Das Transversalimpulsspektrum des Z^0-Bosons in in $\boldsymbol{p\bar{p}}$ Kollisionen am Tevatron

Diplomarbeit der Fakultät für Physik
der
Ludwig-Maximilians-Universität München

vorgelegt von
Britta Tiller
aus München

München, den 9. August 2004

1. Gutachterin:	Prof. Dr. Dorothee Schaile
2. Gutachter:	Prof. Dr. Martin Fässler

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wird die Messung des differentiellen Wirkungsquerschnittes $d\sigma/dp_T$ des Z^0-Bosons unter Verwendung des Zerfallskanales $Z^0 \to \mu^+\mu^-$ in $p\bar{p}$-Kollisionen am Tevatron beschrieben. Die analysierten Daten mit einer integrierten Luminosität von $\approx$ 147 pb^{-1} sind mit dem DØ-Detektor von April 2002 bis September 2003 gemessen worden. Durch einen kinematischen Fit wird die Transversalimpulsauflösung der Myonen verbessert. Das gemessene Transversalimpulsspektrum des Z^0-Bosons muß auf Effekte der endlichen Messgenauigkeit korrigiert werden. Hierfür wird die Methode des regularisierten Entfaltens und die Bin-by-Bin Korrektur verwendet. Das Ergebnis der Messung wird mit einer Messung des differentiellen Wirkungsquerschnittes im Zerfallskanal $Z^0 \to e^+e^-$ und den Vorhersagen der Theorie verglichen.

Für Konstantin

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung

Der Beta-Zerfall, entdeckt 1896 von Bequerel, ist das älteste und bekannteste Beispiel einer schwachen Wechselwirkung. Erst im Jahre 1930 erkannte man welche Teilchen an diesem Zerfall beteiligt sind. Fermi formulierte 1933 eine erste Theorie, die schwache Prozesse ganz analog zur Quantenelektrodynamik behandelte, aber den Austausch des Photons durch eine punktförmige Wechselwirkung von vier Fermionen ersetzte. Die in dieser Theorie auftretenden Divergenzen konnten erst durch eine Vereinigung der schwachen mit der elektromagnetischen Wechselwirkung beseitigt werden [1]. In dieser Theorie erhält das masselose Photon einen massiven Partner, das Z^0-Boson. Da schwache neutrale Prozesse oft durch die viel stärkeren elektromagnetischen Effekte überdeckt werden, konnten die zugehörigen schwachen Prozesse jedoch erst 1973 am CERN bestätigt werden.
Mit der Entdeckung des Z^0-Bosons durch die UA1 und die UA2 Kollaboration am Proton-Antiprotonkollider des CERN [2, 3] im Jahre 1983 begann die Untersuchung seiner Eigenschaften. Viele seiner intrinsischen Eigenschaften sind seit seiner Entdeckung im Detail an e^+e^--Kollidern studiert worden. Seine Masse, gemessen am e^+e^--Kollider LEP (Large Electron-Positron Collider) des CERN ist bis zu einer Genauigkeit von 10^{-5} [4] bekannt, und zählt somit zu einem der am genauesten gemessenen Parametern in der Teilchenphysik. Während bei den LEP-Experimenten der Schwerpunkt auf der Überprüfung des elektroschwachen Charakters des Z^0-Bosons lag wird der Produktionswirkungsquerschnitt des Z^0-Bosons am Tevatron, einem Proton-Antiprotonkollider des Fermilabs, hauptsächlich durch die Quantenchromodynamik (QCD) bestimmt. Die Produktion des Z^0-Bosons dient daher als Test der QCD. Seine große Masse von etwa 91.2 GeV sichert zudem eine hohe Energieskala ($Q^2 \sim M_{Z^0}^2$), bei der eine stöhrungstheoretische Beschreibung durch die Quantenchromodynamik möglich ist.
Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Messung des differentiellen Wirkungsquerschnittes $d\sigma/dp_T$ des Z^0-Bosons unter Verwendung des Zerfallskanales $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$. Dieser hat im Vergleich zu hadronischen Zerfallskanälen experimentell eine sehr klare Signatur und eine einfachere theoretische Beschreibung, da QCD Korrekturen nur im Anfangszustand auftreten. Das Z^0-Boson kann somit sehr genau und ohne Untergrund rekonstruiert werden. Neben einem Test der QCD bei hohen Q^2 kann

durch Kenntnis des Transversalimpulsspektrums des Z^0-Bosons der systematische Fehler bei der Bestimmung der W-Masse reduziert werden.
Ein kurzer Überblick über das Standardmodel der Teilchenphysik und das Z^0-Boson zusammen mit einer Beschreibung des Fermilabbeschleunigers Tevatron und seinem DØ-Detektor wird in Kapitel 2 dieser Arbeit gegeben. Im Kapitel 3 werden die verwendeten Datensätze, die Ereignisrekonstruktion und die Selektion des Signals beschrieben. Die Messung des differentiellen Wirkungsquerschnittes $d\sigma/dp_T$ des Z^0-Bosons in Abhängigkeit von seinem Transversalimpuls ist in Kapitel 4 zusammengefasst. Es werden zwei verschiedene Korrekturmethoden verwendet, um von dem gemessenen Transversalimpulsspektrum, das sich aufgrund der begrenzten Messgenauigkeit und verschiedener Detektorffekte von dem wahren Spektrum unterscheidet, auf die wahre Verteilung zurückzuschließen. Zusätzlich wird das Ergebnis der Messung mit dem Ergebnis einer früheren Messung im Zerfallskanal $Z^0 \to e^+e^-$ und den theoretischen Vorhersagen verglichen.

