \geq 30 \text{ GeV}$) ist wie vorhin flach. Die Werte der Parameter, die letztendlich zur Korrektur der Daten herangezogen werden, lauten $c_0 = 22.27 \text{ GeV}$, $c_1 = 4.77 \text{ GeV}$ und $c_2 = 0.999$ (aus dem Fit). Aus dem p_T -Spektrum der Trigger-Effizienz resultiert der globale Schnitt $p_T \geq 30 \text{ GeV}$. Die Messung der inklusiven Elektronproduktion geschieht p_T -abhängig, daher muss auch die Trigger-Effizienz für jedes p_T -Intervall einzeln eingesetzt werden. Setzt man in die funktionale Abhängigkeit Gl. (5.15) die erhaltenen Fit-Parameter ein, so erhält man die Kurve Abb. 5.5. Die Fehler werden abgeschätzt durch Vergleich der Effizienzen in den Nachbarbins

$$k(p_T) = \frac{1}{2}(\varepsilon_{Trig}(p_T + 1 \text{ GeV}) - \varepsilon_{Trig}(p_T - 1 \text{ GeV}))$$

$$\Rightarrow \Delta\varepsilon_{Trig}(p_T) = \begin{cases} k(p_T) & k(p_T) > 0.001 \\ 0.001 & k(p_T) \leq 0.001 \end{cases} \quad (5.16)$$

Unterhalb einer minimalen Differenz von 0.001 wird der Fehler als konstant angenommen, so dass im Plateau-Bereich – also ab etwa 35 GeV – für die Effizienz $\varepsilon_{Trig} = 0.999 \pm 0.001 \leq 1$ gilt.

Für Analysen, in denen über alle Transversalimpulse größer als 30 GeV integriert wird, benötigt man keine von p_T abhängige Trigger-Effizienz. Dazu werden alle Ereignisse mit $p_T \geq 30 \text{ GeV}$ in Abb. 5.2 (oben) für Referenz- (n) und Test-Trigger (m) aufaddiert und ins Verhältnis gesetzt. Unter Anwendung der Binomialstatistik (siehe dazu Anhang B) folgt

$$\left. \begin{array}{l} m = 877 \\ n = 893 \end{array} \right\} \Rightarrow \varepsilon_{Trig} = \frac{m}{n} \pm \sqrt{\frac{1}{n} \cdot \frac{m}{n} \left(1 - \frac{m}{n}\right) + \frac{1}{4n^2}} = 0.982 \pm 0.004. \quad (5.17)$$

Diese ist vom Sättigungswert $c_2 = 0.999$ verschieden, da zu Beginn der Integration (d. h. $30 \text{ GeV} \leq p_T \leq 35 \text{ GeV}$) noch *nicht* die volle Effizienz erreicht ist. Hier sind aber wesentlich mehr Elektronen vorhanden als bei hohen Transversalimpulsen, so dass diese verstärkt in der Integration mit „kleineren“ Effizienzen beitragen (s. logarithmische Auftragung in Abb. 5.2, oben).

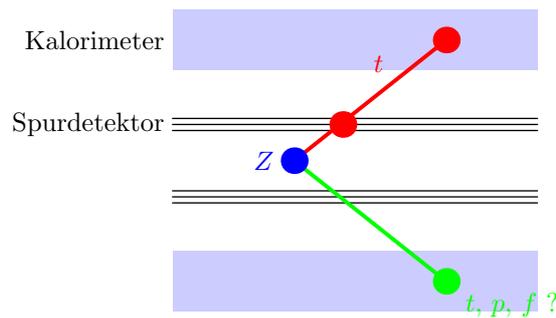
5.2.2 Effizienz der Kalorimeter-Rekonstruktion

Die Effizienz der Kalorimeter-Rekonstruktion wird zerlegt in Effizienzen bezüglich der einzelnen Schnitte (*Test-Schnitte*) $HM8$, emf und iso

$$\varepsilon_{Reko} = \varepsilon_{HM8} \cdot \varepsilon_{iso} \cdot \varepsilon_{emf}. \quad (5.18)$$

Das zugrundeliegende Verfahren nutzt den Zerfall $Z \rightarrow ee$ aus („Eichung auf der Z -Resonanz“, nach [46]). Die Methode (*tag and probe*) ist in Abb. 5.6 grafisch dargestellt. Dabei wird von einem der beiden Elektronen gefordert, dass es die Kalorimeter-Rekonstruktion erfüllt **und** eine zugeordnete Spur besitzt (*tag*-Elektron, t , rot dargestellt). Das andere Elektron (*probe*-Elektron, grün dargestellt) wird nun daraufhin überprüft, ob es den zu untersuchenden Test-Schnitt nicht erfüllt (*fail*-Elektron, f) oder erfüllt. Erfüllt das *probe*-Elektron den Test-Schnitt, wird zusätzlich überprüft, ob dieses Elektron auch die härtere *tag*-Bedingung (t) erfüllt oder nicht (*pass-no-tag*-Elektron, p). Dadurch werden die verfügbaren Informationen maximal ausgenutzt; es kann eine feine Einteilung der Elektronen aus Z -Zerfällen vorgenommen werden. Die möglichen Z -Kandidaten, d. h. Zwei-Elektron-Ereignisse, werden nun hinsichtlich Eigenschaften der Elektronen bezüglich des Test-Schnitts einsortiert: (tt), (tp) und (tf). Ist beispielsweise neben dem *tag*-Elektron ein weiteres Elektron vorhanden, das zwar den Test-Schnitt erfüllt, aber keine Spur in den Spurdetektoren besitzt, so wird es der Klasse (tp) zugeordnet.

Abbildung 5.6: Grafische Darstellung der tag and probe-Methode.



Die Gesamtanzahl der Test-Elektronen N kann in zwei Teile aufgeteilt werden: entweder erfüllt das Elektron den Test-Schnitt (N_{pass}) oder nicht (N_{fail}), d. h. $N = N_{pass} + N_{fail}$. Die Menge der *tag*-Elektronen N_{tag} wiederum ist eine Untermenge von N_{pass} , wobei $N_{pass} = N_{tag} + N_{pass-no-tag}$. Dann lauten die Effizienzen im Einzelnen

$$\varepsilon_{tag} = \frac{N_{tag}}{N} \quad (5.19)$$

$$\varepsilon_{pass} = \frac{N_{pass}}{N} \quad (5.20)$$

$$\varepsilon_{fail} = \frac{N_{fail}}{N} = \frac{N - N_{pass}}{N} = 1 - \varepsilon_{pass} \quad (5.21)$$

$$\varepsilon_{pass-no-tag} = \frac{N_{pass} - N_{tag}}{N} = \varepsilon_{pass} - \varepsilon_{tag}. \quad (5.22)$$

Es wird nun die Annahme gemacht, dass die Elektronen unkorreliert sind [46]. Das bedeutet, dass die Effizienz, ein zweites Elektron zu rekonstruieren, **nicht** davon abhängt, *ob* das erste Elektron rekonstruiert worden ist oder *wo* das erste rekonstruiert worden ist. Dann folgt für die Effizienzen der oben definierten Klassen

$$\varepsilon_{tt} = \varepsilon_{tag}^2 \quad (5.23)$$

$$\varepsilon_{tp} = 2\varepsilon_{tag}(\varepsilon_{pass} - \varepsilon_{tag}) \quad (5.24)$$

$$\varepsilon_{tf} = 2\varepsilon_{tag}(1 - \varepsilon_{pass}). \quad (5.25)$$

Der Faktor 2 in ε_{tp} (und ε_{tf}) folgt wegen

$$\varepsilon_{tp} \equiv \varepsilon_{t1p2} + \varepsilon_{p1t2} = \varepsilon_{tag}(\varepsilon_{pass} - \varepsilon_{tag}) + (\varepsilon_{pass} - \varepsilon_{tag})\varepsilon_{tag} = 2\varepsilon_{tag}(\varepsilon_{pass} - \varepsilon_{tag}). \quad (5.26)$$

Es wird nicht zwischen 1. und 2. Elektron unterschieden. Die Effizienz für den Test-Schnitt lautet dann

$$\begin{aligned} \varepsilon_{Test-Schnitt} &= \frac{2(tt) + (tp)}{2(tt) + (tp) + (tf)} \\ &= \frac{2\varepsilon_{tag}^2 + 2\varepsilon_{tag}(\varepsilon_{pass} - \varepsilon_{tag})}{2\varepsilon_{tag}^2 + 2\varepsilon_{tag}(\varepsilon_{pass} - \varepsilon_{tag}) + 2\varepsilon_{tag}(1 - \varepsilon_{pass})} \\ &= \frac{2\varepsilon_{tag}\varepsilon_{pass}}{2\varepsilon_{tag}\varepsilon_{pass} + 2\varepsilon_{tag} - 2\varepsilon_{tag}\varepsilon_{pass}} \equiv \varepsilon_{pass}. \end{aligned} \quad (5.27)$$

Jede der einzelnen Verteilungen (tt), (tp), (tf) wird – je nach Effizienz des Schnitts – in der Verteilung der invarianten Dielektronenmasse eine mehr oder weniger deutliche Resonanz bei der Z -Masse $m_Z = (91.1876 \pm 0.0021) \text{ GeV}$ [10] aufweisen.

Zunächst wird als Test-Schnitt der Schnitt auf die Variable $HM8$ untersucht (Abb. 5.7). Man kann deutlich die Z -Resonanz in den Verteilungen erkennen. Der Untergrund wurde hier – unabhängig von einem Modell – durch eine exponentiell abfallende Funktion angepasst. Das Signal $F(m)$ wird durch eine mit einer Gauß-Funktion $g(m)$ gefalteten Breit-Wigner-Funktion $b(m)$ angefitet. Die Auflösung des Kalorimeters geht hier durch die Faltung mit der Gauß-Verteilung ein; die Theorie des Z -Zerfalls sagt eine Breit-Wigner-Verteilung voraus.

Es ist

$$b(m) = p_0 \frac{\frac{\Gamma^2}{4}}{(m - p_2)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \quad (5.28)$$

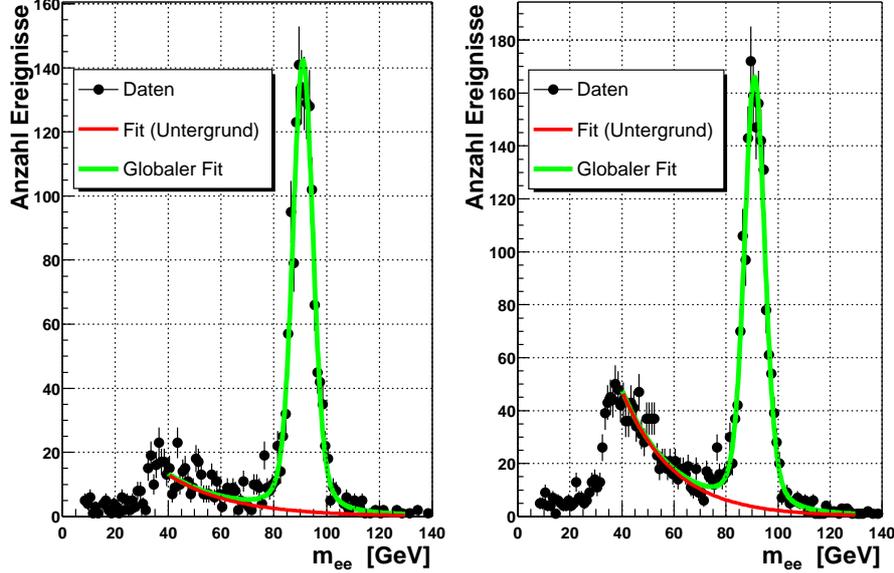
und

$$g(m) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}p_1} e^{-\frac{m^2}{2p_1^2}}. \quad (5.29)$$

Die Faltungsfunktion $F(m)$

$$F(m) = b(m) * g(m) = \int_{-\infty}^{\infty} b(y)g(m-y) dy = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{p_0}{\sqrt{2\pi}p_1} e^{-\frac{(m-y)^2}{2p_1^2}} \frac{\frac{\Gamma^2}{4}}{(y - p_2)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} dy \quad (5.30)$$

Abbildung 5.7: Verteilungen der invarianten Dielektronmasse für die Kombinationen $2(tt) + (tp)$ (links) und $2(tt) + (tp) + (tf)$ (rechts) für den Test-Schnitt *HM8*.



ist nicht elementar lösbar, sondern wird numerisch approximiert. Die freien Parameter p_0 , p_1 und p_2 haben folgende physikalische Bedeutungen:

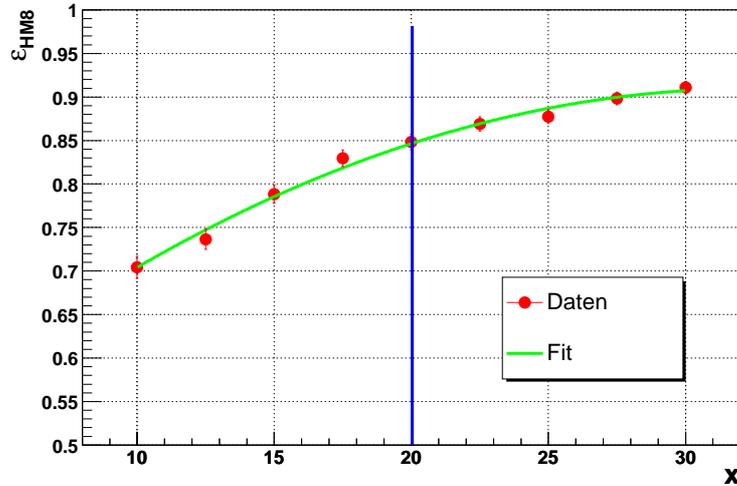
- p_0 gibt den Wirkungsquerschnitt an; da hier nur Ereignisse (ohne Umrechnung auf den Wirkungsquerschnitt) gezählt werden, hat p_0 die Bedeutung einer globalen Normierung.
- p_1 ist ein Maß für die Auflösung des Kalorimeters (hier: gemessene Breite der Z -Resonanz).
- p_2 gibt die absolute Energieskala des Kalorimeters an (hier: Masse der Z -Resonanz).

Als einzige Eingangsgröße wird die totale Breite der Z -Resonanz $\Gamma = (2.4952 \pm 0.0023) \text{ GeV}$ [10] verwendet. Aus den Fits Abb. 5.7 erhält man für die Auflösung $p_1 = (3.3 \pm 0.1) \text{ GeV}$ und für die absolute Skala $p_2 = (91.0 \pm 0.1) \text{ GeV}$.

Nun wird der Wert der Effizienz für den Schnitt auf *HM8* mit Gl. (5.27) bestimmt, indem die Ereigniszahlen für $2(tt) + (tp)$ und $2(tt) + (tp) + (tf)$ aus dem Fit ermittelt werden. Es werden nur Ereignisse im Massenfenster $80 \text{ GeV} \leq m_{ee} \leq 100 \text{ GeV}$ benutzt. Von den Werten des globalen Fits muss noch der Untergrund subtrahiert werden.

Tabelle 5.1: Resultate der Fits für *HM8*.

	Signal + Untergrund	Untergrund	Signal
$2(tt) + (tp)$	1409	34	1375 (= m)
$2(tt) + (tp) + (tf)$	1699	79	1620 (= n)

Abbildung 5.8: $HM8$ -Effizienz in Abhängigkeit von der Wahl der Schnittgrenze $HM8 < x$.

$$\left. \begin{array}{l} m = 1375 \\ n = 1620 \end{array} \right\} \Rightarrow \varepsilon_{HM8} = \frac{m}{n} \pm \sqrt{\frac{1}{n} \cdot \frac{m}{n} \left(1 - \frac{m}{n}\right) + \frac{1}{4n^2}} = 0.85 \pm 0.01. \quad (5.31)$$

Wie schon in Kap. 4.2.1 gezeigt wurde, hat die $HM8$ -Verteilung sehr weite Ausläufer zu hohen Werten hin. Wie sich der Schnitt von $HM8$ auf die Effizienz auswirkt, ist in Abb. 5.8 zu sehen. Es wurde bereits anhand von Abb. 4.2 diskutiert, dass durch Erhöhung des Schnitts auf $HM8$ mehr Signal gewonnen werden kann. Aus Abb. 5.8 ergibt sich z. B. für $HM8 < 30$ eine Effizienz von 91 %. Verringert man hingegen den Schnitt auf $HM8 < 10$, so können nur 70 % der Elektronen erfasst werden. Durch Abb. 5.8 und zusätzliche Betrachtung der Untergrundverteilungen in Kap. 6.1 resultiert letztendlich der hier verwendete (und zertifizierte) Schnitt von $HM8 < 20$.

Als nächstes wird als Test-Schnitt der Schnitt auf die Variable iso untersucht. Wie in Abb. 5.9 erkennbar ist, gibt es keine merklichen Unterschiede zwischen den Verteilungen $2(tt) + (tp)$ und $2(tt) + (tp) + (tf)$.

Tabelle 5.2: Resultate der Fits für iso .

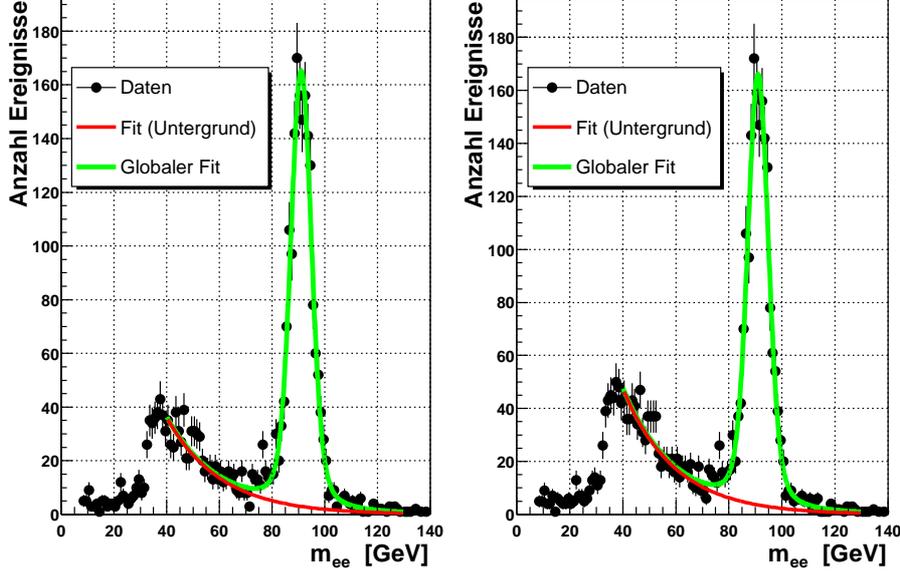
	Signal + Untergrund	Untergrund	Signal
$2(tt) + (tp)$	1682	65	1617 (= m)
$2(tt) + (tp) + (tf)$	1699	79	1620 (= n)

Als Zahlenwert für die Effizienz erhält man

$$\left. \begin{array}{l} m = 1617 \\ n = 1620 \end{array} \right\} \Rightarrow \varepsilon_{iso} = \frac{m}{n} \pm \sqrt{\frac{1}{n} \cdot \frac{m}{n} \left(1 - \frac{m}{n}\right) + \frac{1}{4n^2}} = 1.00 \pm 0.00. \quad (5.32)$$

Hier spiegelt sich die Tatsache wider, dass nur *isolierte* Elektronen untersucht werden. Der Zerfall des Z -Bosons führt aber gerade zu zwei isolierten Elektronen, so dass hier die 100%ige Effizienz des Schnitts resultiert. Durch die Anwendung der Variable iso können nicht-isolierte Elektronen nicht aufgespürt werden.

Abbildung 5.9: Verteilungen der invarianten Dielektronmasse für die Kombinationen $2(tt) + (tp)$ (links) und $2(tt) + (tp) + (tf)$ (rechts) für den Test-Schnitt *iso*.



In Abb. 5.10 sind die für die drei Test-Schnitte die Verteilungen der invarianten Dielektronmasse für die Kombination (tf) (ein Elektron passiert alle Schnitte und hat eine zugeordnete Spur, das andere Elektron passiert bereits den jeweiligen Test-Schnitt nicht) aufgetragen. Erkennt man bei der (tf) -Verteilung von *HM8* noch sehr deutlich, dass einige Elektronen zwar den Schnitt $HM8 < 20$ nicht erfüllen, aber dennoch elektronartig sind und somit die Z -Resonanz formen, so ist bei den Verteilungen von *iso* (und auch *emf*) kein resonanzartiges Verhalten bei 91 GeV mehr sichtbar. Ein zu Abb. 5.9 völlig analoges Verhalten erhält man, wenn als Test-Schnitt die Variable *emf* verwendet wird.

Tabelle 5.3: Resultate der Fits für *emf*.

	Signal + Untergrund	Untergrund	Signal
$2(tt) + (tp)$	1696	66	1630 (= m)
$2(tt) + (tp) + (tf)$	1699	79	1620 (= n)

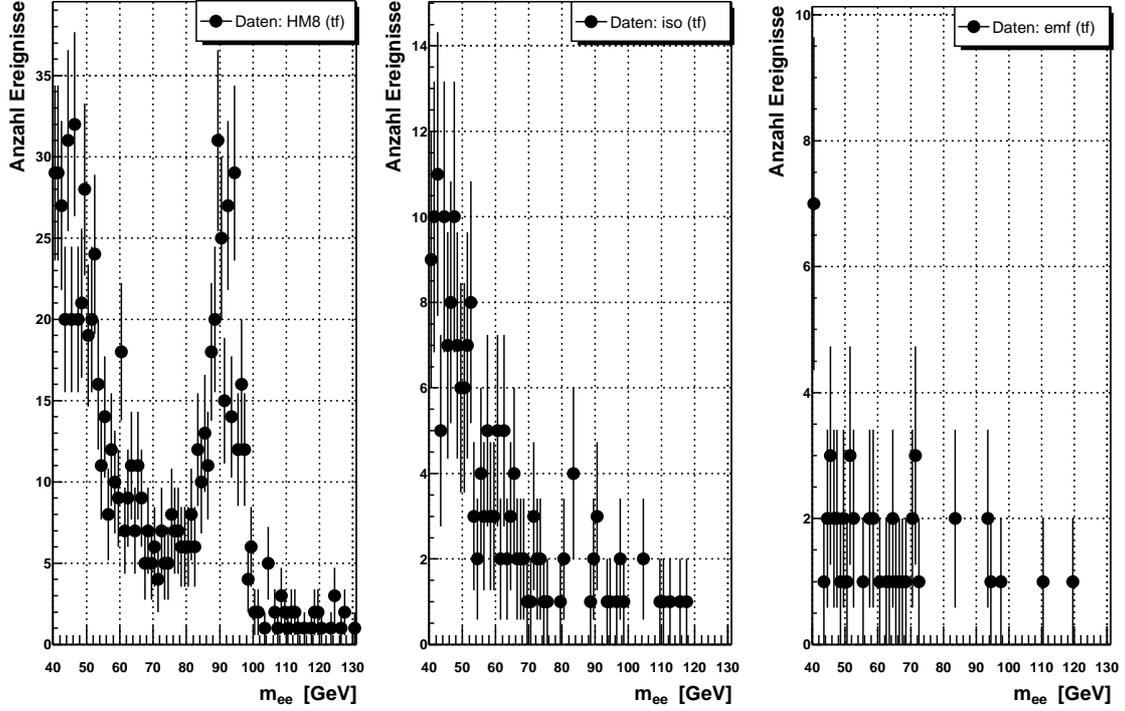
Die aus diesem Fit stammenden Werte liefern eine Effizienz von $\varepsilon_{emf} = 1.006 \pm 0.035$. Hier liegt aufgrund des nicht modellierten Untergrundes offensichtlich ein Artefakt vor ($1.006 > 1$). Da aus Abb. 5.10 hervorgeht, dass Kalorimeter-Objekte, die den Schnitt auf *emf* nicht erfüllen, sicherlich keine Elektronen sind, kann der Schnitt auf ε_{emf} als zu 100 % effizient angesehen werden, also

$$\varepsilon_{emf} = 1.00 \pm 0.00. \quad (5.33)$$

Die Variablen *emf* und *iso* schneiden keine Elektronen weg; durch den Schnitt auf *HM8* hingegen wird ein Anteil von 15 % weggeschnitten. Das Endresultat der Effizienz für die Kalorimeter-Rekonstruktion lautet damit

$$\varepsilon_{Reko} = \varepsilon_{HM8} \cdot \varepsilon_{iso} \cdot \varepsilon_{emf} = 0.85 \pm 0.01. \quad (5.34)$$

Abbildung 5.10: Vergleich der Verteilungen der invarianten Dielektronmasse für die Kombination (tf) für die Variablen HM8, iso und emf.



5.2.3 Trackmatching-Effizienz

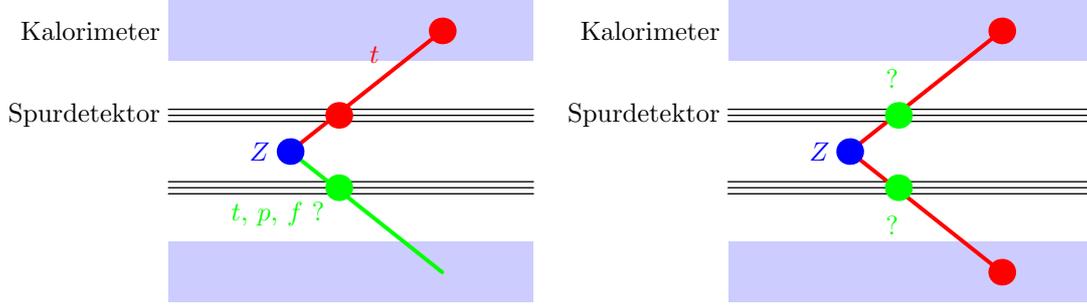
Nun wird analysiert, wie effizient einem rekonstruierten Elektron-Kandidaten eine Spur (*Track*) zugeordnet werden kann. Dazu wird zunächst die oben erläuterte *tag and probe*-Methode angewandt (Abb. 5.11, links). Diesmal wird das zweite Elektron (*probe*-Elektron) daraufhin überprüft, ob es ebenfalls dem *tag*-Kriterium genügt (*t*), oder ob es zwar eine Spur besitzt, aber die Kalorimeter-Rekonstruktion nicht erfüllt (*p*) oder ob es keine Spur besitzt (*f*). Es ist

$$(I) \quad \varepsilon_{Track} = \frac{2(tt) + (tp)}{2(tt) + (tp) + (tf)}. \quad (5.35)$$

Zur Bestimmung der Trackmatching-Effizienz ist noch ein weiterer Zugang möglich (Abb. 5.11, rechts). Dazu werden zunächst zwei Elektronen verlangt, die *beide* die Kalorimeter-Rekonstruktion erfüllen (rote Punkte im Kalorimeter). Nun wird überprüft, ob in dem Zwei-Elektronen-Ereignis keinem (Z_0), einem (Z_1) oder beiden (Z_2) Elektronen eine Spur zugeordnet werden konnte (grüne Punkte im Spurdetektor). Mit $Z = Z_0 + Z_1 + Z_2$ gilt (es wurde wieder angenommen, dass die Elektronen unkorreliert sind)³

$$Z_2 = \varepsilon_{Track}^2 Z \quad (5.36)$$

³Diese Methode könnte auch bei der Bestimmung der Effizienz der Kalorimeter-Rekonstruktion eingesetzt werden. Da dafür aber ein Datensatz mit *zwei* zu Kalorimeter-Clustern weisende Spuren erforderlich ist, wird dieses Verfahren dort aufgrund von zu niedriger Statistik nicht herangezogen.

Abbildung 5.11: Grafische Darstellung der Methoden zur Trackmatching-Effizienz.

$$Z_1 = 2\varepsilon_{Track}(1 - \varepsilon_{Track})Z \quad (5.37)$$

$$Z_0 = (1 - \varepsilon_{Track})^2 Z. \quad (5.38)$$

Der Faktor 2 in Z_1 ergibt sich dadurch, dass nicht zwischen den beiden Elektronen unterschieden wird. Damit lässt sich ε_{Track} auf zwei weitere Weisen darstellen, nämlich

$$(II) \quad \varepsilon_{Track} = \frac{Z_1 + 2Z_2}{2(Z_0 + Z_1 + Z_2)} \quad (5.39)$$

$$(III) \quad \varepsilon_{Track} = \frac{2Z_2}{Z_1 + 2Z_2}. \quad (5.40)$$

Die diversen Verteilungen der Zähler- und Nennerausdrücke in den Gln. (5.35), (5.39) und (5.40) sind in Abb. 5.12 zusammengefasst. Die Messdaten wurden wieder durch einen globalen Fit (Signal + Untergrund) mit den in Kap. 5.2.2 definierten Funktionen angefitet.

Tabelle 5.4: Resultate der Fits für die Trackmatching-Effizienz.

	Signal + Untergrund	Untergrund	Signal
$2(tt) + (tp)$	1103	32	1071
$2(tt) + (tp) + (tf)$	1606	119	1487
$Z_1 + 2Z_2$	1330	59	1271
$2(Z_0 + Z_1 + Z_2)$	1877	135	1742
$2Z_2$	950	41	909

Die einzelnen Berechnungsmethoden liefern

$$(I) \quad \Rightarrow \quad \varepsilon_{Track} = 0.7202 \pm 0.0116 \text{ (stat)} \quad (5.41)$$

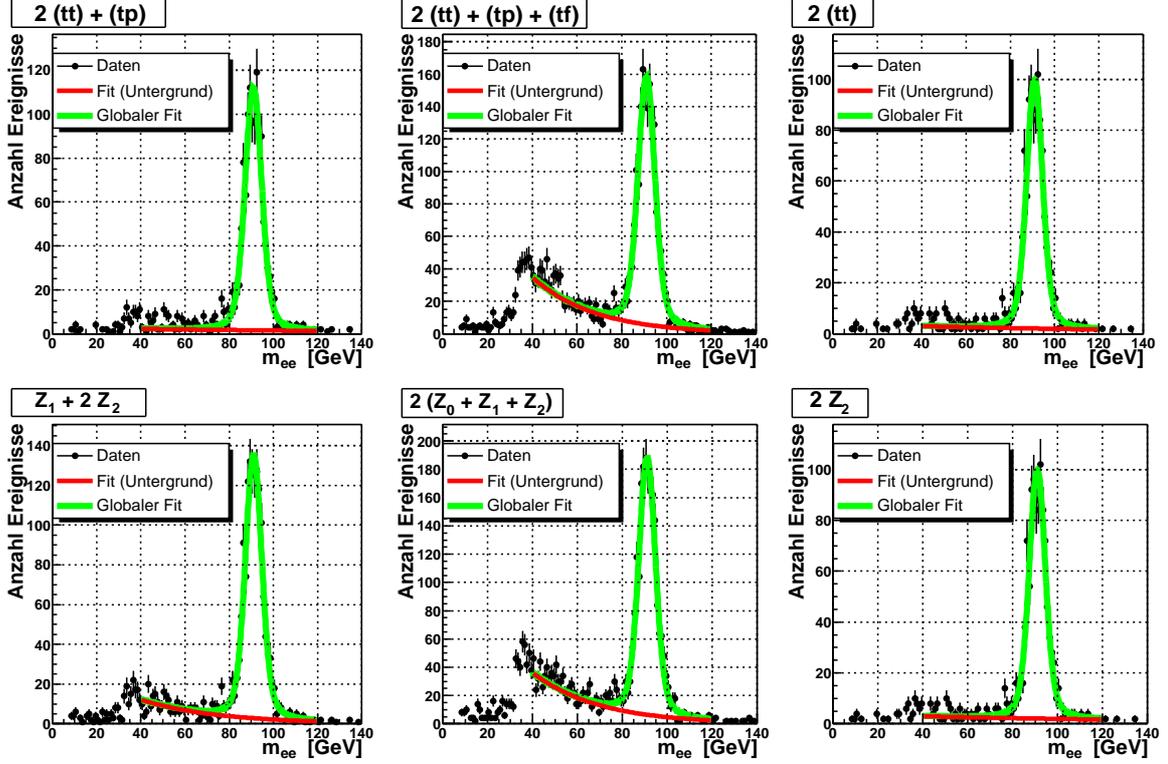
$$(II) \quad \Rightarrow \quad \varepsilon_{Track} = 0.7296 \pm 0.0106 \text{ (stat)} \quad (5.42)$$

$$(III) \quad \Rightarrow \quad \varepsilon_{Track} = 0.7152 \pm 0.0127 \text{ (stat)}. \quad (5.43)$$

Aus diesen drei Messwerten wird der Mittelwert mit dem statistischen Fehler berechnet. Da die einzelnen statistischen Fehler von derselben Größenordnung sind ($\sim \pm 0.01$), muss keine Gewichtung vorgenommen werden. Der systematische Fehler kann durch die verschiedenen Methoden abgeschätzt werden durch $\frac{1}{2}(\varepsilon_{max} - \varepsilon_{min})$, so dass folgt

$$\varepsilon_{Track} = 0.7217 \pm 0.0067 \text{ (stat)} \pm 0.0072 \text{ (sys)}. \quad (5.44)$$

Abbildung 5.12: Fits der Verteilungen zur Trackmatching-Effizienz.



Das Endergebnis der Bestimmung der Trackmatching-Effizienz lautet somit

$$\varepsilon_{Track} = 0.722 \pm 0.010. \quad (5.45)$$

5.3 Akzeptanzen

Die eingangs beschriebenen Akzeptanzen werden aus Z - bzw. W -Monte-Carlo-Simulationen (hier: PYTHIA + Detektorsimulation) bestimmt. Dabei ergibt sich folgende Komplikation: Bei dem verwendeten Datenformat kann in den Monte-Carlo-Ereignissen *nicht* auf Elektronen unmittelbar nach der Detektorsimulation zugegriffen werden, sondern erst nach vollständiger Rekonstruktion⁴. Es ist also nur eine Akzeptanz A^* messbar

$$A^* = A \cdot \varepsilon_{Reko}^{MC}. \quad (5.46)$$

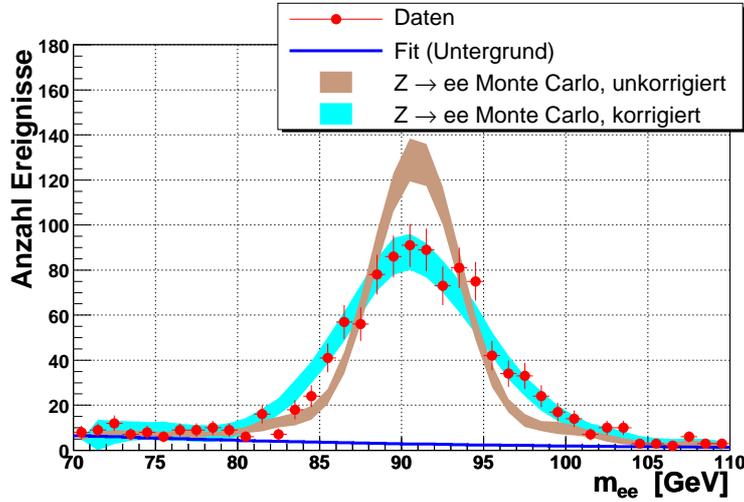
Um auf A zurückrechnen zu können, wird im nächsten Kapitel zunächst die Rekonstruktions-Effizienz für Elektronen aus Monte-Carlo-Ereignissen ermittelt.

⁴Dies liegt daran, dass ausschließlich die Ausgabe von TOPANALYZE verwendet wird. Dort können Ereignisse auf der Ebene des reinen Generators (hier: PYTHIA) oder erst nach Detektor-Simulation **und** Rekonstruktion analysiert werden. In den ursprünglichen *Thumbnails* hingegen kann auch auf Informationen nach Detektor-Simulation, d. h. vor der vollständigen Rekonstruktion, zugegriffen werden.

5.3.1 Korrektur der Monte-Carlo-Simulationen und Effizienz der Rekonstruktion

Bevor aus den Monte-Carlo-Simulationen Akzeptanzen extrahiert werden können, muss überprüft werden, ob die gemessenen Daten mit den Simulationen vergleichbar sind. Dazu ist in Abb. 5.13 die invariante Masse aus Ereignissen mit zwei Elektronen einmal für Daten und für einen unkorrigierten Monte-Carlo-Datensatz (PYTHIA + Detektorsimulation) aufgetragen. Der Untergrund wurde wie bisher durch einen exponentiellen Abfall angefitet. Die Normierung ist hier so gewählt, dass die Summe der Einträge im Intervall $[70 \text{ GeV}, 110 \text{ GeV}]$ bei Daten und Monte-Carlo-Ereignissen die gleiche ist. Es fällt auf, dass

Abbildung 5.13: Vergleich der invarianten Dielektronmasse zwischen Daten, korrigierten und unkorrigierten Monte-Carlo-Simulationen.



die unkorrigierten Monte-Carlo-Ereignisse die Z -Resonanz nur unzureichend beschreiben: die gemessene Breite ist in den Daten wesentlich größer, d. h. die Auflösung des Kalorimeters wurde in der Monte-Carlo-Simulation überschätzt. Daher wird nachträglich eine Verschmierung der Energie der Elektronen vorgenommen [32]

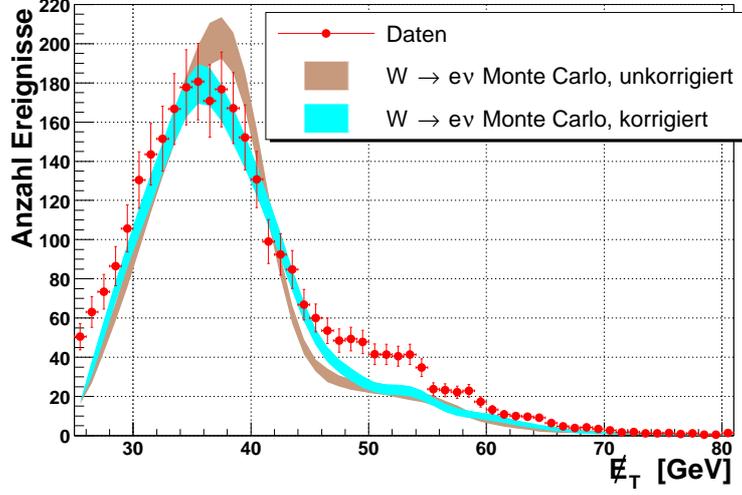
$$E'_{MC} = E_{MC} + 0.047 \cdot g(0, 1) \cdot E_{MC} \quad (5.47)$$

mit der ursprünglichen Elektron-Energie E_{MC} und einer $(0,1)$ -gaussverteilten Zufallszahl. Mithilfe der neuen Energie E'_{MC} werden alle Impulse neu berechnet (an den Variablen η und ϕ hat sich nichts geändert). Das Resultat der zusätzlichen Energieverschmierung ist ebenfalls in Abb. 5.13 zu sehen: Es lässt sich eine wesentlich bessere Übereinstimmung zwischen den gemessenen und den simulierten Daten feststellen.

Die Messung der fehlenden Energie wird in der Monte-Carlo-Simulation ebenfalls überschätzt. Dafür gibt es momentan keine zertifizierte Anpassung, so dass hier durch Vergleich der Verteilung der fehlenden Energie aus W -Zerfällen in Daten und Monte-Carlo-Ereignissen (PYTHIA + Detektorsimulation) eine zur Elektron-Energie analoge Verschmierung angesetzt wird. Zunächst werden die Elektron-Impulse in transversaler Richtung $\vec{p}'_{T,MC}$ und deren Korrektur $\vec{p}'_{T,MC}$ berücksichtigt

$$\vec{E}'_{T,MC} = \vec{E}_{T,MC} + \vec{p}_{T,MC} - \vec{p}'_{T,MC}, \quad (5.48)$$

Abbildung 5.14: Vergleich der fehlenden Energie (missing transverse energy, \cancel{E}_T) zwischen Daten, korrigierten und unkorrigierten Monte-Carlo-Simulationen.



daran anschließend wird die gaussische Verschmierung durchgeführt

$$\cancel{E}''_{T,MC} = \cancel{E}'_{T,MC} + 0.06 \cdot g(0, 1) \cdot \cancel{E}'_{T,MC}. \quad (5.49)$$

Die Verschmierung ist so optimiert, dass das verschmierte Monte-Carlo möglichst „gut“ die Daten beschreibt; dies ist der Fall für 0.06. Das Resultat der Verschmierung (s. Abb. 5.14) ist nicht so überzeugend wie im Fall der Elektron-Energie. Dennoch kann man erkennen, dass die Lage des Maximums nun wesentlich besser mit den Daten übereinstimmt. Ebenso ist der starke Abfall durch die Verschmierung aufgeweicht worden. Die relativ große Differenz zwischen Daten und Monte-Carlo-Simulationen im Bereich von 45 GeV bis 60 GeV lässt sich *nicht* durch weitere Variation der Stärke der Verschmierung (d. h. Veränderung von 0.06) verringern, da dadurch der Gesamtverlauf des Spektrums wesentlich verändert wird.

In die Messung der fehlenden Energie gehen aufgrund der Energieerhaltung in transversaler Richtung auch ungenau gemessene Energiedepositionen im gesamten Kalorimeter ein. Da dabei viele Faktoren (Kalibration des hadronischen und elektromagnetischen Kalorimeters einzeln und zueinander, *jet energy scale*) berücksichtigt bzw. simuliert werden müssen, kann a priori nicht davon ausgegangen werden, dass eine gaussische Verschmierung dies alles richtig beschreibt⁵. Im Rahmen dieser Analyse wird das W -Monte-Carlo nachfolgend dennoch gemäß Gln. (5.48) und (5.49) angepasst.

Die Effizienz der Kalorimeter-Rekonstruktion wird nun mit den korrigierten Z -Monte-Carlo-Ereignissen durchgeführt. Dazu wird wieder die *tag and probe*-Methode auf jeden Schnitt (*emf*, *iso*, *HM8*) angewandt. Es ist allerdings hier kein Fit durchzuführen, sondern es werden Ereignisse im Massenfenster $80 \text{ GeV} \leq m_{ee} \leq 100 \text{ GeV}$ gezählt. Es ergibt sich durch Multiplikation der einzelnen Beiträge

$$\varepsilon_{Reko}^{MC} = 0.9742 \pm 0.0033. \quad (5.50)$$

⁵In der Literatur wird die Korrektur der fehlenden Energie durch sog. *recoil*-Studien durchgeführt. Dabei geht die Kinematik der mit dem W -Boson produzierten hadronischen Reste (*unclustered energy*) ein. Eine ausführliche Behandlung dieser Methode findet man z. B. in [48].

Diese Effizienz ist wesentlich höher als die aus Daten bestimmte Effizienz ($\varepsilon_{Reko} = 0.85 \pm 0.01$). Auch hier stellt man fest, dass die Detektorsimulation – trotz Verschmierung der Energien – das Kalorimeter nicht hinreichend beschreibt. Daher wird für die Analyse die aus Daten ermittelte Effizienz verwendet.

Tabelle 5.5: Resultate der einzelnen Fits für die Rekonstruktions-Effizienz aus Monte-Carlo-Simulationen.

	<i>HM8</i>	<i>iso</i>	<i>emf</i>
$2(tt) + (tp)$	2376	2428	2432
$2(tt) + (tp) + (tf)$	2433	2433	2433
ε^{MC}	0.9766 ± 0.0031	0.9979 ± 0.0009	0.9996 ± 0.0005

5.3.2 Akzeptanzen für W - und Z -Ereignisse

Mit den „präparierten“ W -Monte-Carlo-Ereignissen und der Rekonstruktions-Effizienz für Monte-Carlo-Ereignisse kann nun die Akzeptanz für W -Ereignisse ermittelt werden

$$A_W^* = A_W \cdot \varepsilon_{Reko}^{MC} = \frac{N_W^*}{N_W}. \quad (5.51)$$

Von N_W generierten Ereignissen (mit Elektronen in $-\infty < \eta < \infty$) passieren N_W^* die Akzeptanzschnitte Gl. (5.12) **und** die Kalorimeter-Rekonstruktion.