2 Physikalische Motivation und experimentelles Umfeld

2.1 Das Standardmodell der Teilchenphysik

Vier Grundkräfte, charakterisiert durch ihre verschiedenen Reichweiten, Stärken und Kopplungen beschreiben die heute bekannten physikalischen Prozesse und Wechselwirkungen. Die elektromagnetische Wechselwirkung, verantwortlich z.B. für den Atomaufbau, erklärt die Elektrizität und den Magnetismus und überdeckt einen Großteil der makroskopischen Physik. Die Gravitation als schwächste bis heute bekannte Kraft sorgt dafür, daß sich massive Teilchen anziehen und besitzt ebenso wie die elektromagnetische Wechselwirkung eine unendliche Reichweite. Für den Zusammenhalt der Atomkerne ist die starke Wechselwirkung verantwortlich, deren effektive Reichweite ca. 10^{-15} m oder ein Fermi beträgt. Die letzte Kraft ist die schwache Wechselwirkung, welche u.a. für den radioaktiven β-Zerfall verantwortlich ist und eine Reichweite von lediglich 10^{-17} m besitzt. Mit Ausnahme der Gravitation werden diese Wechselwirkungen durch Eichtheorien beschrieben, wobei der Kraftübertrag durch den Austausch von Eichbosonen (Teilchen mit ganzzahligen intrinsischen Drehimpuls oder Spin) erfolgt. Das Standardmodell der Teilchenphysik (für eine ausführliche Beschreibung siehe [7, 8]) vereinigt die elektromagnetische, die schwache und die starke Wechselwirkung. Die Gravition spielt aufgrund ihrer geringen Kopplungsstärke in der Teilchenphysik keine Rolle. Das Standartmodell basiert auf allgemeinen Prinzipien, der speziellen Relativitätstheorie und der Quantenmechanik, welche in der Quantenfeldtheorie kombiniert werden, und wird durch die Eichgruppe

$$SU(3)_{\text{Farbe}} \times SU(2)_{\text{schwacher Isospin}} \times U(1)_{\text{Hyperladung}}$$

beschrieben. Die $SU(3)$-Gruppe beschreibt die Quantenchromodynamik (QCD). Mit der Gruppe $SU(2) \times U(1)$ wird die Vereinheitlichung der elektromagnetischen und der schwachen Wechselwirkung zur elektroschwachen indentifiziert.

Die Materie ist im Bild des Standardmodells aus Fermionen (Teilchen mit halbzahligen Spin) und ihren Antiteilchen aufgebaut. Die Fermionen werden in drei Familien unterteilt. Jede Familie besteht aus zwei Quarks (q) und zwei Leptonen (l). Tabelle 2.1 gibt einen Überblick über die Fermionen des Standardmodells. Die Kräfte zwischen den Fermionen werden, wie oben erläutert, über den Austausch von Eichbosonen mit Spin 1 vermittelt. So ist das Photon der Vermittler der elektromagnetischen Wechselwirkung, das $W^{\pm}$ und das Z^0-Boson Vermittler der schwachen Wechselwirkung und die starke Wechselwirkung wird durch acht Gluonen vermittelt.

	Ladung	1.Generation	2.Generation	3.Generation
Quarks	2/3	u	c	t
	-1/3	d	s	b
Leptonen	0	ν_{e}	ν_μ	ν_τ
	-1	e	μ	τ

Tabelle 2.1: Die Fermionen des Standardmodells

2.1.1 Die elektroschwache Wechselwirkung

Glashow, Salam und Weinberg gelang es 1967 die elektromagnetische und die schwache Wechselwirkung zur elektroschwachen Wechselwirkung zu vereinigen [1], welche auf der $SU(2)_{\text{schwacher Isospin}} \times U(1)_{\text{Hyperladung}}$-Symmetriegruppe basiert und die Symmetriegruppe der elektromagnetischen Wechselwirkung $U(1)_{\text{em}}$ als Untergruppe enthält. Die Theorie der elektroschwachen Wechselwirkung beschreibt die Wechselwirkung zwischen den Bosonen und den Fermionen, wie auch die Wechselwirkung zwischen den Bosonen selber. Die Erhaltungsgröße der $U(1)_{\mathrm{Y}}$-Gruppe, die Hyperladung Y, wird hierbei aus einer Kombination der elektrischen Ladung Q und der dritten Komponente des schwachen Isospins I_3 gebildet:

$$Y = 2(Q - I_3)$$

Die Forderung nach Invarianz unter lokalen (d.h. an jedem Raumzeitpunkt frei wählbaren) Transformationen, der $SU(2)_{\text{schwacher Isospin}}$ und der $U(1)_{\text{Hyperladung}}$ Transformation bedingt die Existenz von den vier Eichbosonen W^+, W^-, W^0 und B^0. Im Widerspruch zum Experiment müssen diese in der Theorie zunächst jedoch masselos eingeführt werden. Gelöst wird diese Diskrepanz durch den Higgsmechanismus. Hierbei wird ein zusätzliches Feld eingeführt, das über den Mechanismus der spontanen Symmetriebrechung Eichbosonen und Fermionen Masse verleiht. Aus einer Linearkombination des W^0 und des B^0 ergeben sich das masselose Photon und das massive Z^0.

2.1.2 Die starke Wechselwirkung

Vervollständigt wird das Standardmodell durch die Theorie der Quantenchromodynamik (QCD), welche die starke Wechselwirkung (für eine ausführliche Beschreibung wird auf [7] verwiesen) beschreibt. Diese nicht-abelsche Eichtheorie mit einer $SU(3)$ Gruppenstruktur beschreibt die Wechselwirkung der farbigen Spin 1/2 Quarks mit den ebenfalls farbigen Spin 1 Gluonen. Erhaltungsgröße ist die Farbladung. Die starke Wechselwirkung kann als Farbkopie der Quantenelektrodynamik (QED) gesehen werden. Die Eichfelder dieser Gruppe, die Gluonen, bilden ein Oktett. Die QCD erklärt die Hadronen (Baryonen (bestehend aus drei Quarks) und Mesonen (bestehend aus zwei Quarks)) als dynamisch gebundene Quarkzustände. Die elektrisch neutralen Gluonen koppeln an Farbe und wechselwirken somit mit den ebenfalls farbigen Quarks wie auch mit sich selbst, koppeln aber nicht an die farblosen Leptonen. Im Gegensatz zu der elektromagnetischen Wechselwirkung, nimmt die Stärke der starken Wechselwirkung, beschrieben durch die starke Kopplungskonstante α_s, exponentiell mit dem Abstand der beteiligten Teilchen zu. Dies bedingt, daß farbige Konstituenten in der Natur nur in farbneutralen gebundenen Systemen, deren Farbladung nach außen abgeschirmt ist, auftreten ('Confinement'). Mit größer werdender Energie, was einem höheren Viererimpulsübertrag Q^2 entspricht, wird die starke Kopplung jedoch schwächer und die Quarks und Gluonen können über kleine Abstände als frei betrachtet werden ('asymptotische Freiheit').

2.2 Die Produktion von Z^0-Bosonen am Tevatron

Das Z^0-Boson wurde 1983 durch die UA1 und die UA2 Kollaborationen am Proton-Antiprotoncollider SPS des CERN [2, 3] entdeckt und ist ein unabdingbarer Bestandteil des Standartmodells, das präzise Aussagen über seine Eigenschaften macht.
Bei der Proton-Antiproton-Kollisionsenergie des Tevatrons (1.96TeV) wird die Z^0-Produktion in führender Ordnung durch Quark-Antiquarkannihilation dominiert. Höhere Ordnungen enthalten zusätzlich Quarks oder Gluonen, wie in den Feynmangraphen in Abbildung 2.1 dargestellt ist. Die Ereignisselektion für die Z^0-Produktion an Hadronkollidern beschränkt sich auf den leptonischen Zerfallskanal, da QCD Multijet-Ereignisse als Untergrund die Signatur im hadronischen Zerfallskanal überdecken. Der leptonische Zerfallskanal zeichnet sich durch hohe Effizienzen und Reinheiten aus, das Verzweigungsverhältnis pro Lepton Flavor beträgt jedoch nur 3%.
Die hohe Energieskala des Prozesses ($Q^2 \approx M_Z^2$) ist geeignet, um Vorraussagen der pertubativen QCD über die Produktion und den Zerfall des Z^0-Bosons zu testen und einen Blick in die innere Struktur des Protons und die Kopplungen zwischen