Bei der Bestimmung der Akzeptanz für Z -Ereignisse Gl. (5.8) ist zu beachten, dass zwei rekonstruierte Elektronen im Endzustand auftreten, so dass ε_{Reko}^{MC} quadratisch eingeht (unter der Annahme, dass die beiden Elektronen unabhängig voneinander rekonstruiert werden)

$$A_Z^* = A_Z \cdot (\varepsilon_{Reko}^{MC})^2 = \frac{N_Z^*}{N_Z}. \quad (5.52)$$

Tabelle 5.6: Resultate für die Akzeptanzen für W - und Z -Ereignisse aus Monte-Carlo-Simulationen.

	generierte Ereignisse	Ereignisse nach allen Schnitten	$A_{W,Z}^*$	$A_{W,Z}$
W	$N_W = 49500$	$N_W^* = 10241$	0.2069 ± 0.0018	0.212 ± 0.002
Z	$N_Z = 13000$	$N_Z^* = 1420$	0.1092 ± 0.0027	0.115 ± 0.003

Der Hauptbeitrag zu systematischen Effekten ist der Wahl der Partondichteverteilung (*pdf*) zuzuschreiben. Die vorliegenden Monte-Carlo-Ereignisse basieren auf der Verteilung CTEQ4L [49]. Werden andere Partondichteverteilungen zugrunde gelegt (GRV98LO [50], MRST-LO [51], CTEQ5L [52]), so ist die Variation der Akzeptanz von der Größenordnung $\pm 1.5\%$ (nach [53]). Damit folgt

$$A_W = 0.212 \pm 0.002 \text{ (stat)} \pm 0.003 \text{ (sys)} \quad (5.53)$$

$$A_Z = 0.115 \pm 0.003 \text{ (stat)} \pm 0.002 \text{ (sys)}. \quad (5.54)$$

Das Endresultat der Akzeptanzbestimmung für W - und Z -Ereignisse lautet

$$A_W = 0.212 \pm 0.004 \quad (5.55)$$

$$A_Z = 0.115 \pm 0.004. \quad (5.56)$$

Ein Großteil der Elektronen geht durch den Schnitt auf $|\eta| \leq 1.1$ verloren. Bei der Untersuchung der Z -Zerfälle stellt man fest, dass in den meisten Fällen ein Elektron in $|\eta| \leq 1.1$, das andere in $|\eta| > 1.1$ emittiert wird. Nur in einem geringen Anteil von Z -Zerfällen werden beide Elektronen in $|\eta| \leq 1.1$ emittiert. Der Einfluss der geometrischen Akzeptanz beträgt etwa 80 % (s. u.).

5.3.3 Geometrische Akzeptanz des Kalorimeters

Zur Bestimmung der geometrischen Akzeptanz A werden zwei verschiedene Verfahren herangezogen. Das erste Verfahren verwendet den W -Monte-Carlo-Datensatz. Die oben definierte Akzeptanz A_W^* wird dazu wie folgt zerlegt

$$A_W^* = A_W \cdot \varepsilon_{Reko}^{MC} = A_W^{Rest} \cdot A \cdot \varepsilon_{Reko}^{MC} = \frac{N_W^*}{N_W}. \quad (5.57)$$

Bei N_W generierten Ereignissen passieren N_W^* die Akzeptanzschnitte **und** die Kalorimeter-Rekonstruktion. In A_W^{Rest} wird nun *nicht* mehr explizit verlangt, dass sich das Elektron im Akzeptanzbereich des Kalorimeters, d. h. außerhalb der ϕ -Übergänge im elektromagnetischen Kalorimeter, befinden muss. Nun kann zusätzlich eine zweite Akzeptanz A_W^{**} für W -Ereignisse definiert werden, in der das Elektron beliebig im Detektor (d. h. *ohne* Einschränkung auf ϕ) rekonstruiert werden kann

$$A_W^{**} = A_W^{Rest} \cdot \varepsilon_{Reko}^{MC} = \frac{N_W^{**}}{N_W}. \quad (5.58)$$

Bei N_W generierten Ereignissen passieren N_W^{**} die Kalorimeter-Rekonstruktion **ohne** zu überprüfen, ob sich das Elektron außerhalb der ϕ -Übergänge befindet. Diese Größe wird – ebenso wie A_W^* – aus den Monte-Carlo-Ereignissen ermittelt, so dass für die geometrische Akzeptanz des Kalorimeters A folgt

$$A = \frac{A_W^*}{A_W^{Rest} \cdot \varepsilon_{Reko}^{MC}} = \frac{A_W^*}{A_W^{**}} = \frac{N_W^*}{N_W^{**}}. \quad (5.59)$$

Durch die so definierte Referenzmessung kann die geometrische Akzeptanz aus W -Ereignissen bestimmt werden. Werden N_W Ereignisse generiert, von denen N_W^* bzw. N_W^{**} die jeweiligen Anforderungen erfüllen, so ist

$$(I) \quad A = 0.8116 \pm 0.0035 \text{ (stat)}. \quad (5.60)$$

Als zweites Verfahren wird wieder die *tag and probe*-Methode herangezogen und auf den Z -Monte-Carlo-Datensatz angewandt. Das *probe*-Elektron wird daraufhin überprüft, ob es im Akzeptanzbereich des Kalorimeters liegt oder nicht. Es werden Ereignisse im Intervall $80 \text{ GeV} \leq m_{ee} \leq 100 \text{ GeV}$ gezählt. Auch hier wird angenommen, dass die beiden

Tabelle 5.7: Resultat für die geometrische Akzeptanz aus Monte-Carlo-Simulationen (W).

N_W	N_W^*	N_W^{**}	A_W^*	A_W^{**}	A
49500	10241	12618	0.2069 ± 0.0018	0.2549 ± 0.0020	0.8116 ± 0.0035

Tabelle 5.8: Resultat für die geometrische Akzeptanz aus Monte-Carlo-Simulationen (Z).

	Signal
$2(tt) + (tp)$	2629
$2(tt) + (tp) + (tf)$	3341

Elektronen voneinander unabhängig sind. Mit den Ereigniszahlen aus der Analyse der Z -Zerfälle erhält man also

$$(II) \quad A = 0.7869 \pm 0.0071 \text{ (stat)}. \quad (5.61)$$

Da die aus völlig unterschiedlichen Methoden bestimmten Akzeptanzen mit verschiedenen Fehlern behaftet sind, muss für den statistischen Fehler der gewichtete Mittelwert [47] gebildet werden. Der systematische Fehler kann aus der Differenz abgeschätzt werden durch $\frac{1}{2}(A_{max} - A_{min})$, so dass folgt

$$(I) + (II) \quad \Rightarrow \quad A = 0.8068 \pm 0.0031 \text{ (stat)} \pm 0.0124 \text{ (sys)}. \quad (5.62)$$

Das Endergebnis für die geometrische Akzeptanz des Kalorimeters, die aus zwei unterschiedlichen Zerfällen (W , Z) bestimmt wurde, lautet somit

$$A = 0.807 \pm 0.013. \quad (5.63)$$

Da in die Akzeptanz nur rein geometrische Eigenschaften des elektromagnetischen Kalorimeters eingehen (vgl. Kap. 4.2.1), ist diese unabhängig vom Prozess der Elektronproduktion.

Kapitel 6

Untergrund

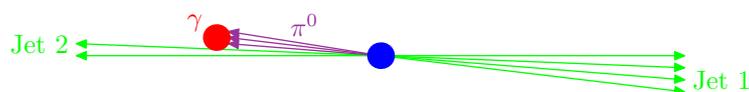
Auch der Untergrund hat ein festes Fundament.

Stefan Schütz

Die Elektronen (besser „Elektron-Kandidaten“) können im Kalorimeter als elektromagnetische Objekte rekonstruiert werden. Da Photonen aber auf die gleiche Art und Weise mit dem elektromagnetischen Kalorimeter wechselwirken (d. h. elektromagnetische Schauer ausbilden), muss nun ein Kriterium gefunden werden, welches eine möglichst signifikante Trennung zwischen Elektronen und Photonen ausmacht. Dieses Kriterium ist die Anforderung einer dem Kalorimeter-Cluster zugeordneten („gematchten“) Spur. Dabei stellt sich nun die Frage, wie gut das Signal vom nicht-elektronischen Anteil im Kalorimeter absepariert werden kann bzw. welcher Anteil des Untergrundes die Kalorimeter-Rekonstruktion und den Schnitt einer zugeordneten Spur passiert.

An einem Hadron-Beschleuniger sind Prozesse, die über die Quantenchromodynamik (QCD) ablaufen, dominant, z. B. $q_i q_j \rightarrow q_i q_j$ oder $q_i \bar{q}_i \rightarrow gg$. Bei solchen Prozessen entstehen Quarks (bzw. Antiquarks und Gluonen) im Endzustand, die hadronisieren und als Jets im Detektor nachgewiesen werden können. Als Teilchen eines Jets entstehen beispielsweise geladene Pionen und Kaonen; insbesondere werden auch neutrale Pionen π^0 in den Jets erzeugt. Diese zerfallen fast ausschließlich in zwei Photonen: $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ mit $B(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma) = 0.98798 \pm 0.00032$ [10]. Besteht ein Jet – neben einigen geladenen

Abbildung 6.1: Zwei-Jet-Ereignis, wobei ein Jet als Elektron mit Spur rekonstruiert wird (schematisch).



Teilchen – vorwiegend aus neutralen Pionen (s. Abb. 6.1), so kann dies zu einem falsch identifizierten Elektron (*fake*-Elektron) führen, da die geladenen Anteile des Jets Spuren

hinterlassen und die Photonen aus dem Zerfall der Pionen eine große Menge an Energie im elektromagnetischen Kalorimeter deponieren. Dadurch wird dem Photon, welches die Kalorimeter-Rekonstruktion ebenso wie ein Elektron erfüllt, eine Spur zugeordnet. Die Wahrscheinlichkeit, mit der den Photonen aus den QCD-Jets eine Spur zugeordnet wird, heisst Fehlidentifikations-Rate f_{Track} (*fake-Rate*) mit

$$f_{Track} = \frac{\text{als Elektron rekonstruierte QCD-Jets mit Spur}}{\text{alle als Elektron rekonstruierten QCD-Jets}} \quad (6.1)$$

Im Folgenden wird anhand einer Klasse von Ereignissen mit zwei Jets im Endzustand ermittelt, wie hoch die Rate f_{Track} ist. Im Anschluss daran wird die *Matrix-Methode* erläutert, die mithilfe der Spurinformaton eine saubere Trennung von Signal- und Untergrund-Ereignissen erlaubt.

6.1 Fehlidentifikation von Elektronen

Es werden Ereignisse mit (genau) zwei Jet-Kandidaten und (genau) einem Elektron-Kandidaten herangezogen, die jeweils die in Kap. 4.2 definierten Kriterien erfüllen. In

Abbildung 6.2: Winkel α_{ej} zwischen Elektron-Kandidat und Jet.

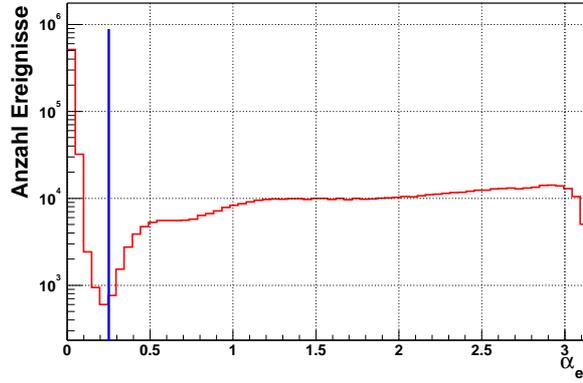


Abb. 6.2 ist nun aufgetragen, welchen Winkel der Elektron-Kandidat und der nächste Jet aus dem so definierten Datensatz zueinander bilden. Der Winkel α_{ej} ist hier definiert über das Skalarprodukt der Impulsvektoren von Elektron \vec{p}_e und Jet \vec{p}_j

$$\vec{p}_e \cdot \vec{p}_j = |\vec{p}_e| \cdot |\vec{p}_j| \cdot \cos \angle(e, j) = |\vec{p}_e| \cdot |\vec{p}_j| \cdot \cos \alpha_{ej}. \quad (6.2)$$

Nun wird verlangt, dass ein Jet die Bedingung $\alpha_{ej} < 0.25$ und der andere Jet $\alpha_{ej} > 0.25$ erfüllt (die blaue Linie markiert $\alpha_{ej} = 0.25$). Die Bedingung $\alpha_{ej} < 0.25$ bedeutet, dass ein Kalorimeter-Objekt gleichzeitig als Jet und als Elektron rekonstruiert wurde. Der Jet bestand wahrscheinlich – wie in Abb. 6.1 skizziert – aus einer Vielzahl von Pionen, die elektromagnetisch zerfallen sind und so die Elektron-Identifikation erfüllt haben. Von dem Jet mit $\alpha_{ej} > 0.25$ wird nun eine strengere Jet-Identifikation verlangt: dieser Jet darf beispielsweise nur einen sehr geringen Anteil an Energie ($emf < 0.7$) im elektromagnetischen Kalorimeter deponieren. Trägt man nun von den Ereignissen, die diese Schritte passiert haben, die Differenz der Azimutalwinkel der Jets $|\Delta\phi_{jj}| = |\phi_{j1} - \phi_{j2}|$ auf, so ergibt sich

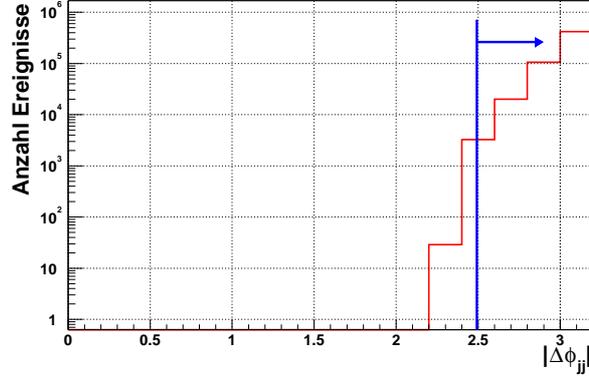
Abbildung 6.3: Differenz der Azimuthalwinkel $|\Delta\phi_{jj}|$ der beiden Jets.

Abb. 6.3. Daraus folgt, dass im Wesentlichen Zwei-Jet-Ereignisse selektiert worden sind, die in ϕ -Richtung „Rücken an Rücken“ (*back to back*) liegen, d. h. $|\Delta\phi_{jj}| \approx \pi$ aufweisen. Der Schnitt $|\Delta\phi_{jj}| > 2.5$ (blau eingezeichnet) erhöht die Reinheit des Datensatzes.

Mit den oben definierten Selektionen auf Zwei-Jet-Ereignisse kann nun in Abhängigkeit von verschiedenen Variablen überprüft werden, ob dem Elektron-Kandidaten eine Spur zugeordnet worden ist. Zunächst ist in Abb. 6.4 das Verhalten von f_{Track} bezüglich der fehlenden Transversalenergie in den selektierten Zwei-Jet-Ereignissen zu sehen. Im linken Histogramm sind Ereignisse mit Elektron-Kandidaten aufgetragen, wobei der Anteil mit zugeordneter Spur gesondert eingetragen ist. Das Verhältnis (rechts aufgetragen) gibt die Fehlidentifikations-Rate f_{Track} an. Man erkennt, dass die Rate für $\cancel{E}_T < 20 \text{ GeV}$ konstant ist und dann mit steigender fehlender Energie rapide zunimmt. Dies bedeutet, dass in Ereignissen mit hoher fehlender Energie häufig dem Elektron-Kandidaten eine Spur zugeordnet werden kann. Das liegt daran, dass dort *reale* Elektronen produziert werden, die eine Spur im Spurdetektor hinterlassen. Die hohe fehlende Energie deutet auf ein Neutrino hin, somit spielt ab $\cancel{E}_T > 20 \text{ GeV}$ die Produktion von $W + \text{Jet}$ -Ereignissen eine Rolle, in denen das W -Boson in ein Neutrino und ein Elektron zerfällt. Um diese realen Elektronen auszuschließen, wird ein Fit im Intervall $0 \text{ GeV} \leq \cancel{E}_T \leq 20 \text{ GeV}$ ausgeführt mit dem Resultat

$$(I) \quad f_{Track} = 0.02493 \pm 0.00074 \text{ (stat)}. \quad (6.3)$$

Um zu zeigen, dass es sich hierbei um reale Elektronen handelt, wird ein Monte-Carlo-Datensatz für $W + \text{Zwei-Jet}$ -Ereignisse herangezogen. Durchlaufen diese Ereignisse dieselben Schnitte wie die Daten, so erhält man Abb. 6.5. Die Rate, mit der einem Elektron-

Tabelle 6.1: Einfluss des Schnittes auf die fehlende Energie \cancel{E}_T .

$N_{Wjj}^{gen} = 26556$	$\cancel{E}_T < 40 \text{ GeV}$	$\cancel{E}_T < 15 \text{ GeV}$
alle Elektron-Kandidaten	89	16
Elektron-Kandidaten mit Spur	76	14

Kandidaten eine Spur zugeordnet werden kann, beträgt nun – unabhängig von der fehlenden Energie – etwa 0.85, da es sich um reale Elektronen aus dem W -Zerfall handelte. In der linken Abbildung ist zum Vergleich der ursprüngliche Zwei-Jet-Datensatz eingezeichnet. Die Daten sind so skaliert, dass das Histogramm mit den Elektron-Kandidaten

Abbildung 6.4: Rate der Fehlidentifikation f_{Track} in Abhängigkeit von der fehlenden Energie \cancel{E}_T .

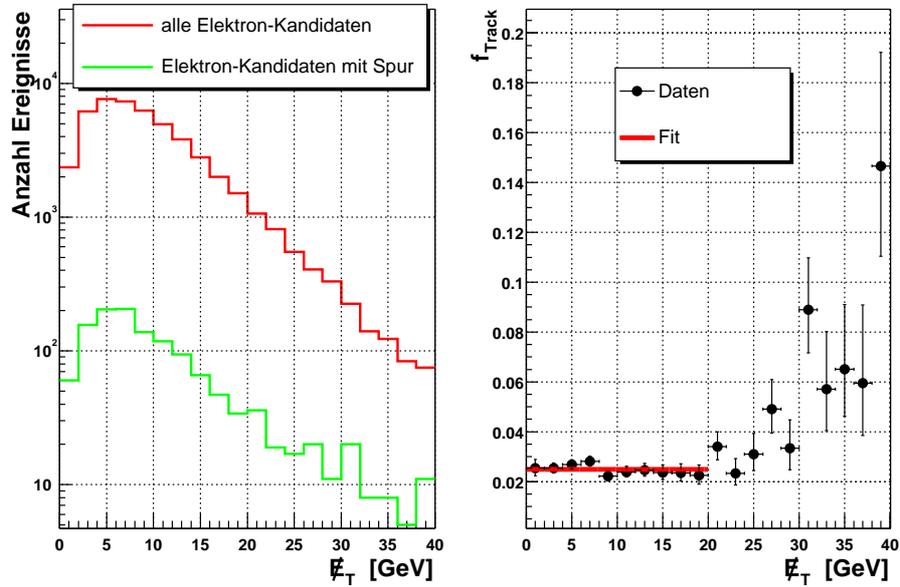
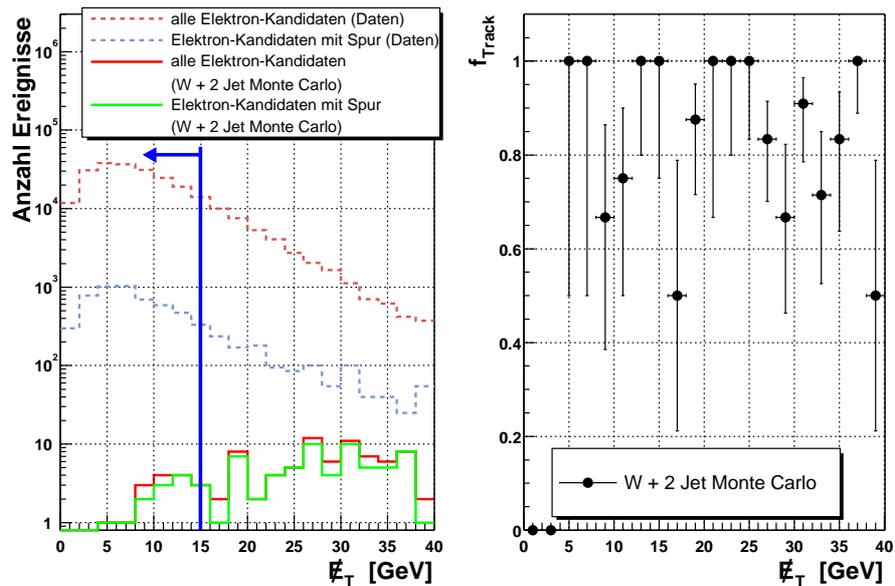


Abbildung 6.5: Rate der Fehlidentifikation f_{Track} in Abhängigkeit von der fehlenden Energie \cancel{E}_T im Vergleich zu W +Zwei-Jet-Ereignissen.



mit Spur stets oberhalb der W +Zwei-Jet-Ereignisse liegt, da sicherlich noch andere Prozesse berücksichtigt werden müssen. Diese Skalierung dient hier nur zu einer *qualitativen* Abschätzung. Man erkennt (in der halblogarithmischen Auftragung), dass der Beitrag der W +Zwei-Jet-Produktion bei fehlenden Energien unterhalb von 15 GeV keine Rolle spielt und somit die realen Elektronen (in dieser Analyse „Untergrund“) nicht zu f_{Track} beitragen.

Eine weitere Quelle von realen Elektronen in Zwei-Jet-Ereignissen ist der Zerfall $Z \rightarrow \tau\tau$, wobei das eine τ leptonisch, das andere hadronisch zerfällt. Dieser Beitrag kann um einen Faktor 7 reduziert werden, indem die Spurmultiplicität des dem Elektron-Kandidaten entgegen gerichteten Jets hoch angesetzt wird (hier: $N_{mult} \geq 5$). Eine Spurmultiplicität von 5 bedeutet, dass einem Jet 5 Spuren im Spurdetektor zugeordnet werden können. Da das τ bevorzugt in hadronische Endzustände mit *wenigen* Teilchen zerfällt, wird $N_{mult} \geq 5$ gewählt¹. In Abb. 6.6 ist der Einfluss der Spurmultiplicität auf simulierte

Abbildung 6.6: Einfluss der Spurmultiplicität in $Z \rightarrow \tau\tau$ -Ereignissen.

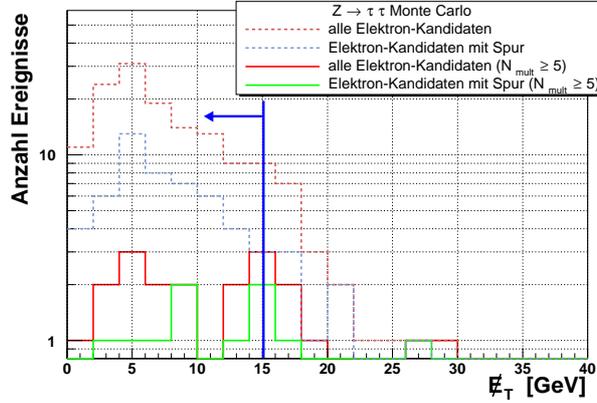


Tabelle 6.2: Einfluss der Spurmultiplicität ($\cancel{E}_T < 15 \text{ GeV}$).

$N_Z^{gen} = 53500$	$N_{mult} \geq 1$	$N_{mult} \geq 5$
alle Elektron-Kandidaten	130	15
Elektron-Kandidaten mit Spur	51	8

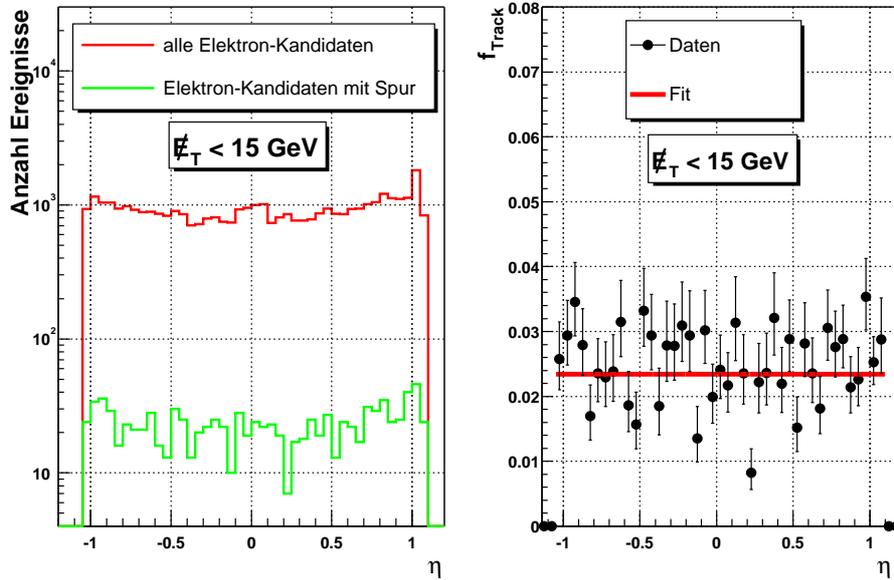
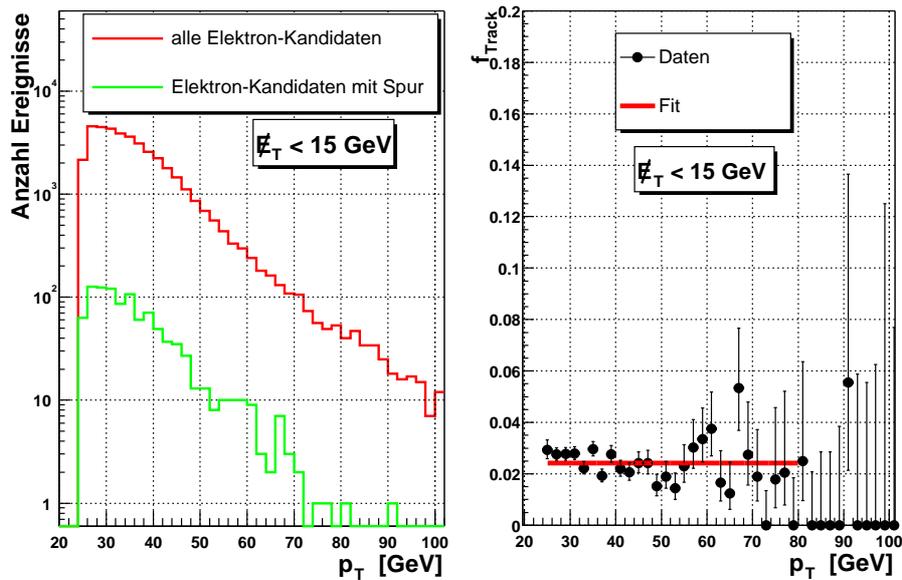
$Z \rightarrow \tau\tau$ -Ereignisse zu sehen; die absoluten Zahlen können Tab. 6.2 entnommen werden. Die Anzahl von τ -Ereignissen mit realen Elektronen, die den Multiplizitäts-Schnitt passieren, ist gegen die Zahl von W +Jet-Ereignissen mit Elektronen vernachlässigbar². Somit kann insgesamt der Anteil von real produzierten Elektronen im Datensatz mit den Zwei-Jet-Ereignissen vernachlässigt werden.

Die nun folgenden Betrachtungen beziehen sich auf Ereignisse mit $\cancel{E}_T < 15 \text{ GeV}$. In Abb. 6.7 ist die Rate der Fehlidentifikation in Abhängigkeit von der Variable η aufgetragen. Man erkennt eine über den Zentralbereich des Detektors konstante Rate von

$$(II) \quad f_{Track} = 0.02343 \pm 0.00076 \text{ (stat)}. \quad (6.4)$$

¹Einige Beispiele aus [10]: $B(\tau^- \rightarrow \pi^- \nu_\tau) = 0.1106 \pm 0.0011$, $B(\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \nu_\tau) = 0.2541 \pm 0.0014$.

²Dies kann abgeschätzt werden durch $\sigma(p\bar{p} \rightarrow W + X) \cdot B(W \rightarrow e\nu) \gg \sigma(p\bar{p} \rightarrow Z + X) \cdot B(Z \rightarrow \tau\tau) \cdot B(\tau \rightarrow e\nu)$

Abbildung 6.7: Rate der Fehlidentifikation f_{Track} in Abhängigkeit von η ($\cancel{E}_T < 15 \text{ GeV}$).Abbildung 6.8: Rate der Fehlidentifikation f_{Track} in Abhängigkeit vom Transversalimpuls p_T ($\cancel{E}_T < 15 \text{ GeV}$).

Abschließend wird das Verhalten von f_{Track} bezüglich des Transversalimpulses betrachtet (Abb. 6.8). Man erkennt, dass die Rate über den Bereich konstant bleibt. Die untere Impulsgrenze von 25 GeV ist eine Konsequenz der Vorselektion der Daten ($p_T > 25 \text{ GeV}$). Wird an die Daten im Intervall $[25 \text{ GeV}, 80 \text{ GeV}]$ eine Gerade angepasst, so erhält man

$$(III) \quad f_{Track} = 0.02421 \pm 0.00078 \text{ (stat)}. \quad (6.5)$$

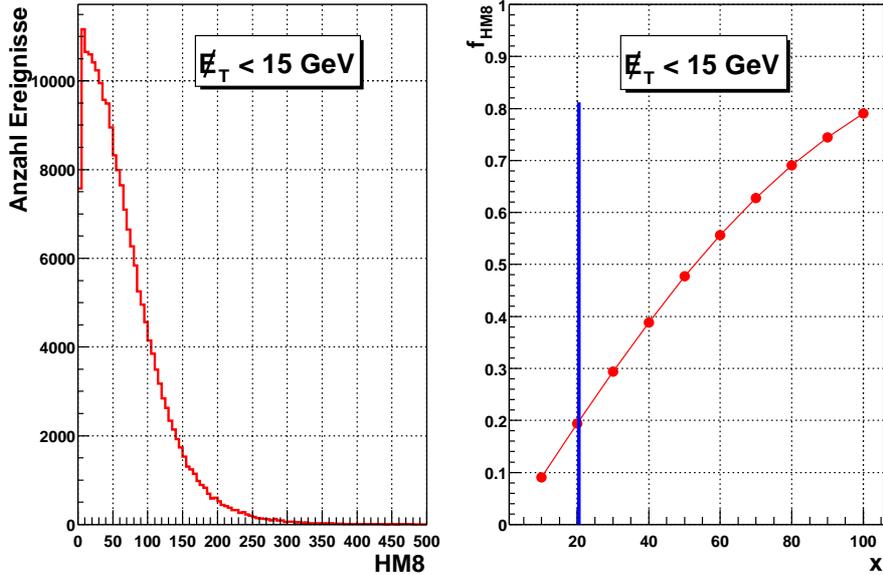
Durch die Anpassungen in den unterschiedlichen Variablen kann über $\frac{1}{2}(f_{max} - f_{min})$ wieder ein systematischer Fehler angegeben werden. Die Kombination erfolgt ohne Gewichtung, da der statistische Fehler in den Messungen etwa gleich groß ist. Damit beträgt die Wahrscheinlichkeit dafür, dass ein QCD-Jet, der die Kalorimeter-Rekonstruktion erfüllt, eine zugeordnete Spur besitzt

$$(I) + (II) + (III) \quad \Rightarrow \quad f_{Track} = 0.02419 \pm 0.00044 \text{ (stat)} \pm 0.00075 \text{ (sys)}. \quad (6.6)$$

Das Endresultat lautet also

$$f_{Track} = 0.024 \pm 0.001. \quad (6.7)$$

Abbildung 6.9: Einfluss der Schnittvariable $HM8 < x$ auf den photonischen Untergrund.



Abschließend wird noch untersucht, welchen Einfluss die Schnitt-Variable $HM8$ auf den Untergrund hat. Dazu ist in Abb. 6.9 (links) aufgetragen, welche $HM8$ -Werte die als Elektron rekonstruierten Objekte im Zwei-Jet-Ereignis besitzen ($\cancel{E}_T < 15 \text{ GeV}$; diese Objekte erfüllen bereits $iso < 0.15$ und $emf > 0.9$). Rechts daneben ist das relative Verhältnis f_{HM8} in Abhängigkeit von der Wahl der Schnittgrenze $HM8 < x$ aufgetragen, wobei gilt

$$f_{HM8}(x) = \frac{\text{Summe über alle Einträge mit } 0 \leq HM8 \leq x}{\text{Summe über alle Einträge mit } 0 \leq HM8 \leq 500}. \quad (6.8)$$

Für $x = 20$ (blau eingezeichnet) bedeutet dies, dass durch den Schnitt auf $HM8$ bereits 80 % an untergrundartigen Objekten eliminiert werden, bevor abgefragt wird, ob eine

zugeordnete Spur vorliegt. Zur Erhöhung des Elektron-Signals wurde bereits in Kap. 4.2.1 diskutiert, dass der Schnitt auf $HM8$ möglichst hoch anzusetzen ist (vgl. Abb. 4.2; siehe auch Kap. 5.2.2, Abb. 5.8). Dort war auch zumindest qualitativ zu sehen, dass der Anteil an Untergrund mit steigendem Schnitt auf $HM8$ zunimmt. Quantitativ ist dies nun aus Abb. 6.9 (rechts) abzulesen. Eine Vergrößerung der Rekonstruktions-Effizienz von 85 % (bei $HM8 < 20$) auf 91 % durch den Schnitt auf $HM8 < 30$ bedeutet, dass sich der Anteil an Untergrund im hier betrachteten Datensatz (Zwei Jets+Elektron) von 20 % auf 30 % vergrößert. Um weder zuviel Elektron-Signal zu verlieren, noch zuviel Untergrund beizubehalten, wird standardmäßig der Schnitt auf $HM8 < 20$ gesetzt.

6.2 Die Matrix-Methode zur Trennung von Signal und Untergrund

Grundlage der Matrix-Methode ist eine Menge von Ereignissen N , die bereits einen wesentlichen Teil der Rekonstruktion erfüllt haben muss (*loose identification*). Für die Elektronen bedeutet dies, dass sie erfolgreich im Kalorimeter rekonstruiert worden sind – ebenso wie der aus QCD-Jets stammende photonische Untergrund. Nun wird ein verschärfendes Kriterium A (*tight identification*) herangezogen. Dazu muss bekannt sein, wie sich sowohl Signal-Ereignisse S als auch Untergrund-Ereignisse U bezüglich dieses Kriteriums verhalten. Die Effizienz für das Signal bezüglich des Schnittes A sei ε_A , die Wahrscheinlichkeit, mit der der Untergrund dem Kriterium genügt, habe den Wert f_A . Sei nun P (*pass*) die Anzahl der grob rekonstruierten Elektronen, die das Kriterium A erfüllt und F (*fail*) die Anzahl der Elektronen, die den Schnitt A nicht erfüllt. Dann kann die Menge N auf zweifache Weise zerlegt werden, nämlich $N = S + U$ und $N = P + F$, da ein Ereignis entweder zum Signal oder zum Untergrund gehört bzw. da ein Ereignis entweder die Bedingung A erfüllt oder diese nicht erfüllt. Es gilt

$$\begin{aligned} P &= \varepsilon_A S + f_A U \\ F &= (1 - \varepsilon_A) S + (1 - f_A) U \end{aligned} \Leftrightarrow \begin{pmatrix} P \\ F \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \varepsilon_A & f_A \\ 1 - \varepsilon_A & 1 - f_A \end{pmatrix} \begin{pmatrix} S \\ U \end{pmatrix}. \quad (6.9)$$

Diese Schreibweise rechtfertigt den Namen „Matrix“-Methode. Nun erhält man S und auch U , indem die Matrix invertiert wird

$$\begin{pmatrix} S \\ U \end{pmatrix} = \frac{1}{\varepsilon_A - f_A} \begin{pmatrix} 1 - f_A & -f_A \\ \varepsilon_A - 1 & \varepsilon_A \end{pmatrix} \begin{pmatrix} P \\ F \end{pmatrix}. \quad (6.10)$$

Daraus folgt mit $F = N - P$

$$S = \frac{P - f_A N}{\varepsilon_A - f_A} \quad \text{und} \quad U = \frac{\varepsilon_A N - P}{\varepsilon_A - f_A}. \quad (6.11)$$

Das verschärfende Kriterium A ist die Anforderung einer zum Kalorimeter-Cluster zugeordneten Spur im Spurdetektor. Damit gilt für die Terme in Gl. (2.3)

$$S = \frac{P - f_{Track} N}{\varepsilon_{Track} - f_{Track}} \quad \text{und} \quad U = \frac{\varepsilon_{Track} N - P}{\varepsilon_{Track} - f_{Track}}. \quad (6.12)$$

Das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis S/U ist dann

$$\frac{S}{U} = \frac{P - f_{Track} N}{\varepsilon_{Track} N - P}. \quad (6.13)$$

Kapitel 7

Ergebnisse

Lasst uns sorgfältig beginnen, dann wird sich das Ergebnis von selbst einstellen.

Alex Clark

Bevor die Resultate der einzelnen Analysen vorgestellt werden, sind in Tab. 7.1 noch einmal alle relevanten Größen zusammengefasst. Die Unsicherheiten beinhalten sowohl systematische als auch statistische Fehler. Es ist zu beachten, dass in alle Berechnungen

Tabelle 7.1: Zusammenfassung aller Detektor- und Rekonstruktionsgrößen.

Größe	Wert	Unsicherheit
geometrische Akzeptanz (für inkl. Elektronen) A	80.7 %	1.3 %
Akzeptanz für W -Ereignisse A_W	21.2 %	0.4 %
Akzeptanz für Z -Ereignisse A_Z	11.5 %	0.4 %
integrierte Trigger-Effizienz ε_{Trig}	98.2 %	0.4 %
Rekonstruktions-Effizienz ε_{Reko}	85.0 %	1.0 %
Trackmatching-Effizienz für Signal ε_{Track}	72.2 %	1.0 %
Trackmatching-Effizienz für Untergrund (<i>fake</i> -Rate) f_{Track}	2.4 %	0.1 %
integrierte Luminosität (gesamt) \mathcal{L}'_{int}	39.50 pb^{-1}	3.95 pb^{-1}
integrierte Luminosität (Trigger) \mathcal{L}_{int}	37.64 pb^{-1}	3.76 pb^{-1}

die Trigger-Luminosität einzusetzen ist, da dadurch auf Prescale-Faktoren korrigiert wird, die nicht den Wert eins besitzen. Man erkennt an der geringen Differenz von 5 % zwischen Gesamt- und Trigger-Luminosität, dass in den Daten überwiegend der Prescale eins vorlag.

Es wird im Folgenden die Gauß'sche Fehlerfortpflanzung angewandt unter der Annahme, dass alle Einzelbeiträge nicht korreliert sind. Der statistische Fehler ist jeweils der, der sich aus der Anzahl der Ereignisse S gemäß

$$\Delta S = \sqrt{S} \tag{7.1}$$

ergibt. Auch der Fehler, der durch die Unsicherheit in der Luminositätsbestimmung zustande kommt, wird entkoppelt. Alle anderen Beiträge werden als „systematische Fehler“ bezeichnet

$$\sigma = \frac{S}{\mathcal{L}_{int} \cdot A \cdot \prod_i \varepsilon_i} \quad (7.2)$$

$$\Delta\sigma = \sqrt{(\Delta\sigma(\text{stat}))^2 + (\Delta\sigma(\text{sys}))^2 + (\Delta\sigma(\text{Lumi}))^2} \quad (7.3)$$

mit

$$\Delta\sigma(\text{stat}) = \left| \frac{\partial\sigma}{\partial S} \right| \Delta S \quad (7.4)$$

$$\Delta\sigma(\text{sys}) = \sqrt{\left| \frac{\partial\sigma}{\partial A} \right|^2 (\Delta A)^2 + \sum_i \left| \frac{\partial\sigma}{\partial \varepsilon_i} \right|^2 (\Delta \varepsilon_i)^2} \quad (7.5)$$

$$\Delta\sigma(\text{Lumi}) = \left| \frac{\partial\sigma}{\partial \mathcal{L}_{int}} \right| \Delta \mathcal{L}_{int}. \quad (7.6)$$

In den Histogrammen wird stets der gesamte Fehler, der sich durch quadratische Addition der Einzelbeiträge ergibt, eingetragen.

7.1 Der differentielle Wirkungsquerschnitt für inklusive Elektronproduktion

Die in Kap. 2.2 eingeführte Basisformel wird zugrundegelegt, wobei die Auswertung der Formel p_T -abhängig geschieht. Die einzige p_T -abhängige Effizienz ist die Trigger-Effizienz

$$\frac{d\sigma(p_T)}{dp_T} = \frac{S(p_T)}{\mathcal{L}_{int} \cdot A \cdot \varepsilon_{Reko} \cdot \varepsilon_{Trig}(p_T)} \quad (7.7)$$

mit

$$S(p_T) = \frac{P(p_T) - f_{Track} N(p_T)}{\varepsilon_{Track} - f_{Track}}. \quad (7.8)$$

Das Resultat kann Abb. 7.1 entnommen werden. Dort sind die Daten mit PYTHIA-Simulationen verglichen worden, und zwar auf Generator-Niveau (Summe aller Beiträge im schwarzen Histogramm, Beiträge von W - und Z -Zerfällen im roten Histogramm) und mit vollständiger Detektorsimulation der W - und Z -Zerfälle (blaues Band), da aus der PYTHIA-Studie in Kap. 2.4.2 hervorgeht, dass ab 30 GeV der Wirkungsquerschnitt von W - und Z -Zerfällen dominiert wird. Aus diesem Grund werden die von der DØ-Kollaboration zur Verfügung gestellten und korrigierten Monte-Carlo-Ereignisse zusätzlich zum Vergleich herangezogen.

Man erkennt im Bereich von 30 GeV bis 40 GeV ein Plateau, daran anschließend ist der starke Abfall des Wirkungsquerschnitts zu beobachten. Das sich über 5 Größenordnungen erstreckende Spektrum stimmt über den gesamten betrachteten p_T -Bereich gut mit den simulierten Daten überein. Im Bereich von Impulsen größer als 100 GeV sind sowohl die Daten als auch die DØ-Monte-Carlos durch die Statistik limitiert, so dass dort der statistische Fehler dominiert. Tendenziell ist in der doppelt logarithmischen Darstellung zu

erkennen, dass der Wirkungsquerschnitt über den Voraussagen liegt (etwa 20 %). Dies ist in allen Verteilungen und auch in den Analysen zur W - und Z -Produktion zu beobachten.

Der inklusive Wirkungsquerschnitt für Myonproduktion bei Proton-Antiproton-Kollisionen ist ebenfalls vermessen worden [54]. In Abb. 7.2 zeigt sich, dass sich Elektronen und Myonen in dem aufgezeigten Bereich $[4 \text{ GeV}, 180 \text{ GeV}]$ gleich verhalten¹. In der Messung für Myonen ist aufgrund spezieller Trigger auch der Bereich kleiner Transversalimpulse zugänglich.

Die Verteilungen der Elektronen in den Variablen ϕ und η sind in den Abb. 7.3 und 7.4 aufgetragen. In diese Verteilungen gehen alle Elektronen mit $p_T \geq 30 \text{ GeV}$ ein. Zum Vergleich sind hier wiederum W - bzw. Z -Monte-Carlo-Ereignisse (inklusive Detektorsimulation) zusätzlich eingezeichnet. Man erkennt in diesen Verteilungen deutlicher als in der logarithmischen Darstellung, dass die Messwerte oberhalb der Voraussagen liegen.