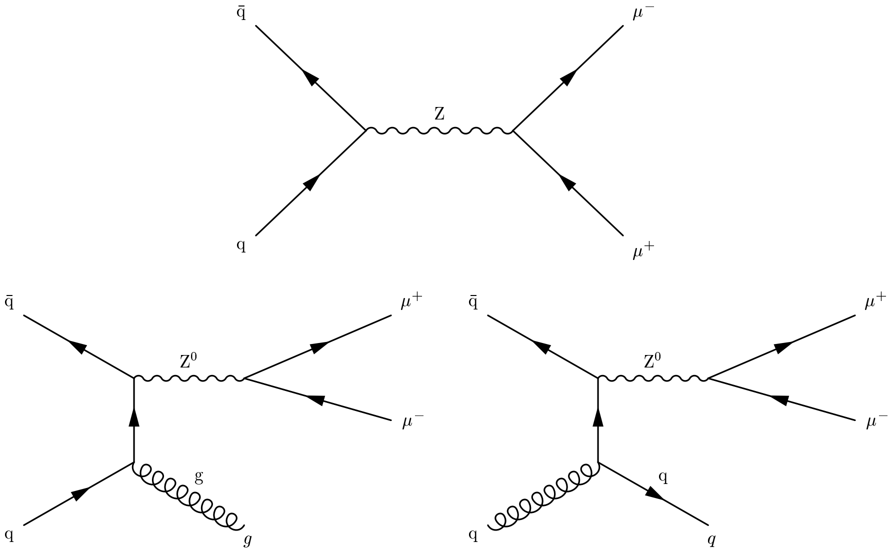


Abbildung 2.1: Feynman Graphen für die Enstehung eines Z^0-Bosons in niedrigster Ordnung (oben) und höherer Ordnung (unten) in α_s

Protonen und Quarks zu geben. Außerdem kann der systematische Fehler bei der Bestimmung der W-Masse reduziert werden, welcher u.a. auf den Transversalimpulsen der Myonen aus den W-Zerfällen beruht. Kennt man das Transversalimpulsspektrum des Z^0-Bosons, so kann auf die entsprechende Verteilung bei der W-Bosonerzeugung rückgeschlossen werden und somit dieser systematische Fehler reduziert werden.

Abbildung 2.2 zeigt das Drell-Yan-Spektrum zur Z^0-Boson Erzeugung. Der Wirkungsquerschnitt für die Produktion eines Leptonpaares ist in führender Ordnung durch die Gewichtung des Wirkungsquerschnittes $\hat{\sigma}$ des harten Prozesses ($q\bar{q} \to l\bar{l}$) mit den entsprechenden Partondichtefunktionen (PDF, Parton Distribution Function) gegeben. Mit Hilfe der pertubativen QCD lässt sich der Wirkungsquerschnitt des harten Prozesses durch Entwicklung nach der starken Kopplungskonstante α_s berechnen.

$$\frac{d\sigma(p\bar{p} \to l\bar{l})}{dM^2_\mathrm{DY}} = \sum_{\mathrm{q},\bar{\mathrm{q}}} \int dx_\mathrm{q} \int dx_{\bar{\mathrm{q}}} f(x_\mathrm{q}, M^2_\mathrm{DY}) f(x_{\bar{\mathrm{q}}}, M^2_\mathrm{DY}) \hat{\sigma}_{\mathrm{q}\bar{\mathrm{q}} \to \mathrm{l}\bar{\mathrm{l}}} \tag{2.1}$$

Er wird auf Partonebene bestimmt und ist unabhängig von der Art der kollidierenden Hadronen. Die Partondichtefunktionen (PDF) $f(x_\mathrm{q}, M_\mathrm{DY}), f(x_{\bar{\mathrm{q}}}, M_\mathrm{DY})$ geben die Wahrscheinlichkeit an, ein Parton (q oder $\bar{q}$) innerhalb des Strahlteilchens zu finden, welches den Anteil x_q bzw. $x_{\bar{\mathrm{q}}}$ des Impulses dessen trägt. Sie werden aus tiefinelastischen Streuungen von Elektronen bzw. Positronen an Protonen und weiteren Messungen (Drell-Yan, Jetproduktion, γ-Produktion) bestimmt.

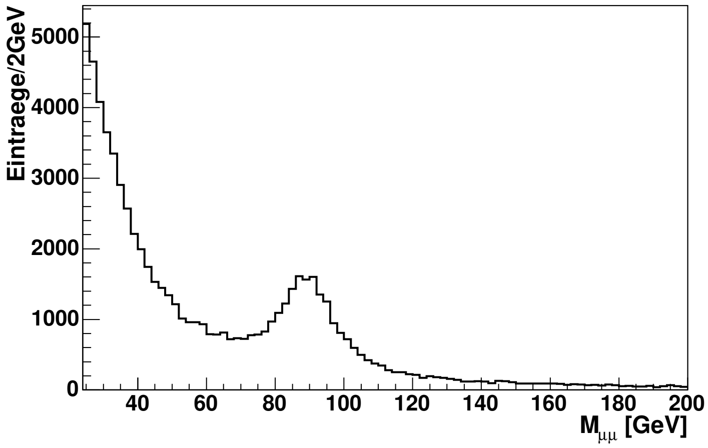


Abbildung 2.2: Drell-Yan Spektrum

Die experimentell beobachtete Transversalimpulsverteilung des Z^0-Bosons läßt sich mit Hilfe des Partonmodells beschreiben (für eine detaillierte Beschreibung wird auf [9] verwiesen). Der Transversalimpuls des Z^0-Bosons resultiert aus Gluonabstrahlungen der einzelnen Partonen vor ihrer Annihilation. Aus der Impulserhaltung folgt, daß die Transversalimpulse dieser Gluonen dem des Z^0-Bosons entsprechen.
In der QCD berechnet sich der differentielle Wirkungsquerschnitt des Z^0-Bosons $d\sigma/dp_T$ aus der Entwicklung nach Potenzen der starken Kopplungskonstanten α_s. Er kann in niedrigster Ordnung QCD geschrieben werden als:

$$\frac{d^2\sigma_{\mathrm{ij}\to\mathrm{V}}}{dp_\mathrm{T}{}^2dy} = \sum_{\mathrm{i,j}} \int dx_\mathrm{i} \int dx_\mathrm{j} f(x_\mathrm{i}, Q^2) f(x_\mathrm{j}, Q^2) \frac{d^2\hat{\sigma}_{\mathrm{i,j}\to\mathrm{V}}}{dp_\mathrm{T}{}^2dy} \tag{2.2}$$

Hierbei bezeichnet $\hat{\sigma}$ den partonischen Wirkungsquerschnitt. Mit p_T wird der Transversalimpuls und mit y die Rapidität[1] des Z^0-Bosons bezeichnet. Bei niedrigeren Werten des Transversalimpulses $p_\mathrm{T}^Z \ll s$ divergiert diese Methode, da Korrekturterme, proportional zu $\alpha_\mathrm{s}\ln(Q^2/p_\mathrm{T}^2)$ ein zu großes Gewicht bekommen. Die pertubative QCD hilft hier durch eine Neuanordnung und Re-Summierung von Termen, welche aus soften Gluonemission stammen und für die Divergenz verantwortlich sind. Durch eine Fourietransformation in den Impaktparameterraum b getragen, erhält die neu

[1]Die Rapidität eines Teilchens ist definiert als:

$$y = \frac{1}{2} ln(\frac{E+p_\mathrm{z}}{E-p_\mathrm{z}}) = tanh^{-1}(\frac{p_\mathrm{z}}{E})$$

E bezeichnet die Energie und p_z die z-Komponente des Impulses summierte Gleichung für den differentiellen Wirkungsquerschnitt die folgende Form:

$$\frac{d^2\sigma_{\mathrm{ij}\to\mathrm{V}}}{dp_{\mathrm{T}}^2 dy} \approx Y(b,Q) + \int_0^\infty d^2b \cdot e^{i\vec{p_{\mathrm{T}}}\cdot\vec{b}} W(b,Q) \tag{2.3}$$

$Y(b,Q)$ basiert auf dem Ergebnis niedrigster Ordnung und korrigiert auf die Anteile, welche in der Stöhrungsrechnung ausgelassen werden, da sie nicht singulär bei $p_{\mathrm{T}} = 0$ sind. $W(b,Q)$ beinhaltet den neu summierten Anteil des differentiellen Wirkungsquerschnittes und kann mit Hilfe des Sudakov-Formfaktors $S_{\mathrm{NP}}(b,Q)$ ausgedrückt werden.

$$W(b,Q) \sim e^{-S_{\mathrm{NP}}(b,Q)} \tag{2.4}$$

Durch diese Neuformulierung der Entwicklung in pertubativer QCD kann die Beschreibung auf Bereiche mit niedrigerem Transversalimpuls ausgeweitet werden. Für den Bereiche $p_{\mathrm{T}} \sim \Lambda_{\mathrm{QCD}}$[2] wird ein weiterer nicht-pertubativer Formfaktor benötigt, welcher die Divergenz, welche für $p_{\mathrm{T}} \to 0$ entsteht, beseitigt. In diesem Bereich wird erwartet, daß die Produktion des Z^0-Bosons durch die nicht-pertubativen Anteile der starken Wechselwirkung dominiert wird und somit $W(b,Q)$ aus Gleichung 2.3 oberhalb eines Wertes $b = b_{\max}$ ($b_{\max} \approx 0.5\,\mathrm{GeV}$) nicht mehr definiert ist. Folgende Substitution hilft dieses Problem zu überwinden:

$$W(b,Q) \to W(b^*,Q)e^{-S_{\mathrm{NP}}(b,Q)} \qquad \mathrm{mit}\, b^* = \frac{b}{\sqrt{1+(b/b_{\max})^2}} \tag{2.5}$$

Der nicht-pertubative Sudakov-Formfaktor S_{NP} hat die Eigenschaften, daß er für $b \to 0$ ebenfalls gegen null konvergiert und für $b \to \infty$ gegen unendlich strebt. S_{NP} besitzt die Form:

$$S_{\mathrm{NP}}(b,Q) = h_1(b,x_{\mathrm{i}}) + h_1(b,x_{\mathrm{j}}) + h_2(b)\cdot \ln(\frac{Q}{2Q_0}) \tag{2.6}$$

Hierbei sind h_1 und h_2 empirische Funktionen, welche experimentell bestimmt werden müssen. Ladinsky und Yuan haben folgende Form für diese Parameterisierung gewählt [10]:

$$S_{\mathrm{NP}}^{\mathrm{LY}} = g_1 b^2 + g_2 b^2 \ln(\frac{Q}{2Q_0}) + g_1 g_3 b \cdot \ln(100 x_{\mathrm{i}} x_{\mathrm{j}}) \tag{2.7}$$

Diese Parameterisierung wird u.a. von dem Monte-Carlo Program `ResBos` (Monte-Carlo for Resummed Boson Production and Decay) [11] verwendet, welches in Kapitel 4.5.3 das Ergebnis der Messung mit der theoretischen Vorhersage vergleicht.
In Simulationsprogrammen werden ausgehend von den Partondichtestrukturfunktionen der hereinkommenden Protonen und Antiprotonen und der Matrixelemente der

[2] Λ_{QCD} beschreibt den einzigen freien Parameter der QCD. Sein Wert liegt im Bereich von einigen MeV.

harten Wechselwirkung die kinematisch gegebenen Prozesse simuliert. Partonschauer des Anfangs- und Endzustandes simulieren Korrekturen in höherer Ordnung. Der Transversalimpuls des Z^0-Bosons wird durch den intrinsischen Transversalimpuls $k_\perp$, den die Partonen tragen, und durch Partonschauer im Anfangszustand bestimmt.

2.3 Das Tevatron

Das Forschungszentrum für elementare Teilchenphysik Fermilab (Fermi National Accelerator Laboratory), benannt nach dem Physiker Enrico Fermi befindet sich in etwa 50 km Entfernung westlich von Chicago/USA. Der Hauptbeschleunigerring des Fermilab ist das Tevatron, das in der Luftaufnahme in Abbildung 2.3 als großer Kreis zu erkennen ist. Das kleinere Oval ist der neue Injektor (Maininjector).
Zu den wichtigsten Entdeckungen, die am Tevatron gemacht wurden, zählt die Entdeckung des top-Quarks (1995) [12, 13] mit den CDF[14]- und DØ[15]-Detektoren.
Der Tevatronring mit einem Umfang von 6.1 km erzielt derzeit die weltweit höchsten

Abbildung 2.3: links: Luftaufnahme des Tevatron; rechts: Schematische Übersicht über das Tevatron

Schwerpunktsenergien im Parton-Parton System. Eine detaillierte Beschreibung des Tevatrons ist in [16] gegeben. Das Tevatron arbeitet bei einer Schwerpunktsenergie von 1.96 TeV im $p\bar{p}$-System. Über eine Reihe von sieben anderen Beschleunigern, die sich über eine Länge von ca. 9 km erstrecken und ca. 30 MW Energie verbrauchen, wird das Tevatron mit Protonen und Antiprotonen gespeisst.
Bevor die Protonen und Antiprotonen in den Tevatronring gelangen und miteinander kollidieren durchlaufen sie eine Reihe von Vorbeschleunigern. Die Protonen werden in drei Stufen auf eine kinetische Energie von 8 GeV beschleunigt. Die erste Stufe

der Beschleunigung findet im Cockroft-Walton-Beschleuniger (siehe auch Abbildung 2.4) statt. Hier werden zuerst Elektronen an Wasserstoffatome gebunden, und diese einfach negativ geladenen H^--Ionen dann mittels Hochspannung auf 750 keV beschleunigt, was einer Geschwindikeit von etwa $0.04 \cdot c$ entspricht. Im Anschluß hieran