Tabelle 7.2: Ereigniszahlen aus den Daten ($p_T \geq 30 \text{ GeV}$).

alle selektierten Ereignisse N	Ereignisse mit Trackmatch P
335239	26357

Das Verhältnis von Signal- zu Untergrund-Ereignissen beträgt in dieser Analyse

$$\frac{S}{U} = \frac{26234}{309005} = 0.085. \quad (7.9)$$

Hierbei wurden alle Ereignisse mit $p_T \geq 30 \text{ GeV}$ gezählt. Dieser geringe Anteil an Signal-Ereignissen liegt an der sehr allgemeinen Selektion. Mit demselben Datensatz kann – wie später gezeigt wird – durch spezielle Anforderungen dieses Verhältnis wesentlich verbessert werden. In Abb. 7.5 ist das Verhältnis von Signal- zu Untergrund-Ereignissen in Abhängigkeit vom Transversalimpuls des Elektrons p_T aufgetragen. Im „günstigsten“ Fall ist das Verhältnis $S/U = 0.15$. Dieser Wert wird für $p_T \approx 40 \text{ GeV}$ angenommen.

In den analysierten Ereignissen mit Elektron-Kandidaten mit zugeordneter Spur sind 13113 Elektronen (e^-) und 13244 Positronen (e^+) enthalten. Das Verhältnis von Elektronen zu Positronen beträgt somit

$$\frac{P(e^-)}{P(e^+)} = \frac{13113}{13244} = 0.99 \pm 0.01. \quad (7.10)$$

Das bedeutet, dass Elektronen und Positronen in gleicher Anzahl produziert werden.

Die inklusive Produktion von isolierten Elektronen im Zentralbereich des Detektors ($|\eta| \leq 1.1$) mit $p_T \geq 30 \text{ GeV}$ zeigt in den verschiedenen Verteilungen ein mit den Voraussagen des Standardmodells übereinstimmendes Verhalten.

¹Um die Analysen zu vergleichen, wurde der in der Myon-Analyse verwendete Schnitt $|\eta| \leq 1.0$ auch speziell für Elektron-Analyse in der Auftragung in Abb. 7.2 übernommen.

Abbildung 7.1: Wirkungsquerschnitt für inklusive Elektronproduktion in Abhängigkeit vom Transversalimpuls p_T des höchstenergetischen Elektrons mit $|\eta| \leq 1.1$ im Vergleich zu PYTHIA-Simulationen.

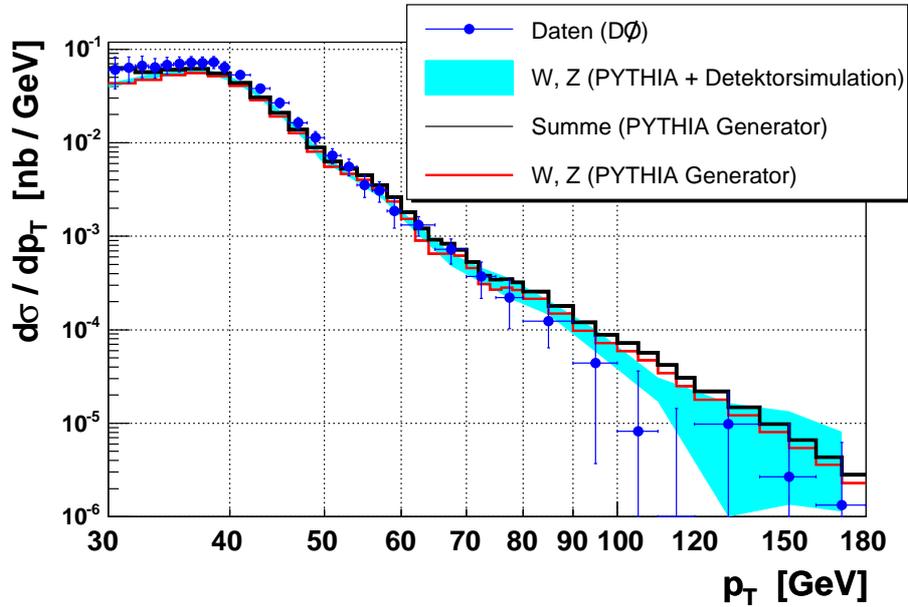


Abbildung 7.2: Wirkungsquerschnitt für inklusive Elektron- und Myonproduktion im Vergleich ($|\eta| \leq 1.0$) [54]. Es ist zusätzlich das Resultat der Simulation mit dem Monte-Carlo-Generator PYTHIA (ohne Detektorsimulation) eingezeichnet.

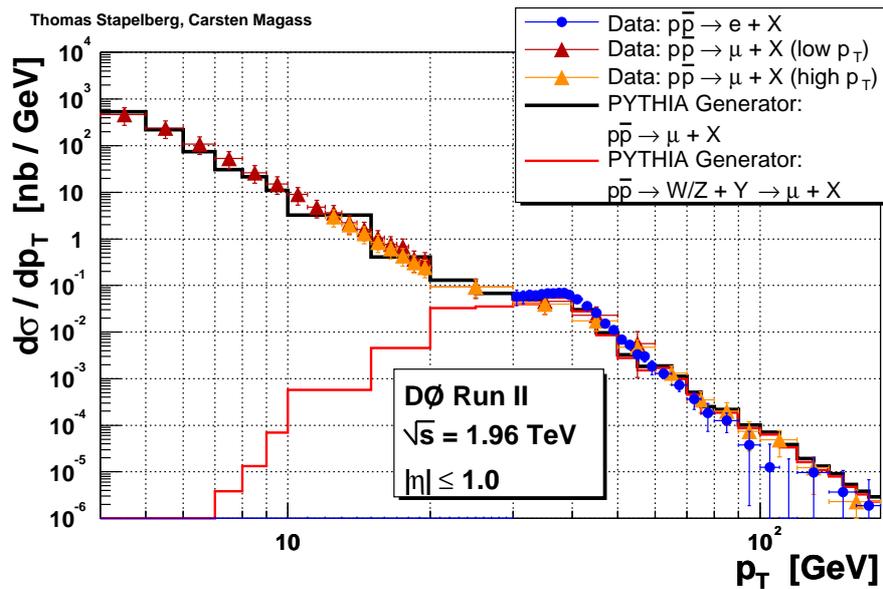


Abbildung 7.3: η -Verteilung der Elektronen (inklusive Elektronproduktion) aus Daten und Monte-Carlo-Ereignissen.

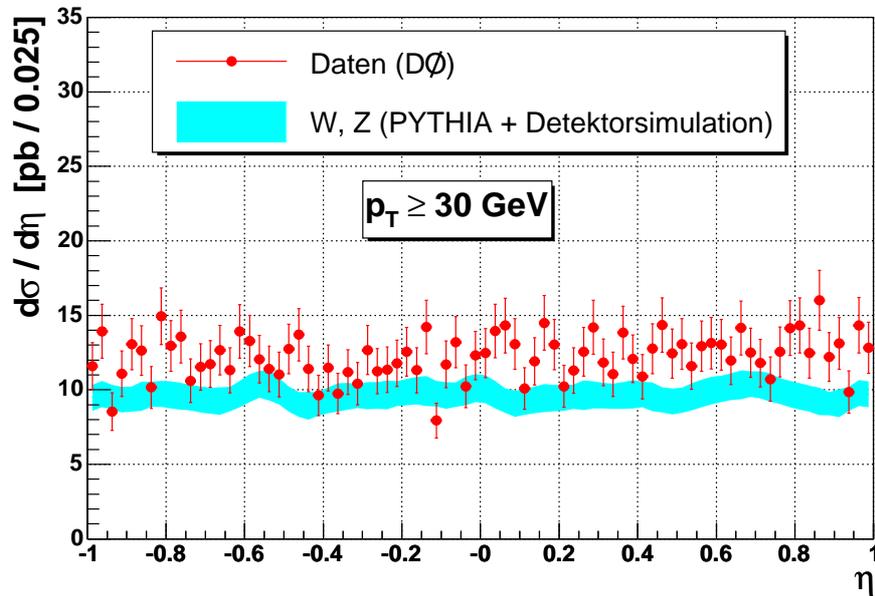


Abbildung 7.4: ϕ -Verteilung der Elektronen (inklusive Elektronproduktion) aus Daten und Monte-Carlo-Ereignissen.

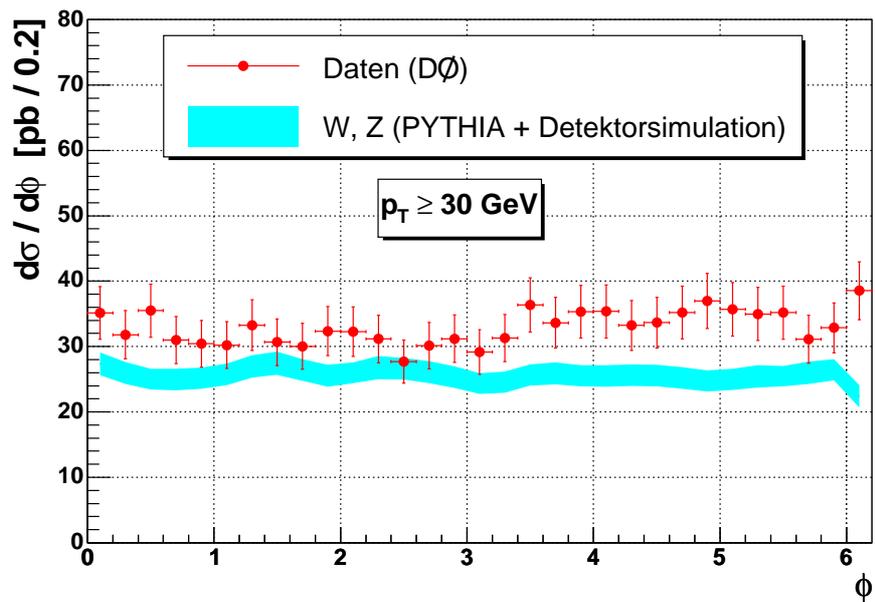
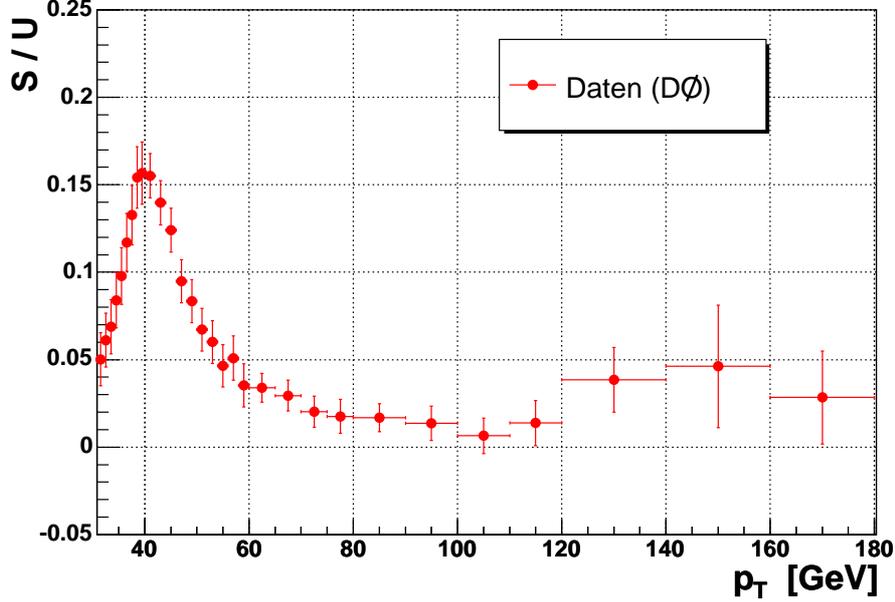


Abbildung 7.5: Verhältnis von Signal- zu Untergrund-Ereignissen (inklusive Elektronproduktion) in Abhängigkeit vom Transversalimpuls p_T .



7.2 Der Wirkungsquerschnitt für Z -Produktion

Zur Berechnung des totalen Wirkungsquerschnitts für Z -Produktion in elektronische Endzustände wird die Formel Gl. (2.3) mit den Modifikationen gemäß Kap. 5.1 herangezogen

$$\sigma(pp \rightarrow Z + X) \cdot B(Z \rightarrow ee) = \frac{S}{\mathcal{L}_{int} \cdot A_Z \cdot \varepsilon_{Reko}^2 \cdot (1 - (1 - \varepsilon_{trig})^2)} \quad (7.11)$$

mit $S = N - U$. Im Rahmen dieser Analyse wird der Untergrund *modellunabhängig* durch

Tabelle 7.3: Ereigniszahlen für Z -Ereignisse aus den Daten.

alle selektierten Ereignisse N	1096
Untergrund-Ereignisse (Fit) U	128
Signal-Ereignisse S	968

eine exponentiell abfallende Funktion angefitet. Zum Untergrund gehört z. B. der Beitrag des Photonpropagators und des Interferenzterms aus dem Photonpropagator in $Z/\gamma^* \rightarrow ee$ (Drell-Yan). Der Anteil von Elektronen im Massenfenster $70 \text{ GeV} \leq m_{ee} \leq 110 \text{ GeV}$, der **nicht** aus reinen Z -Zerfällen sondern aufgrund des Photons zustande kommt, beträgt etwa 2 % [53].

Es ergibt sich hier ein Signal-zu-Untergrund-Verhältnis von

$$\frac{S}{U} = 7.56. \quad (7.12)$$

Unter Anwendung der Größen in Tab. 7.1 und der eingangs beschriebenen Zerlegung der

Fehler folgt

$$\begin{aligned}\sigma(p\bar{p} \rightarrow Z + X) \cdot B(Z \rightarrow ee) &= (310 \pm 10 \text{ (stat)} \pm 13 \text{ (sys)} \pm 31 \text{ (Lumi)}) \text{ pb} \\ &= (310 \pm 35) \text{ pb.}\end{aligned}\tag{7.13}$$

Der Fehler wird dominiert durch die Unsicherheit in der Luminosität; der relative Fehler beträgt 11 %. In Abb. 7.6 ist das Resultat der Messungen des Z -Wirkungsquerschnitts bei $\sqrt{s} = 1.8 \text{ TeV}$ und $\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}$ für den Elektron- und den Myonkanal grafisch zu sehen. Desweiteren ist die Vorhersage der Theorie [8], [9] (ohne Fehler) als schwarze Kurve eingezeichnet. Das Ergebnis dieser Messung ist in grün eingetragen; die anderen Messungen (rot) sind Resultate der DØ Electroweak Physics Group (DØEW, [55]). Der hier gemessene Wirkungsquerschnitt liegt etwa 1.7σ (23 %) oberhalb der theoretischen Erwartung.

Im Folgenden werden Eigenschaften des Z -Bosons bzw. der Elektronen aus dem Z -Zerfall behandelt. Dazu ist zunächst in Abb. 7.7 die Verteilung der invarianten Dielektronmasse mit dem Fit an den Untergrund zu sehen. Die Daten werden durch das (korrigierte) Monte Carlo gut beschrieben. Für alle Elektronen, deren invariante Dielektronmasse innerhalb von $70 \text{ GeV} \leq m_{ee} \leq 110 \text{ GeV}$ liegt, ist in Abb. 7.8 das Produkt der Ladungen der beiden Elektronen aufgetragen. Obwohl in der Ereignis-Selektion für Z -Ereignisse explizit keine zum Elektron zugeordnete Spur verlangt wurde, besitzen die meisten Elektronen (726) aus dem Z -Zerfall eine Spur und tragen unterschiedliche Ladungen ($q_1 q_2 = -1$).

In Abb. 7.9 sind für die Elektronen die Differenz der ϕ -Werte (links) und die ϕ -Werte der beiden Elektronen gegeneinander (rechts) aufgetragen. Mit ϕ_1 wird der Winkel des Elektrons mit der höchsten Energie bezeichnet; für die Differenz gilt dann $|\Delta\phi| = |\phi_1 - \phi_2|$. Man erkennt, dass die Elektronen überwiegend entgegengesetzt in ϕ (d. h. $\Delta\phi \approx \pi$, *back to back*) auseinander fliegen. Diese Tatsache resultiert aus der Energiebilanz in transversaler Richtung.

Die Verteilungen der beiden Elektronen aus dem Z -Zerfall in der Variable η sind in Abb. 7.10 im Vergleich mit den Monte-Carlo-Ereignissen aufgetragen. Der Verlauf der Kurven zeigt für beide Elektronen ein unterschiedliches Verhalten, welches jedoch durch das Monte-Carlo gut beschrieben wird. Man sieht, dass das höchstenergetische Elektron (e_1) bevorzugt in den Vorwärtsbereich ($|\eta| \approx 0.8$) geht, während das andere Elektron (e_2) eher senkrecht zur Strahlachse ($\eta \approx 0$) wegfliegt². In Abb. 7.11 ist die Richtung des Z -Bosons (genauer $\cos\theta_Z$) aus der Kinematik der beiden Elektronen rekonstruiert worden. Man erkennt, dass die Flugrichtung der Z -Bosonen fast ausschließlich kleine Winkel ($|\cos\theta_Z| < 0.8$, d. h. $\theta_Z < 37^\circ$) zur Strahlachse bildet. Auch hier stimmt der Verlauf für Daten und Monte-Carlo-Ereignisse überein.

²Es ist zu beachten, dass hier als Randbedingung $|\eta| \leq 1.1$ für beide Elektronen gefordert wurde. Es kann daher keine allgemeine Aussage über die Kinematik des Z -Zerfalls gemacht werden.

Abbildung 7.6: Wirkungsquerschnitt für Z -Produktion [55]. Das Resultat der vorliegenden Messung ist in grün eingetragen.

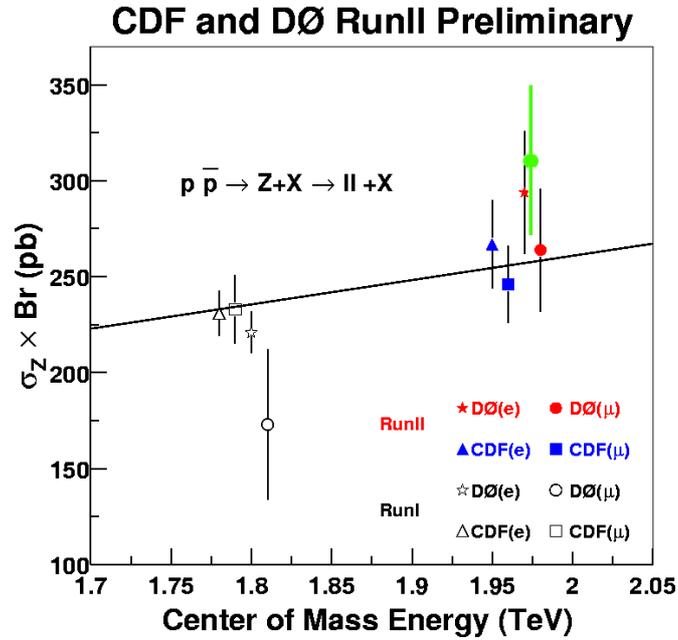


Abbildung 7.7: Verteilung der invarianten Dielektronmasse aus Z -Zerfällen.

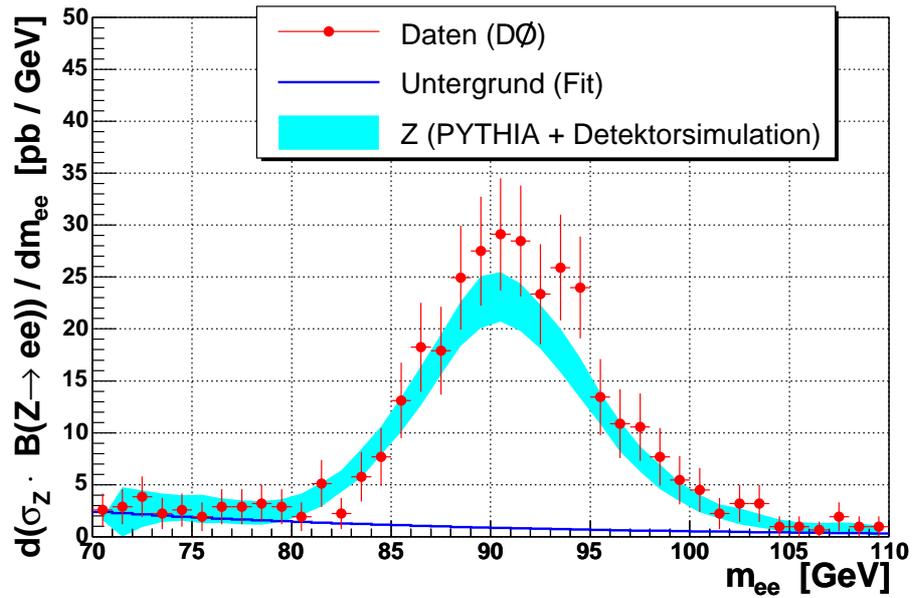


Abbildung 7.8: Ladung der Elektronen aus dem Z-Zerfall. Aufgetragen ist das Produkt der Ladungen der beiden Elektronen $q_1 q_2$ für alle Ereignisse mit $70 \text{ GeV} \leq m_{ee} \leq 110 \text{ GeV}$.