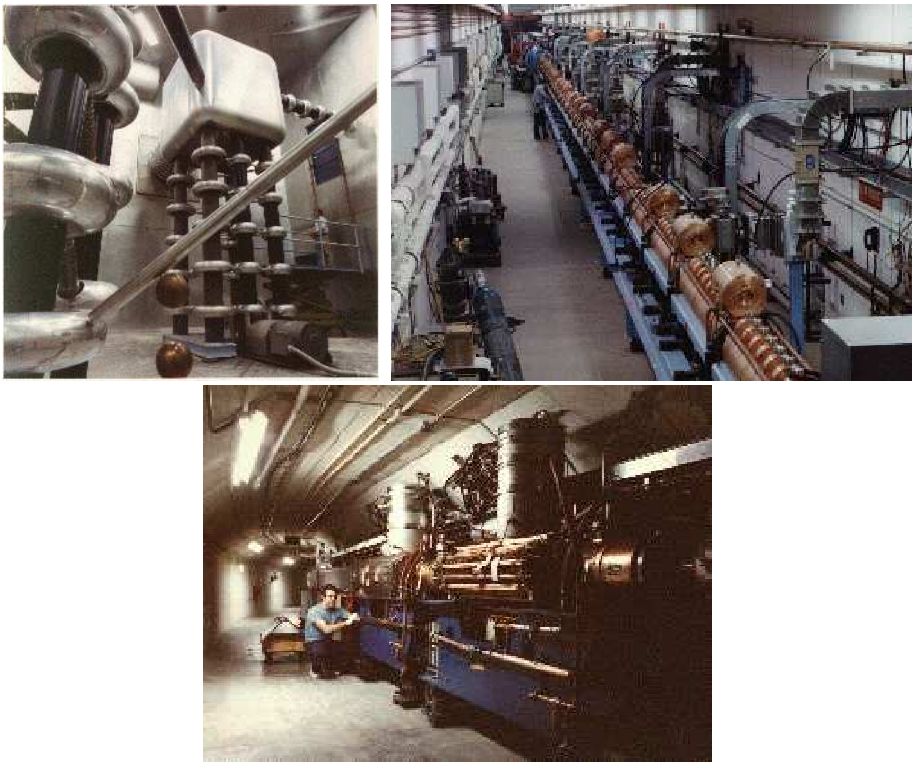


Abbildung 2.4: oben links: Der Cockcroft-Walton Beschleuniger, oben rechts: Der Linearbeschleuniger LINAC; unten: Der Booster

beschleunigt der Linearbeschleuniger LINAC (LINear ACcelerator, Abbildung 2.4) mit einer Länge von etwa 130 m die H^--Ionen von 750 keV auf 400 MeV ($\sim 0.7\,c$), bevor diese in ein Synchrotron, den sogenannten Booster, zu sehen in Abbildung 2.4 injiziert werden. Dieser übernimmt die Aufgabe eines Zwischenbeschleunigers und hat einen Durchmesser von 150 m. Nachdem die Elektronen durch Ionisierung der Wasserstoffatome abgestreift worden sind, was durch das Passieren einer Carbonfaserfolie geschieht, werden die so enstandenen Protonen auf 8 GeV beschleunigt und in den Maininjector injiziert. Hier erhalten die Protonen eine kinetische Energie von 150 GeV und gelangen schließlich in das Tevatron - das letzte Glied in der Kette, indem sie auf etwa 1 TeV beschleunigt werden. Parallel dazu wird ein Teil der Protonen aus dem Maininjector zur Erzeugung von Antiprotonen genutzt. Die Trennung von Tevatron und Maininjector macht es möglich, daß neben den Kollisionen im Hauptring gleichzeitig neue Antiprotonen erzeugt werden können.

Die Antiprotonquelle besteht im wesentlichen aus drei Teilen, der Targetstation, dem Debuncher und dem Accumulator, welche in Abbildung 2.5 dargestellt sind. Alle 2.4s kollidiert ein 120GeV Protonenstrahl, der aus dem Maininjector stammt

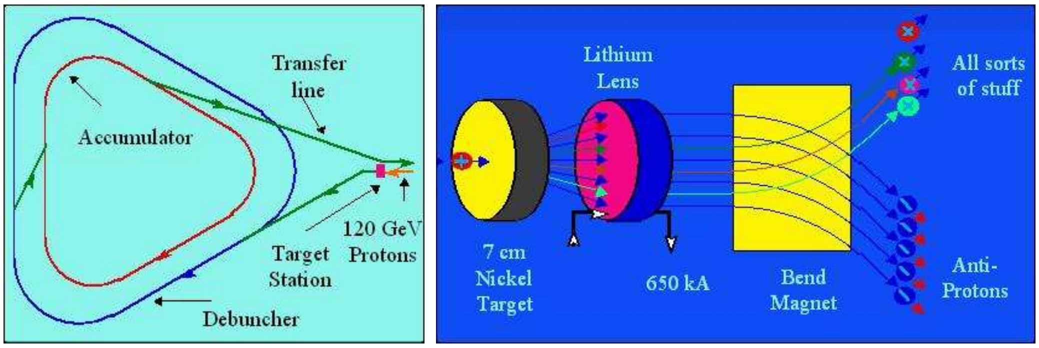


Abbildung 2.5: Die Antiprotonquelle und das Target

mit einem Target bestehend aus Nickel und Kupfer. Von einer Millionen Protonen überleben dabei nur ca. 20 Antiprotonen mit einer Energie von etwa 8 GeV. Diese werden mit Hilfe einer Lithiumlinse wieder zu einem Strahl fokussiert.
Um fremde Teilchen auszusortieren, wird der Strahl durch einen gepulsten Magneten geschickt, welcher als geladenenes Massenspektrometer fungiert. Im nächsten Schritt fokussiert der Debuncherring die Antiprotonen in einen kohärenten Strahl und beschleunigt sie auf 8 GeV, bevor dieser durch den Akkumulator, einen weiteren Speicherring in Bündel aufgeteilt und gesammelt werden. Ein zusätzliches Kühlungssystem hält die Antiprotonen bei dem gewünschten Impuls und minimiert die transversale Strahlausbreitung. Außerdem wird ein stochastisches Kühlungssystem sowohl im Debuncher als auch im Accumulator benutzt, das die aus dem Target mit einer breiten Impuls- und Ortsverteilung kommenden Antiprotonen über einen Rückkopplungskreis korrigiert. Sind genügend Antiprotonen gesammelt werden diese im Maininjector ebenfalls auf 150 GeV beschleunigt. Anschließend werden auch sie in entgegengesetzter Richtung zu den Protonen in das Tevatron geleitet, wo sie auf 1 TeV beschleunigt werden und mit diesen kollidieren.