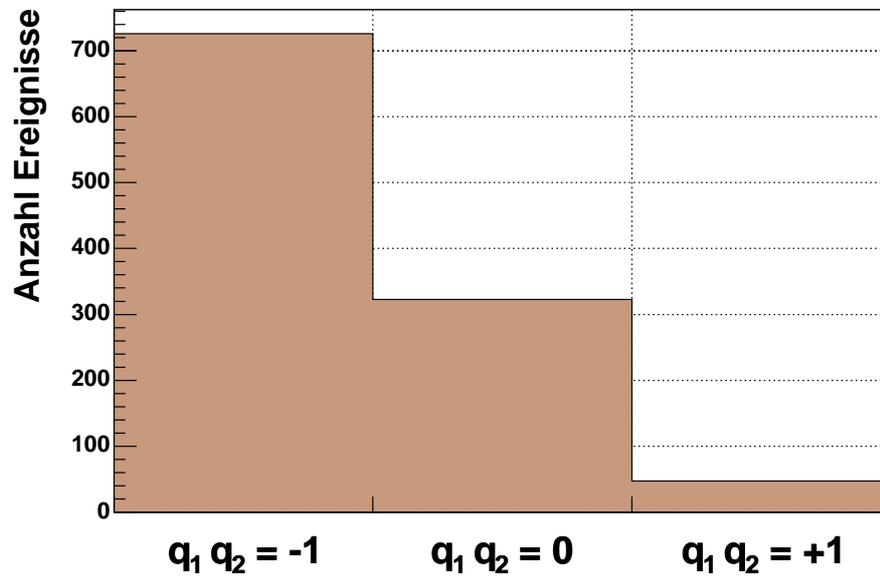


Abbildung 7.9: ϕ -Verteilungen der Elektronen aus dem Z-Zerfall.

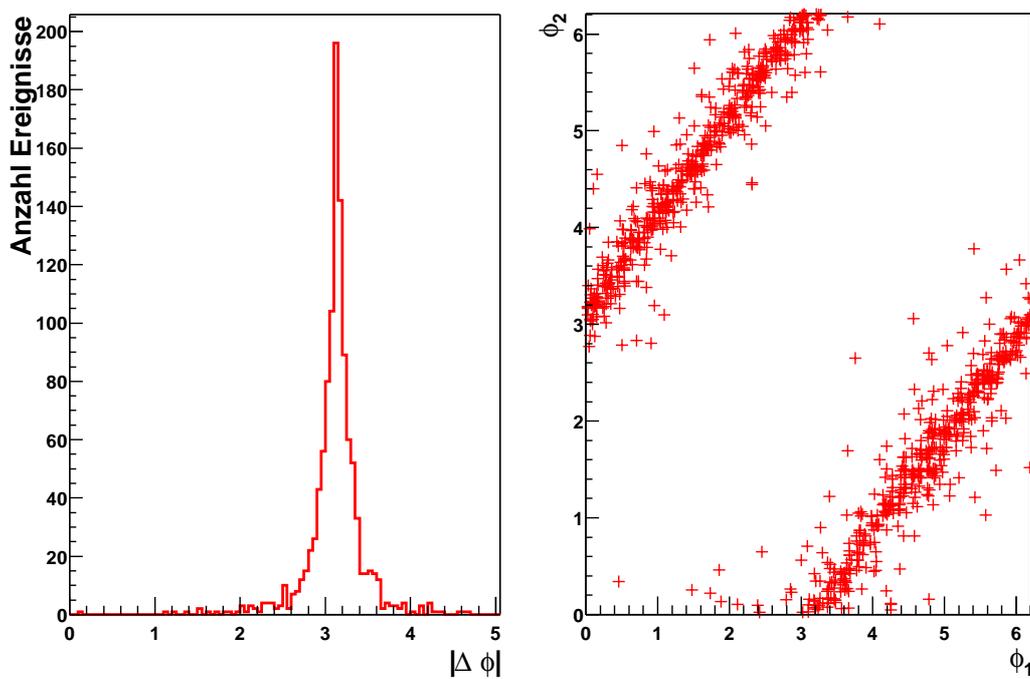
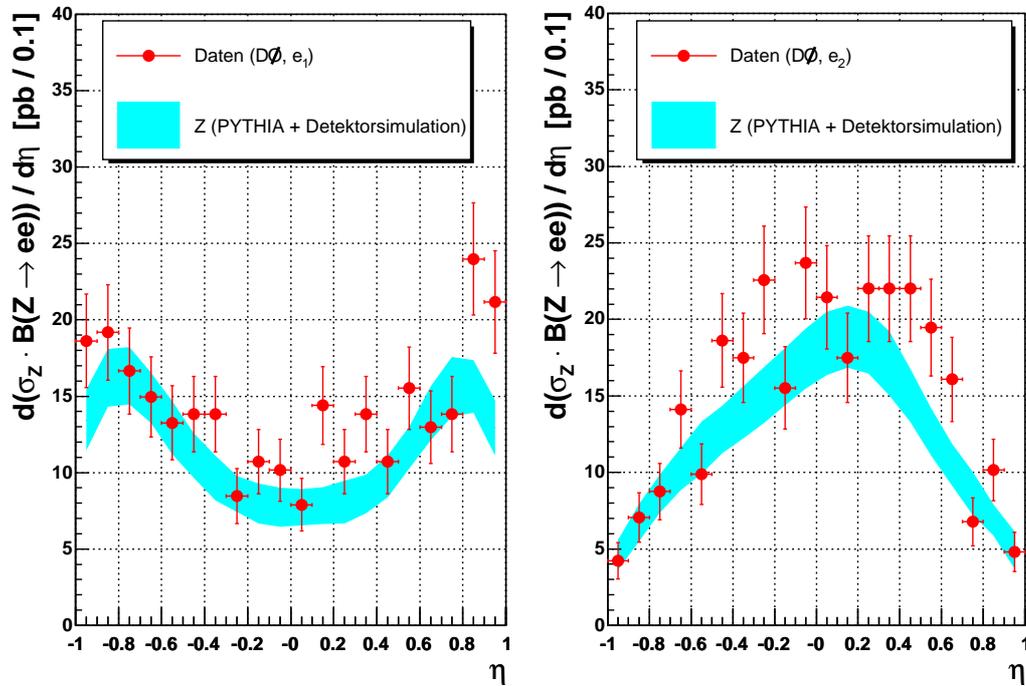
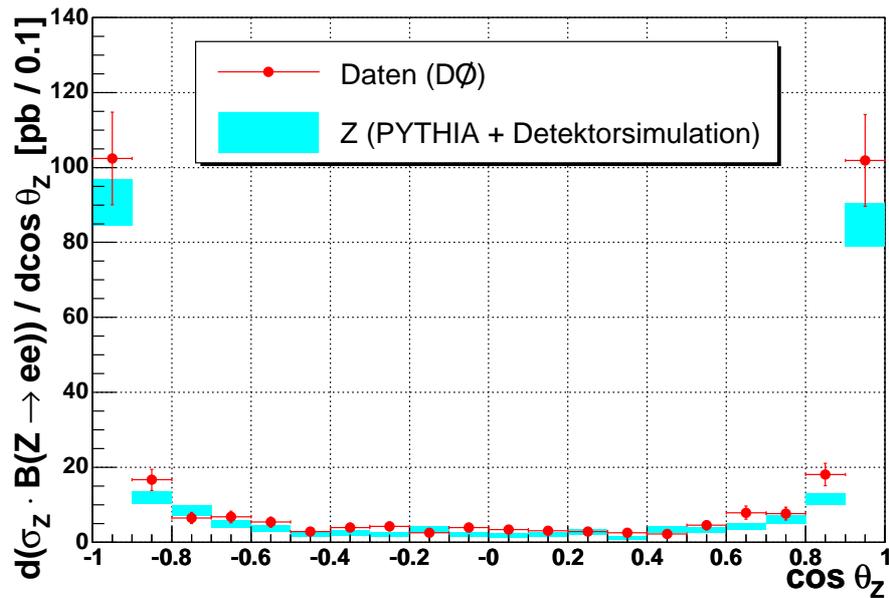


Abbildung 7.10: η -Verteilungen der Elektronen aus dem Z-Zerfall.Abbildung 7.11: $\cos \theta_Z$ -Verteilung des aus den Elektronen rekonstruierten Z-Bosons.

7.3 Der Wirkungsquerschnitt für W-Produktion

Zur Berechnung des totalen Wirkungsquerschnitts für W-Produktion in elektronische Endzustände wird die Formel Gl. (2.3) mit den Modifikationen gemäß Kap. 5.1 herangezogen

$$\sigma(p\bar{p} \rightarrow W + X) \cdot B(W \rightarrow e\nu) = \frac{S}{\mathcal{L}_{int} \cdot A_W \cdot \varepsilon_{Reko} \cdot \varepsilon_{trig}} \quad (7.14)$$

mit $S = N - U$. Hier wird wieder die Matrix-Methode angewandt zur Extraktion von S mit

$$S = \frac{P - f_{Track}N}{\varepsilon_{Track} - f_{Track}}. \quad (7.15)$$

Tabelle 7.4: Ereigniszahlen für W-Ereignisse aus den Daten.

alle selektierten Ereignisse N	Ereignisse mit Trackmatch P
55617	16169

Für die Anzahl von Signal-Ereignissen erhält man somit

$$S = 21252 \pm 182 \text{ (stat)} \pm 304 \text{ } (\varepsilon_{Track}) \pm 49 \text{ } (f_{Track}) \quad (7.16)$$

$$= 21252 \pm 358. \quad (7.17)$$

Der größte Fehler wird durch die Unsicherheit in der Trackmatching-Effizienz verursacht. Mit Gl. (6.13) erhält man für das Verhältnis von Signal zu Untergrund

$$\frac{S}{U} = \frac{21252}{34365} = 0.62, \quad (7.18)$$

d. h. durch die spezielle Selektion der Ereignisse (z. B. $\cancel{E}_T \geq 25 \text{ GeV}$) wird ein Großteil des Untergrundes – der gemäß Kap. 6 bevorzugt bei kleinen fehlenden Energien auftritt – absepariert. Dies ist wegen der sehr allgemeinen Selektions-Kriterien bei der Bestimmung des Wirkungsquerschnitts für inklusive Elektronproduktion nicht der Fall gewesen. Unter Anwendung der Größen Tab. 7.1 folgt

$$\begin{aligned} \sigma(p\bar{p} \rightarrow W + X) \cdot B(W \rightarrow e\nu) &= (3191 \pm 54 \text{ } (S) \pm 72 \text{ (sys)} \pm 319 \text{ (Lumi)}) \text{ pb} \\ &= (3191 \pm 332) \text{ pb}. \end{aligned} \quad (7.19)$$

In Abb. 7.12 ist das Resultat der Messungen des W-Wirkungsquerschnitts bei $\sqrt{s} = 1.8 \text{ TeV}$ und $\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}$ für den Elektron- und den Myonkanal grafisch zu sehen. Desweiteren ist die Vorhersage der Theorie [8], [9] (ohne Fehler) als schwarze Kurve eingezeichnet. Das Ergebnis dieser Messung ist in grün eingetragen; die anderen Messungen (rot) sind Resultate der DØ Electroweak Physics Group (DØEW, [55]). Der hier gemessene Wirkungsquerschnitt liegt etwa 1.4σ (17 %) oberhalb der theoretischen Erwartung.

Da vom Neutrino nur transversale Impulskomponenten gemessen werden können, kann nicht die W-Masse selbst rekonstruiert werden. Die *transversale Masse* hingegen ist eine wohldefinierte (und messbare) Größe

$$m_T^W = \sqrt{(E_T^e + \cancel{E}_T)^2 - (\vec{p}_T^e + \vec{\cancel{E}}_T)^2} \quad (7.20)$$

mit Transversalenergie und -impuls des Elektrons E_T^e und \vec{p}_T^e , und der fehlenden Energie in transversaler Richtung $\cancel{E}_T = |\vec{\cancel{E}}_T|$. Die transversale Masse ist in Abb. 7.13 für Daten und (korrigierte) W -Monte-Carlo-Ereignisse dargestellt. Diese wird – im Gegensatz zur fehlenden Energie selbst (s. Kap. 5.3.1) – gut durch die Simulation beschrieben. Die Abweichungen sind auf die fehlende Energie in den Monte-Carlo-Ereignissen zurückzuführen, da der Verlauf der fehlenden Energie selbst auch nach Verschmierung nicht überall mit dem Monte-Carlo übereinstimmt.

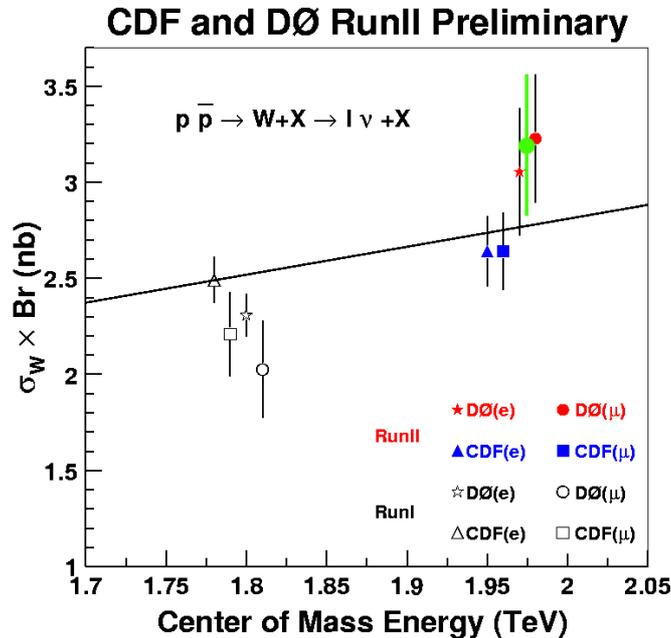
In den Abbildungen 7.14 und 7.15 sind die η - und ϕ -Verteilungen aufgetragen. Die Daten stimmen im Verlauf mit den Monte-Carlo-Ereignissen überein. Es ist hier allerdings wieder deutlicher zu erkennen, dass der gemessene Wirkungsquerschnitt (= Integral über das jeweilige Histogramm) über dem vom Standardmodell vorausgesagten Wirkungsquerschnitt liegt.

In den analysierten W -Ereignissen, die Elektron-Kandidaten mit zugeordneter Spur beinhalten, findet man 8042 Elektronen (e^-) und 8127 Positronen (e^+). Das Verhältnis von Elektronen zu Positronen beträgt somit

$$\frac{P(e^-)}{P(e^+)} = \frac{8042}{8127} = 0.99 \pm 0.02. \quad (7.21)$$

Das bedeutet, dass Elektronen und Positronen in gleicher Anzahl produziert werden und somit die gleiche Anzahl von W^+ und W^- produziert wurde, da das Elektron (Positron) die Ladung des zerfallenden W -Bosons übernimmt.

Abbildung 7.12: Wirkungsquerschnitt für W -Produktion [55]. Das Resultat der vorliegenden Messung ist in grün eingetragen.



In Tab. 7.5 und in Abb. 7.16 werden noch einmal die Resultate der Messungen der Wirkungsquerschnitte für die Produktion der schweren Eichbosonen W und Z zusammengefasst und mit anderen Messungen (DØ Electroweak Physics Group, DØEW, [55]) und der Voraussage des Standardmodells verglichen.

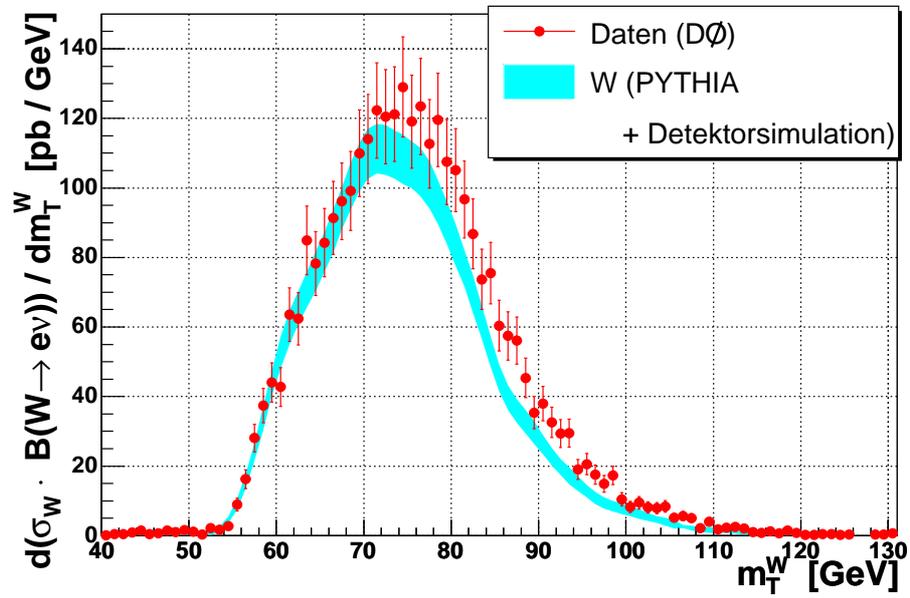
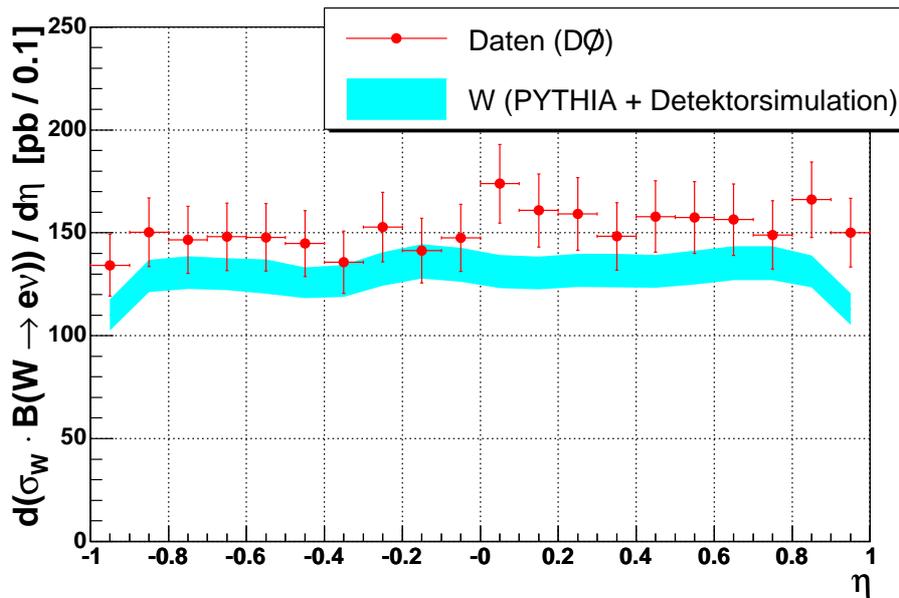
Abbildung 7.13: Verteilung der transversalen Masse m_T^W für W-Ereignisse.Abbildung 7.14: η -Verteilung der Elektronen aus dem W-Zerfall.

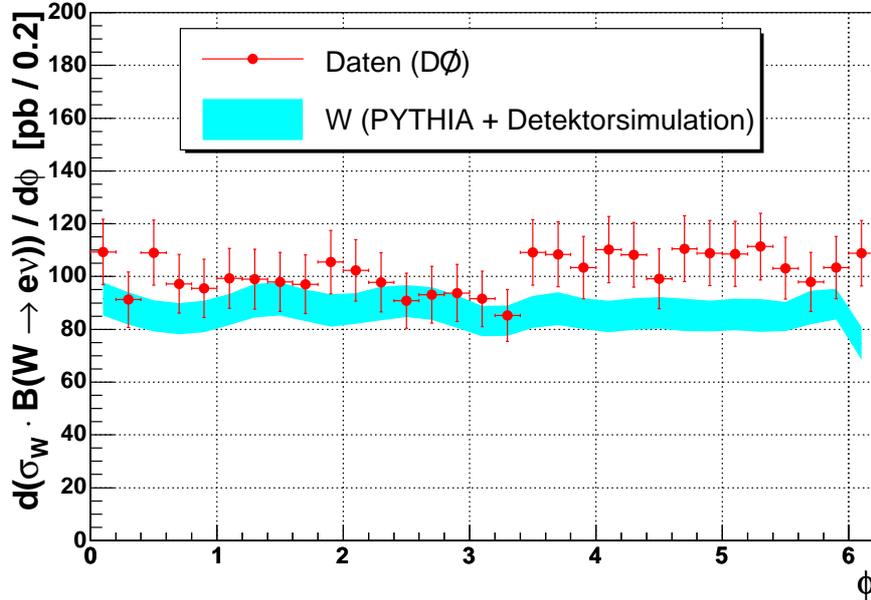
Abbildung 7.15: ϕ -Verteilung der Elektronen aus dem W-Zerfall.

Abbildung 7.16: Wirkungsquerschnitt für Z- und W-Produktion [55]. Die Resultate der vorliegenden Messung sind in grün eingetragen.

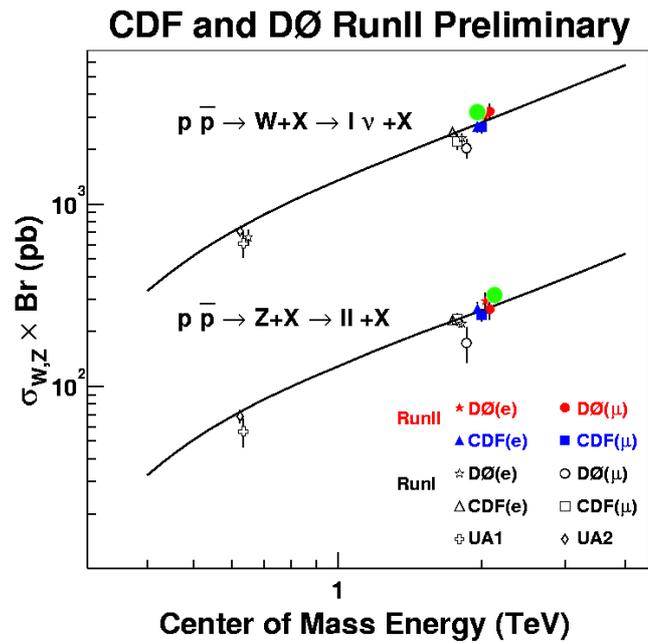


Tabelle 7.5: Wirkungsquerschnitte für W - und Z -Produktion (Vergleich).

	$p\bar{p} \rightarrow Z + X \rightarrow ee + X$		$p\bar{p} \rightarrow W + X \rightarrow e\nu + X$	
	$\sigma \cdot B$ [pb]	$\Delta(\sigma \cdot B)$ [pb]	$\sigma \cdot B$ [pb]	$\Delta(\sigma \cdot B)$ [pb]
diese Messung	310	35	3191	332
DØEW [55]	294	32	3054	332
Theorie [8], [9]	252	9	2720	100

7.4 Indirekte Messung der Zerfallsbreite des W -Bosons

Nun wird der Quotient aus W - und Z -Wirkungsquerschnitt berechnet, um daraus die totale Zerfallsbreite des W -Bosons zu extrahieren. Es gilt

$$\mathcal{R} = \frac{\sigma(p\bar{p} \rightarrow W + X) \cdot B(W \rightarrow e\nu)}{\sigma(p\bar{p} \rightarrow Z + X) \cdot B(Z \rightarrow ee)} = \frac{S_W \cdot A_Z \cdot \varepsilon_{Reko} \cdot (1 - (1 - \varepsilon_{Trig})^2)}{S_Z \cdot A_W \cdot \varepsilon_{Trig}}. \quad (7.22)$$

Man sieht, dass durch die Division die Luminosität (mit dem größten Beitrag zum Fehler) nun nicht mehr auftritt. Es folgt

$$\begin{aligned} \mathcal{R} &= 10.31 \pm 0.37 (S_W, S_Z) \pm 0.43 \text{ (sys)} \\ &= 10.31 \pm 0.57. \end{aligned} \quad (7.23)$$

Der relative Fehler beträgt nur noch 5 % – im Gegensatz zu 11 % in den Messungen der Wirkungsquerschnitte selbst. Die Extraktion des Verzweigungsverhältnisses $B(W \rightarrow e\nu)$ erfolgt gemäß

$$B(W \rightarrow e\nu) = \mathcal{R} \cdot B(Z \rightarrow ee) \cdot \frac{\sigma(p\bar{p} \rightarrow Z + X)}{\sigma(p\bar{p} \rightarrow W + X)}, \quad (7.24)$$

wobei für $\sigma(p\bar{p} \rightarrow Z + X)/\sigma(p\bar{p} \rightarrow W + X)$ der theoretische Wert eingesetzt wird ([8], [9] bzw. [11]). Als einzige Messgröße mit Fehler geht \mathcal{R} ein, die theoretische Unsicherheit kann absepariert werden. Der Fehler von $B(Z \rightarrow ee)$ ist vernachlässigbar ($\mathcal{O}(10^{-5})$). Es ergibt sich

$$\begin{aligned} B(W \rightarrow e\nu) &= 0.1032 \pm 0.0057 (\mathcal{R}) \pm 0.0017 \text{ (Theorie)} \\ &= 0.1032 \pm 0.0059. \end{aligned} \quad (7.25)$$

Zuletzt wird die totale Breite $\Gamma(W)$ bestimmt gemäß

$$\Gamma(W) = \frac{\sigma(p\bar{p} \rightarrow W + X)}{\sigma(p\bar{p} \rightarrow Z + X)} \cdot \frac{1}{B(Z \rightarrow ee)} \cdot \frac{1}{\mathcal{R}} \cdot \Gamma(W \rightarrow e\nu). \quad (7.26)$$

Als einzige Messgröße mit Fehler geht wieder \mathcal{R} ein, die theoretische Unsicherheit kann absepariert werden (wieder unter Vernachlässigung des Fehlers von $B(Z \rightarrow ee)$). Es ergibt sich

$$\begin{aligned} \Gamma(W) &= (2.194 \pm 0.121 (\mathcal{R}) \pm 0.035 \text{ (Theorie)}) \text{ GeV} \\ &= (2.194 \pm 0.126) \text{ GeV}. \end{aligned} \quad (7.27)$$

Alle Resultate zur Bestimmung der totalen Breite $\Gamma(W)$ sind in Tabelle 7.6 und in den Abbildungen 7.17 und 7.18 zusammengefasst und mit anderen Messungen bzw. mit den

Abbildung 7.17: Verzweigungsverhältnis $B(W \rightarrow e\nu)$ [11]. Das Resultat der vorliegenden Messung ist in grün eingetragen.

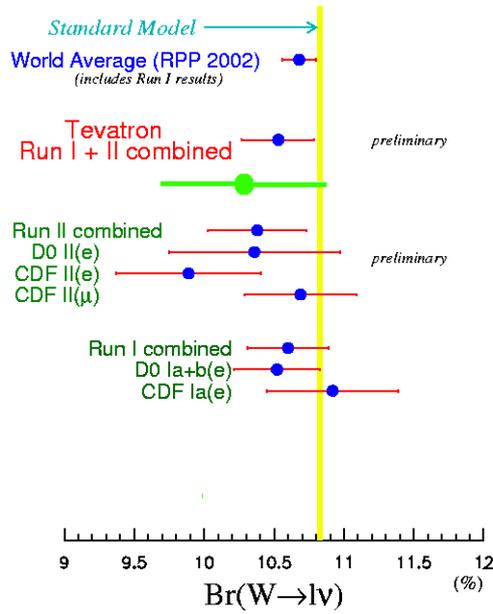


Abbildung 7.18: Totale Zerfallsbreite $\Gamma(W)$ [11]. Das Resultat der vorliegenden Messung ist in grün eingetragen.

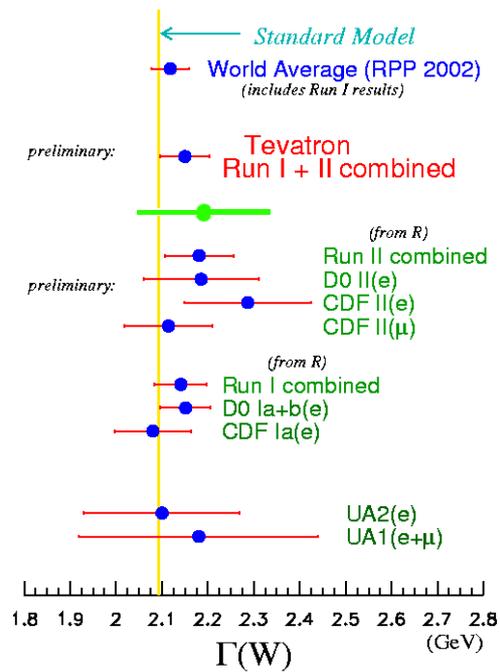


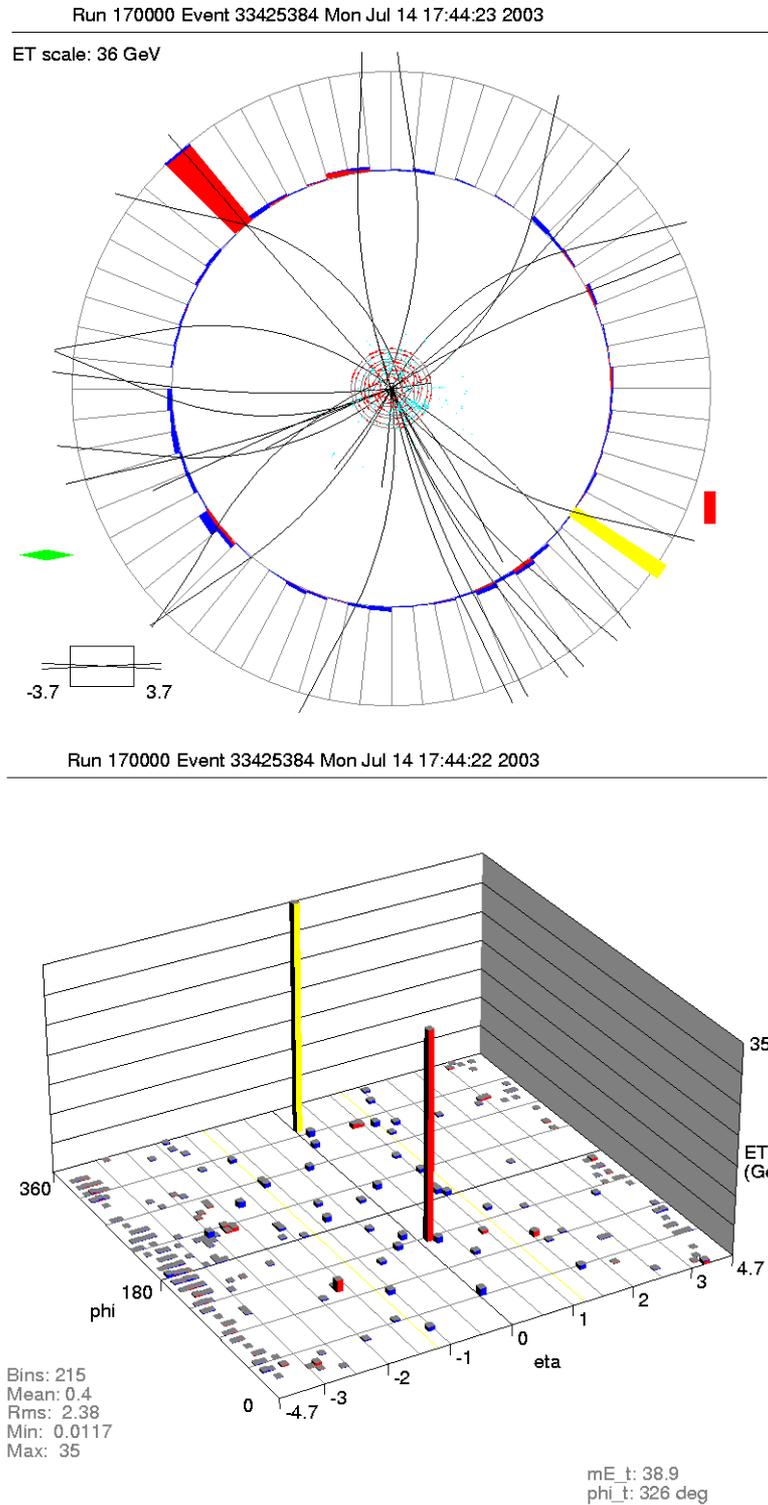
Tabelle 7.6: Zusammenfassung und Vergleich der Parameter zum W -Zerfall.

	\mathcal{R}	$\Delta\mathcal{R}$	$B(W \rightarrow e\nu)$	$\Delta B(W \rightarrow e\nu)$	$\Gamma(W)$ [GeV]	$\Delta\Gamma(W)$ [GeV]
diese Messung	10.31	0.57	0.1032	0.0059	2.194	0.126
TeVW [11]	10.36	0.31	0.1038	0.0035	2.181	0.074
Standardmodell	10.81	0.18	0.1083	0.0002	2.090	0.008

Voraussagen des Standardmodells verglichen worden. Es lässt sich in allen Messungen eine ausgezeichnete Übereinstimmung innerhalb der Fehler mit den Voraussagen des Standardmodells feststellen.

Abschließend ist in Abb. 7.19 ein rekonstruierter W -Kandidat zu sehen. Die grafische Darstellung erfolgt mit DØve_lite [56]. In der oberen Darstellung (Projektion auf die x - y -Ebene) ist deutlich ein Elektron (Energie im elektromagnetischen Kalorimeter in rot) und fehlende Energie (aus der Energiebilanz in transversaler Richtung, gelb) zu erkennen. Dem Elektron ist eine Spur zugeordnet worden (gerade Linie durch den getroffenen Kalorimeter-Tower). Das Elektron besitzt eine Transversalenergie von 36 GeV , die fehlende Energie beträgt 40 GeV . Damit erfüllt das Ereignis die Signal-Definition für W -Kandidaten. In der unteren Darstellung ist die Energiedeposition in Abhängigkeit von η und ϕ aufgetragen. Da von der fehlenden Energie nur die x - und y -Komponente bekannt ist, wird dieser Beitrag standardmäßig bei $\eta \equiv 0$ (d. h. $\theta = 90^\circ$, $\cancel{E}_z = 0$) eingezeichnet.

Abbildung 7.19: Ein W -Ereignis im Detektor. Oben: Ansicht in der x - y -Ebene; unten: Energie-deposition in Abhängigkeit von η und ϕ .



Kapitel 8

Zusammenfassung und Ausblick

Wissenschaft kann die letzten Rätsel der Natur nicht lösen. Sie kann es deswegen nicht, weil wir selbst ein Teil der Natur sind und damit auch ein Teil des Rätsels sind, das wir lösen wollen.

Max Planck

In der vorliegenden Arbeit wurde eine Messung des inklusiven Wirkungsquerschnitts für Elektronproduktion bei der Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}$ durchgeführt, wobei die Elektronen im Zentralbereich des Detektors ($|\eta| \leq 1.1$) nachgewiesen wurden. Es wurden hier ausschließlich isolierte Elektronen behandelt. Die analysierten Proton-Antiproton-Kollisionen (4237156 Ereignisse) wurden mit dem am TEVATRON befindlichen DØ-Detektor aufgezeichnet. Die Messung ist in dieser Form innerhalb der DØ-Kollaboration noch nicht durchgeführt worden. Das Spektrum wurde in Abhängigkeit vom Transversalimpuls der Elektronen im Bereich von 30 bis 180 GeV bestimmt. Der gemessene Wirkungsquerschnitt, der stark mit steigendem p_T abfällt, stimmt über 5 Größenordnungen mit der Voraussage des Standardmodells überein. Aufgrund von Studien mit dem Monte-Carlo-Generator PYTHIA kann der untersuchte Teil des Spektrums auf elektronische Zerfälle der schweren Eichbosonen W und Z zurückgeführt werden.

Mit demselben Datensatz, der eine integrierte Luminosität von $\mathcal{L}_{int} = 39.5 \text{ pb}^{-1}$ beinhaltet, wurde im Anschluss daran eine Messung der Wirkungsquerschnitte für W - und Z -Produktion vorgenommen. Auch diese stimmen mit theoretischen Rechnungen des Standardmodells in Next-to-Next-to-Leading-Order (NNLO) im Rahmen der Unsicherheiten überein. Obwohl für alle Analysen nur ein „kleiner“ Datensatz (verglichen mit der Menge der bis heute genommenen Daten) verwendet wurde, ist der dominante Fehler *nicht* statistischer Natur, sondern wird von der Unsicherheit in der Luminositätsbestimmung (10 %) dominiert. Die Luminosität könnte auch ein Grund dafür sein, dass alle Wirkungsquerschnitte tendenziell *über* den Voraussagen liegen, da andere Messgrößen wie Akzeptanzen und Effizienzen in unterschiedlichen analytischen Formen (ε , ε^2) eingehen.

Eine von der Luminosität unabhängige Messung stellt die indirekte Bestimmung der totalen Zerfallsbreite des W -Bosons $\Gamma(W)$ dar, da das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte gebildet wird. Außer diesem Verhältnis \mathcal{R} gehen neben theoretischen Rechnungen noch

Präzisionsmessungen der LEP-Experimente ein. Damit konnte die W -Breite – in ausgezeichneter Übereinstimmung mit der Standardmodell-Voraussage – bis auf 5 % genau gemessen werden.

Für die Analysen mussten auch Eigenschaften des Detektors und der Rekonstruktion (Effizienzen und Akzeptanzen) bestimmt werden, um die gemessenen Daten damit zu korrigieren. Im Wesentlichen wurden die Informationen aus der Vermessung der Z -Resonanz gewonnen. Zerfällt das Z -Boson in zwei Elektronen, so wird nach erfolgreicher Messung eines Elektrons („tag“-Elektron) das andere auf Anwesenheit im Detektor, z. B. Kalorimeter oder Spurdetektoren, überprüft („probe“-Elektron). Daraus erhält man z. B. für die Effizienz, ein getriggertes, rekonstruiertes Elektron mit Spur zu finden, einen Wert von etwa 60 %.

Der Untergrund ist bei Proton-Antiproton-Kollisionen ein nicht zu unterschätzender Faktor; in der Analyse für inklusive Elektronproduktion beträgt das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis beispielsweise nur 0.085. Mit der vorgestellten Matrix-Methode gelingt die separable Berechnung von Signal- und Untergrund-Ereignissen, indem die Information, ob dem Elektron eine Spur zugeordnet worden ist oder nicht, als Trennungsmerkmal benutzt wird.

Durch die Messungen konnte gezeigt werden, dass der DØ-Detektor mit dem Beschleuniger TEVATRON ein gutes „Mikroskop“ für subatomare Prozesse ist. Es können grundlegende Eigenschaften der elektroschwachen (W - und Z -Produktion und -Zerfall) ebenso wie der starken Wechselwirkung (diese geht z. B. in die Partondichteverteilungen ein) überprüft werden. Unser heutiges Verständnis des Standardmodells, welches in Simulationen/Generatoren wie PYTHIA eingeht, ist mit den Daten verträglich. Auch wenn das Higgs-Boson noch nicht nachgewiesen wurde, hat sich das Standardmodell der Teilchenphysik auf dem Niveau der hier untersuchten Prozesse bewährt.

Ein verbesserungswürdiger Punkt für zukünftige Analysen innerhalb der DØ-Kollaboration ist sicherlich die Bestimmung der Luminosität. Es könnte dazu beispielsweise – ebenso wie bei der Bestimmung der Effizienzen – die Z -Resonanz herangezogen werden. Der Wirkungsquerschnitt ist bekannt, ebenso können die zwei Elektronen gut im Kalorimeter nachgewiesen werden. In dieser Richtung werden bereits Anstrengungen unternommen.

Es bleibt zu hoffen, dass mit dem DØ-Detektor in den nächsten Jahren (bis die folgende Generation von Beschleunigern und Detektoren ihren Dienst antritt) noch viele Analysen – auch außerhalb des Standardmodells (Supersymmetrie, Extra Dimensionen, Leptoquarks, ...) – folgen werden.

Anhang A

Rapidity und Pseudorapidity

Die Darstellung von kartesischen Koordinaten $\{x, y, z\}$ in Kugelkoordinaten $\{r, \theta, \phi\}$ lautet

$$\begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} r \cos \phi \sin \theta \\ r \sin \phi \sin \theta \\ r \cos \theta \end{pmatrix}. \quad (\text{A.1})$$

Partonen, die als Bestandteile von Hadronen an Kollisionen beteiligt sind, tragen selbst unterschiedliche Anteile des Hadronimpulses, so dass das Schwerpunktsystem der Partonen einen Schub („Boost“) entlang der Strahlrichtung z im Laborsystem hat. Die Wahl des Polarwinkels θ zur Beschreibung des Systems ist ungeeignet, da Polarwinkelverteilungen nicht invariant sind unter Lorentz-Transformationen. Stattdessen wird die *Rapidity* verwendet, da die *Form* der Rapidityverteilung invariant unter Lorentz-Transformationen ist. Die Rapidity wird aus dem Impuls in z -Richtung p_z und der Gesamtenergie E folgendermaßen gebildet

$$y \equiv \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right) = \operatorname{artanh} \frac{p_z}{E}, \quad (\text{A.2})$$

wobei der artanh (Areatangenshyperbolikus) die Umkehrfunktion des \tanh (Tangenshyperbolikus) ist. Die letzte Gleichheit in Gl. (A.2) folgt wegen

$$\tanh y = \frac{e^y - e^{-y}}{e^y + e^{-y}} = \frac{\sqrt{\frac{E+p_z}{E-p_z}} - \sqrt{\frac{E-p_z}{E+p_z}}}{\sqrt{\frac{E+p_z}{E-p_z}} + \sqrt{\frac{E-p_z}{E+p_z}}} = \frac{(E+p_z) - (E-p_z)}{(E+p_z) + (E-p_z)} = \frac{p_z}{E}. \quad (\text{A.3})$$

Um zu zeigen, dass die Form der Rapidityverteilung invariant unter Lorentz-Transformationen entlang der Strahlrichtung ist, wird ein Boost entlang der z -Achse durchgeführt mit

$$\begin{pmatrix} E' \\ p'_x \\ p'_y \\ p'_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma & 0 & 0 & -\beta\gamma \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ -\beta\gamma & 0 & 0 & \gamma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E \\ p_x \\ p_y \\ p_z \end{pmatrix}. \quad (\text{A.4})$$

Es gilt

$$m^2 = E^2 - \vec{p}^2 = E^2 - p_x^2 - p_y^2 - p_z^2 = E'^2 - p_x'^2 - p_y'^2 - p_z'^2. \quad (\text{A.5})$$

Man sieht, dass der Transversalimpuls unter der Lorentz-Transformation invariant ist mit

$$\vec{p}_T' = \begin{pmatrix} p'_x \\ p'_y \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} p_x \\ p_y \\ 0 \end{pmatrix} = \vec{p}_T. \quad (\text{A.6})$$

Nach dem Boost hat die Rapidität den Wert

$$\begin{aligned} y' &= \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E' + p'_z}{E' - p'_z} \right) = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{\gamma(E - \beta p_z - \beta E + p_z)}{\gamma(E - \beta p_z + \beta E - p_z)} \right) \\ &= \frac{1}{2} \ln \left(\frac{(E + p_z)(1 - \beta)}{(E - p_z)(1 + \beta)} \right) = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right) + \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1 - \beta}{1 + \beta} \right) \\ &= y - \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1 + \beta}{1 - \beta} \right) = y - \text{artanh } \beta. \end{aligned} \quad (\text{A.7})$$

Wegen $dy' = dy$ ist somit die Form der Rapiditätsverteilung invariant unter einem Boost in z -Richtung

$$\frac{dN}{dy} = \frac{dN}{dy'}. \quad (\text{A.8})$$

Die Rapidität selbst ist *nicht* invariant ($y' = y - \text{artanh } \beta$).

Im Hochenergielimes $p^2 \gg m^2$ gilt $E^2 = p^2$. Dann lässt sich die Rapidität wie folgt umschreiben ($p_z = p \cos \theta = E \cos \theta$)

$$\begin{aligned} y &= \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E(1 + \cos \theta)}{E(1 - \cos \theta)} \right) = -\frac{1}{2} \ln \left(\frac{1 - \cos \theta}{1 + \cos \theta} \right) = -\frac{1}{2} \ln \left(\frac{1 - \cos^2 \theta}{(1 + \cos \theta)^2} \right) \\ &= -\ln \left(\frac{\sin \theta}{1 + \cos \theta} \right) = -\ln \left(\frac{2 \sin \frac{\theta}{2} \cos \frac{\theta}{2}}{2 \cos^2 \frac{\theta}{2}} \right) \\ &= -\ln \tan \frac{\theta}{2}. \end{aligned} \quad (\text{A.9})$$

Die so erhaltene Größe bezeichnet man als *Pseudorapidität*

$$\eta \equiv -\ln \tan \frac{\theta}{2}. \quad (\text{A.10})$$

Die Pseudorapidität entspricht der Rapidität, wenn die Teilchenenergie erheblich größer ist als die Ruhemasse des Teilchens. In diesem Grenzfall ist die Form der Pseudorapiditätsverteilung auch invariant unter Lorentz-Transformationen entlang der Strahlrichtung.

Tabelle A.1: Vergleich zwischen θ - und η -Werten.

θ [°]	0	10	36.8	40.4	45	90	180
η	∞	2.44	1.1	1	0.88	0	$-\infty$

Anhang B

Binomialverteilung

Alle hier verwendeten Effizienzen sind von der Form

$$\varepsilon = \frac{\text{Anzahl Ereignisse, die Bedingung } A \text{ erfüllen}}{\text{alle Ereignisse}} = \frac{m}{n} \quad (\text{B.1})$$

mit $0 \leq \varepsilon \leq 1$ (siehe z. B. [44] und [45]). Da ein Ereignis entweder die Bedingung A erfüllt oder diese nicht erfüllt, ist die Größe im Zähler eine Untermenge der Größe im Nenner. Dann ist m *binomialverteilt* [47] gemäß

$$f(m) = \binom{n}{m} \cdot \varepsilon^m \cdot (1 - \varepsilon)^{n-m} \quad (\text{B.2})$$

bei vorgegebenen ε und n . Der Mittelwert \bar{m} der Binomialverteilung

$$\bar{m} = n\varepsilon \quad (\text{B.3})$$

erfüllt gerade Gl. (B.1). Die Varianz der Binomialverteilung lautet

$$\sigma_m^2 = n\varepsilon(1 - \varepsilon). \quad (\text{B.4})$$

Aus $m = \bar{m} \pm \sigma_m$ lässt sich nun der Fehler der Effizienz ε bestimmen, wenn m und n bekannt sind (also z. B. durch eine Messung fest vorgegeben sind). Es gilt

$$m = n\varepsilon \pm \sqrt{n\varepsilon(1 - \varepsilon)} \quad \Leftrightarrow \quad \varepsilon^2 - \varepsilon \frac{n(2m + 1)}{n(n + 1)} + \frac{m^2}{n(n + 1)} = 0. \quad (\text{B.5})$$

Die quadratische Gleichung in ε hat zwei Lösungen

$$\begin{aligned} \varepsilon_{\pm} &= \frac{1}{2n(n + 1)} \left\{ n(2m + 1) \pm \sqrt{n^2(2m + 1)^2 - 4n(n + 1)m^2} \right\} \\ &= \frac{2m + 1}{2(n + 1)} \pm \frac{1}{2n(n + 1)} \sqrt{n^2(2m + 1)^2 - 4n(n + 1)m^2} \quad (\text{B.6}) \\ &= \bar{\varepsilon} \pm \sigma_{\varepsilon}. \quad (\text{B.7}) \end{aligned}$$

Auf den Wert $\bar{\varepsilon} = m/n$ bezogen können asymmetrische Fehler definiert werden (vgl. Abb. B.1)

$$\sigma_{\varepsilon_+} = \varepsilon_+ - \bar{\varepsilon} = \bar{\varepsilon} + \sigma_{\varepsilon} - \frac{m}{n}, \quad (\text{B.8})$$

$$\sigma_{\varepsilon_-} = \bar{\varepsilon} - \varepsilon_- = \frac{m}{n} - \bar{\varepsilon} + \sigma_{\varepsilon}. \quad (\text{B.9})$$

Für $m, n \gg 1$ ergibt sich aus Gl. (B.6)

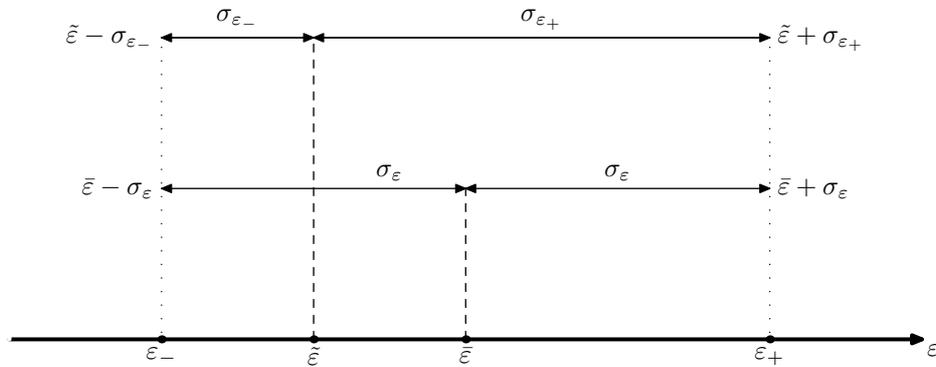
$$\bar{\varepsilon} = \tilde{\varepsilon} = \frac{m}{n}, \quad \sigma_{\varepsilon} = \sigma_{\varepsilon_+} = \sigma_{\varepsilon_-} = \sqrt{\frac{1}{n} \cdot \frac{m}{n} \left(1 - \frac{m}{n}\right) + \frac{1}{4n^2}}, \quad (\text{B.10})$$

so dass dann

$$\varepsilon = \bar{\varepsilon} \pm \sigma_{\varepsilon} = \frac{m}{n} \pm \sqrt{\frac{1}{n} \cdot \frac{m}{n} \left(1 - \frac{m}{n}\right) + \frac{1}{4n^2}} \quad (\text{B.11})$$

die Effizienz mit Fehler angibt. Diese Formel wird ausschließlich zur Berechnung der Effizienzen und der zugehörigen Fehler verwendet. Bei der Bestimmung der Trigger-Effizienz in Kap. 5.2.1 wird in Abb. 5.1 und 5.2 die Auftragung mit asymmetrischen Fehlern gewählt, da dort der Fall $m, n \sim \mathcal{O}(1)$ auftreten kann.

Abbildung B.1: Vergleich zwischen symmetrischen und asymmetrischen Fehlern.



Literaturverzeichnis

- [1] P. Schmüser, „Feynman-Graphen und Eichtheorien für Experimentalphysiker“, 2. Auflage, Springer, 1995
- [2] F. Halzen, A. D. Martin, „Quarks and Leptons“, Wiley, 1984
- [3] V. D. Barger, R. J. N. Phillips, „Collider Physics“, Addison Wesley, 1993
- [4] The K2K Collaboration, M. H. Ahn et al., „Indications of Neutrino Oscillation in a 250 km Long-baseline Experiment“, Phys. Rev. Lett. 90 (2003) 041801
- [5] LEP Higgs Working Group, „Search for the Standard Model Higgs Boson at LEP“, CERN-EP/2003-011, 2003
- [6] Die LEP Kollaborationen, „A Combination of Preliminary Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model“, CERN-EP-Note in Vorbereitung (Stand: Okt. 2003)
- [7] LEP Electroweak Working Group, <http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG>
- [8] R. Hamberg, W. L. Van Neerven, T. Matsuura, Nucl. Phys. B359, 343 (1991)
- [9] W. L. Van Neerven, E. B. Zijlstra, Nucl. Phys. B382, 11 (1992)
- [10] K. Hagiwara et al., Phys. Rev. D66 010001 (2002)
- [11] The CDF and DØ-Collaborations, and The Tevatron EWWG (Electroweak Working Group), „Combining the CDF und DØ R Measurements for Summer, 2003“, DØ-Note 4188, CDF-Note 6566, Version 2.0, 2003
- [12] T. Sjöstrand, L. Lönnblad, S. Mrenna, „Pythia 6.2 Physics and Manual“, CERN Program Library, Lund TP 01-21, August 2001
- [13] R. Brun, F. Rademakers, „ROOT Users Guide 3.05“, CERN Program Library, 2001
- [14] Visual Media Services, FERMILAB, USA, Photo Database, <http://vmsfmp2.fnal.gov/v1/VMSChoice.htm>
- [15] Fermilab’s Chain of Accelerators, <http://www-bd.fnal.gov/public/index.html>
- [16] Run II Handbook, <http://www-bd.fnal.gov/runII/index.html>
- [17] Trigger Meister’s Webpage, http://www-d0online.fnal.gov/www/groups/tm/tm_main.html

- [18] DØ Silicon Tracker Drawings and Photos,
http://d0server1.fnal.gov/projects/silicon/www/drawings_eng.html
- [19] S. Abachi et al., DØ-Collaboration, Nucl. Instr. and Meth. A 338 (1994) 185
- [20] The DØ-Collaboration, „The DØ Upgrade, The Detector and Its Physics“, 1996
- [21] DØ Photographs, <http://www-d0.fnal.gov/runcoor/photos/d0photos.html>
- [22] EM ID v2.2.1 (12. Dezember 2002), http://www-d0.fnal.gov/phys_id/emid/d0_private/certification/main_v2_2_1.html
- [23] Global Trigger List Descriptions,
http://www-d0.fnal.gov/trigger_meister/private/www/tl_desc/global.html
- [24] Luminosity ID Home Page, http://www-d0.fnal.gov/phys_id/luminosity/
- [25] M. Begel, Luminosity Tutorial,
http://www-d0.fnal.gov/phys_id/luminosity/presentations/tutorial.ps
- [26] Luminosity Stage Files, Verzeichnisse auf clued0: /home/begel/stage2a bzw. /home/begel/stage3
- [27] Using SAM (Sequential data Access via Meta-data),
<http://d0db-prd.fnal.gov/sam/>
- [28] M. Klute, L. Phaf, D. Whiteson, „TopAnalyze - A Framework Analyze Package For Top Group Analyses“, DØ-Note 4122, 2003
- [29] Global Monitoring: Live Monitoring Plots (Physics Examine),
<http://www-d0online.fnal.gov/groups/gm/GM.html>
- [30] F. Fleuret, „The D0 Electron/Photon Analysis package EMAnalyze“, DØ-Note 3888, 2001
- [31] DØ Top Production Group, „Measurement of the $t\bar{t}$ cross section at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV“, DØ-Note 4116, Draft 3.2, 2003
- [32] EM ID v4.1 (17. Juli 2003), http://www-d0.fnal.gov/phys_id/emid/d0_private/certification/main_v4_1.html
- [33] V. Büscher, J. Zhu, „em.cert: EM Certification Tools“, DØ-Note 4171, 2003
- [34] G. Steinbrück, „Measurement of the Angular Distribution of Electrons from W Boson Decays at DØ“, Dissertation, University of Oklahoma, Norman/Oklahoma, 1999
- [35] Jet/MET ID v3.2 (18. Juli 2003), http://www-d0.fnal.gov/~d0upgrad/d0_private/software/jetid/jetid/certification/v3_0/newjet-id.txt
- [36] 1em-Skims (p13.05.00) der DØ-New Phenomena-Gruppe,
<http://marwww.in2p3.fr/%7Eethomas/np/skim/status.html#p13.05.00>
- [37] emTrig-Skims (p13.05.00) der DØ-Top-Gruppe,
<http://www-clued0.fnal.gov/~jonas/top-skimming/p130500.html>

- [38] etrack-Skims (p13.05.00) der DØ-Top-Gruppe,
<http://www-clued0.fnal.gov/~jonas/top-skimming/p130500.html>
- [39] emjet-Skims (p13.05.00) der DØ-WZ-Gruppe, Definitionsname des Datensatzes in SAM (*dataset definition*): „wzskim_emjet“ (enthält p13.05.00, p13.06.00 und p13.06.01)
- [40] $W \rightarrow e\nu$ Monte Carlo (p13.06.00) der DØ-WZ-Gruppe, Definitionsname des Datensatzes in SAM: „wzgroup_p13_3481_wenu_tmb“
- [41] $Z \rightarrow ee$ Monte Carlo (p13.06.00) der DØ-WZ-Gruppe, Definitionsname des Datensatzes in SAM: „wzgroup_p13_3484_zee_tmb“
- [42] $Z \rightarrow \tau\tau$ Monte Carlo (p13.10.00) von C. Noeding, Verzeichnis auf clued0:
/rooms/rest/noeding/mcp13/p13.10.00/z_tautau
- [43] W +Zwei-Jet-Monte Carlo (p13.05.00) von M. Klute, Verzeichnis auf clued0:
</rooms/hall/topmc/vecbos/w2j>
- [44] M. Klute, A. Quadt, „Measurements of Level 1 Trigger Efficiencies from DØ Data“, DØ-Note 3949, 2002
- [45] T. Golling, „Tool to determine L1 CEM(n,x) Trigger Efficiencies for a given data set“, DØ-Note 4022, 2002
- [46] G. Gómez, „Extraction of the Width of the W Boson from a Measurement of the Ratio of the W and Z Cross Sections“, Dissertation, 1999
- [47] I. Bronstein et al., „Taschenbuch der Mathematik“, 4. Auflage, Verlag Harri Deutsch, 1999
- [48] M. Kado, R. Zitoun, „Measurement of the Z and W boson production cross sections in the electron mode in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV“, DØ-Note 4003, 2002
- [49] CTEQ Collaboration, H. L. Lai et al., Phys. Rev. D55 (1997) 1280
- [50] M. Glück, E. Reya, A. Vogt, Eur. Phys. J. C5, 461 (1998)
- [51] A. D. Martin, E. Levin, W. J. Stirling, R. S. Thorne, Phys. Lett. B443, 301 (1998)
- [52] H. L. Lai et al., Eur. Phys. J. C12 (2000) 375
- [53] D. Alton et al., „Measurement of $Z \rightarrow e^+e^-$ and $W \rightarrow e^\pm\nu$ Production Cross Sections at the Tevatron With the DZero Detector“, DØ-Note 4131, 2003
- [54] T. Stapelberg, „Messung des inklusiven Wirkungsquerschnitts für Myonproduktion am Tevatron-Beschleuniger“, Diplomarbeit am III. Physikalischen Institut der RWTH Aachen, 2003
- [55] DØ Electroweak Physics Group in Run II (Spring 2003),
http://www-d0.fnal.gov/Run2Physics/wz/Public/results/results_run2.html
- [56] DØ Visualization Environment (dØve),
<http://www-d0.fnal.gov/computing/graphics/d0veall/d0vealldoc.html>

Abbildungsverzeichnis

2.1	$\Delta\chi^2$ als Funktion der Higgs-Masse	13
2.2	Feynman-Diagramme zur W^+ - und Z^0 -Produktion	14
2.3	Schema zur Hadronisation und Jet-Bildung	17
2.4	Wirkungsquerschnitt für inklusive Elektronproduktion (Generatorstudie mit PYTHIA)	18
3.1	Luftbild des FERMILAB	20
3.2	Schematische Darstellung der einzelnen Beschleunigungsstufen	21
3.3	Trigger-Raten und Luminosität während eines <i>Stores</i>	22
3.4	Der DØ-Detektor im Querschnitt	23
3.5	Innere Komponenten des DØ-Detektors (Querschnitt)	24
3.6	Foto des DØ-Detektors	25
3.7	Foto des Kryostaten	25
3.8	Aufbau des Silizium-Detektors (schematisch)	26
3.9	Segmentation des DØ-Kalorimeters	27
3.10	Einheitszelle im Kalorimeter	28
3.11	Foto des Luminositäts-Monitors	31
4.1	Verteilungen elektromagnetischer Objekte im <i>Global Monitoring</i>	34
4.2	Verteilungen der H -Matrix	36
4.3	η - ϕ -Verteilungen	38
5.1	Trigger-Effizienz der L1-Stufe	46
5.2	Trigger-Effizienz des Trigger-Satzes	47
5.3	Vergleich zwischen einem idealen und einem realen Trigger	48
5.4	Elektromagnetische Schauer in Kalorimeter-Zellen (schematische Darstellung)	48
5.5	Trigger-Effizienz in Abhängigkeit von p_T	49

5.6	Grafische Darstellung der <i>tag and probe</i> -Methode	50
5.7	Verteilungen für den Test-Schnitt <i>HM8</i>	52
5.8	<i>HM8</i> -Effizienz in Abhängigkeit von der Wahl der Schnittgrenze	53
5.9	Verteilungen für den Test-Schnitt <i>iso</i>	54
5.10	Vergleich der Verteilungen (<i>tf</i>) für die Variablen <i>HM8</i> , <i>iso</i> und <i>emf</i>	55
5.11	Grafische Darstellung der Methoden zur Trackmatching-Effizienz	56
5.12	Fits der Verteilungen zur Trackmatching-Effizienz	57
5.13	Vergleich der invarianten Dielektronmasse zwischen Daten, korrigierten und unkorrigierten Monte-Carlo-Simulationen	58
5.14	Vergleich der fehlenden Energie zwischen Daten, korrigierten und unkorrigierten Monte-Carlo-Simulationen	59
6.1	Zwei-Jet-Ereignis (schematisch)	63
6.2	Winkel zwischen Elektron-Kandidat und Jet	64
6.3	Differenz der Azimuthalwinkel der beiden Jets	65
6.4	Rate der Fehlidentifikation in Abhängigkeit von der fehlenden Energie	66
6.5	Rate der Fehlidentifikation in Abhängigkeit von der fehlenden Energie im Vergleich zu <i>W</i> +Zwei-Jet-Ereignissen	66
6.6	Einfluss der Spurmultiplicität in <i>Z</i> → $\tau\tau$ -Ereignissen	67
6.7	Rate der Fehlidentifikation in Abhängigkeit von η	68
6.8	Rate der Fehlidentifikation in Abhängigkeit vom Transversalimpuls	68
6.9	Einfluss der Schnittvariable $HM8 < x$ auf den photonischen Untergrund	69
7.1	Wirkungsquerschnitt für inklusive Elektronproduktion	74
7.2	Wirkungsquerschnitt für inklusive Elektron- und Myonproduktion im Vergleich	74
7.3	η -Verteilung der Elektronen (inklusive Elektronproduktion)	75
7.4	ϕ -Verteilung der Elektronen (inklusive Elektronproduktion)	75
7.5	Verhältnis von Signal- zu Untergrund-Ereignissen (inklusive Elektronproduktion)	76
7.6	Wirkungsquerschnitt für <i>Z</i> -Produktion	78
7.7	Verteilung der invarianten Dielektronmasse aus <i>Z</i> -Zerfällen	78
7.8	Ladung der Elektronen aus dem <i>Z</i> -Zerfall	79
7.9	ϕ -Verteilungen der Elektronen aus dem <i>Z</i> -Zerfall	79
7.10	η -Verteilungen der Elektronen aus dem <i>Z</i> -Zerfall	80
7.11	$\cos\theta_Z$ -Verteilung des aus den Elektronen rekonstruierten <i>Z</i> -Bosons	80

7.12	Wirkungsquerschnitt für W -Produktion	82
7.13	Verteilung der transversalen Masse für W -Ereignisse	83
7.14	η -Verteilung der Elektronen aus dem W -Zerfall	83
7.15	ϕ -Verteilung der Elektronen aus dem W -Zerfall	84
7.16	Wirkungsquerschnitt für Z - und W -Produktion	84
7.17	Verzweigungsverhältnis $B(W \rightarrow e\nu)$	86
7.18	Totale Zerfallsbreite $\Gamma(W)$	86
7.19	Ein W -Ereignis im Detektor	88
B.1	Vergleich zwischen symmetrischen und asymmetrischen Fehlern	94

Danksagung

Bedanken möchte ich mich zuerst bei Herrn Prof. Dr. T. Hebbeker, der mir meine interessante Diplomarbeit am III. Physikalischen Institut A ermöglicht hat. Auch möchte ich mich dafür bedanken, dass ich einen zweiwöchigen Aufenthalt am FERMILAB in den USA genießen konnte. Herrn Prof. Dr. A. Böhm danke ich nicht nur für die spontane Bereitschaft, sich als Koreferent dieser Arbeit zu widmen, sondern auch für die anregenden Diskussionen und Gespräche, die insbesondere im Rahmen des „Diplomanden- und Doktoranden-Seminars“ stattfanden.

Weiterhin möchte ich mich bei der Aachener DØ-Gruppe für die fruchtbare Zusammenarbeit bedanken. Mein besonderer Dank gilt Christian Autermann, der nie die Nerven verlor, wenn ich ihn zum wiederholten Male nach einem LINUX-Befehl fragte oder wenn der Software-Server streikte. Dr. Martin Wegner danke ich für die kompetente Unterstützung im Bereich der Trigger – in unzähligen Videokonferenzen musste er sich immer wieder Fragen zu diesem Thema stellen. Auch Dr. Arnd Meyer sei an dieser Stelle für die vielen hilfreichen Vorschläge und Anregungen gedankt.

Für die angenehme Arbeitsatmosphäre möchte ich mich besonders bei meinem Mit-Diplomanden Thomas Stapelberg bedanken. Da wir nahezu gleichzeitig mit unseren Diplomarbeiten angefangen hatten, konnte jeder von den Erkenntnissen und Fehlern des Anderen lernen. Auch Daniela Käfer danke ich für die anregenden Gespräche und Diskussionen; insbesondere auch für das sorgfältige Korrekturlesen dieser Arbeit. Den „Nachfolgern“ Lotte Wilke und Oliver Kraff wünsche ich an dieser Stelle viel Erfolg und Spaß bei der Arbeit in der Aachener DØ-Gruppe.

Ganz undenkbar wäre die Arbeit ohne die Unterstützung der DØ-Kollaboration. Hier möchte ich mich vor allem bei Dr. Volker Büscher von der EMID-Gruppe bedanken, der meine diesbezüglichen Fragen stets kompetent und schnell vom FERMILAB aus beantwortete. Desweiteren danke ich Markus Klute von der TOP-Gruppe, der nicht nur ein Ansprechpartner für Probleme mit dem Analyse-Paket TOPANALYZE war, sondern der auch sämtliche Sonderwünsche schnell in das Programm einbaute.

Mein ganz besonderer Dank aber gilt meinen Eltern, die mir nicht nur das Studium ermöglichten, sondern mich stets finanziell und moralisch unterstützten.