2.4 Der DØ Detektor

In Abbildung 2.6 ist ein Querschnitt durch den DØ-Detektor, einem der beiden Detektoren des Tevatrons, zu sehen. Der DØ-Detektor ist ein Allzweckteilchendetektor, konstruiert für Proton- Antiprotonkollisionen bei hohen Energien, der es erlaubt, die Zerfallsprodukte aus den Kollisionen mit einer geometrischen Aktzeptanz von nahezu dem gesamten räumlichen Winkel von 4π nachzuweisen. Hierzu müssen die in

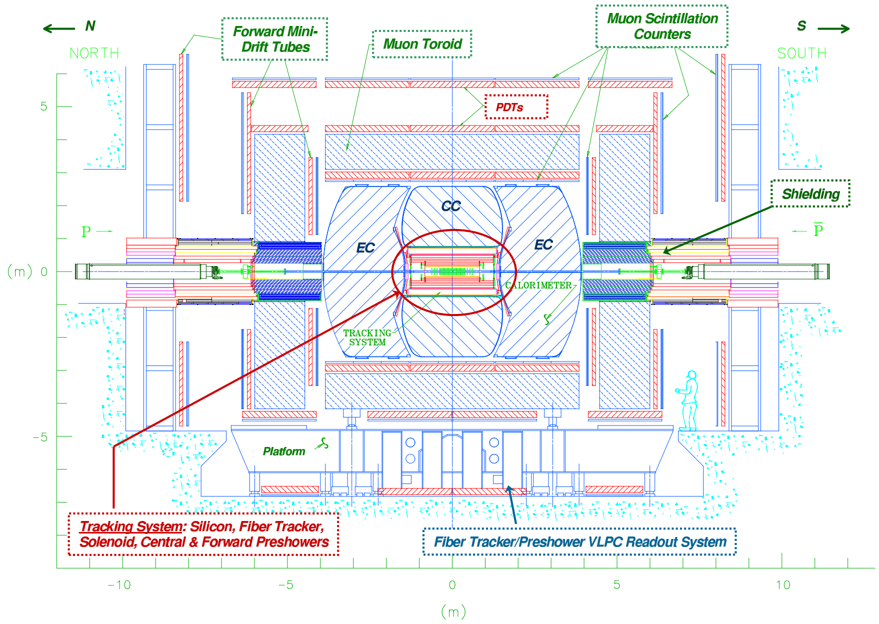


Abbildung 2.6: Der DØ-Detektor

den Kollisionen entstandenen Teilchen identifiziert und ihre Eigenschaften gemessen werden. Da viele kurzlebige Teilchen zerfallen, bevor es möglich ist sie zu messen, müssen diese über ihre Zerfallsprodukte rekonstruiert werden. Teilchen, die langlebig genug sind um detektiert werden zu können, wie z.B die Myonen, werden über ihre verschiedenen Wechselwirkungen mit der Materie identifiziert.
Die verschiedenen Unterdetektoren sind zylindersymmetrisch um den Wechselwirkungspunkt angeordnet. Von innen nach außen gehend besteht der DØ-Detektor aus dem Silicontracker (SMT, Silicon Microstrip Tracker), dem Central-Fiber-Tracker (CFT, Central Fiber Tracker), einem supraleitenden Magneten, dem Kalorimeter und zuletzt dem Myonsytem. Gegenüber RunI besitzt der RunII-Detektor neben dem zentralen Solenoiden eine verbesserte Akkzeptanz. Eine detailiertere Beschreibung des DØ-Detektors ist in [15] zu finden.

2.4.1 Konventionen

Im folgenden wird ein rechtshändiges kartesisches Koordinatensystem verwendet, welches seinen Ursprung im nominellen Wechselwirkungspunkt hat, der mit dem Ursprung des geometrischen Mittelpunktes des Detektors zusammenfällt. Die z-Achse zeigt hierbei in Richtung des Protonstrahles, die x-Achse radial aus dem Tevatron Ring heraus und die y-Achse nach oben. Da die Protonen und Antiprotonen im Tevatron unpolarisiert sind, sind alle physikalischen Prozesse invariant gegenüber Rotationen um die Strahlrichtung. Daher ist es oft auch üblich neben den kartesischen Koordinaten Kugelkoordinaten zu verwenden. Hierbei wird der Impulsvektor durch den Betrag seiner Komponente senkrecht zur Strahlrichtung, p_T, seinen Azimuthwinkel $\phi = tan(y/x)$, und seinen Polarwinkel θ angegeben. Es ist üblich den Winkel θ durch die Pseudorapidität $\eta = -ln\,(tan(\theta/2))$ zu ersetzen. Die Pseudorapidität leitet sich von der Rapidität (siehe Abschnitt 2.2) ab. Es werden natürliche Einheiten ($\hbar = c = 1$) verwendet.

2.4.2 Der zentrale Detektor

Das Spurrekonstruktionssystem

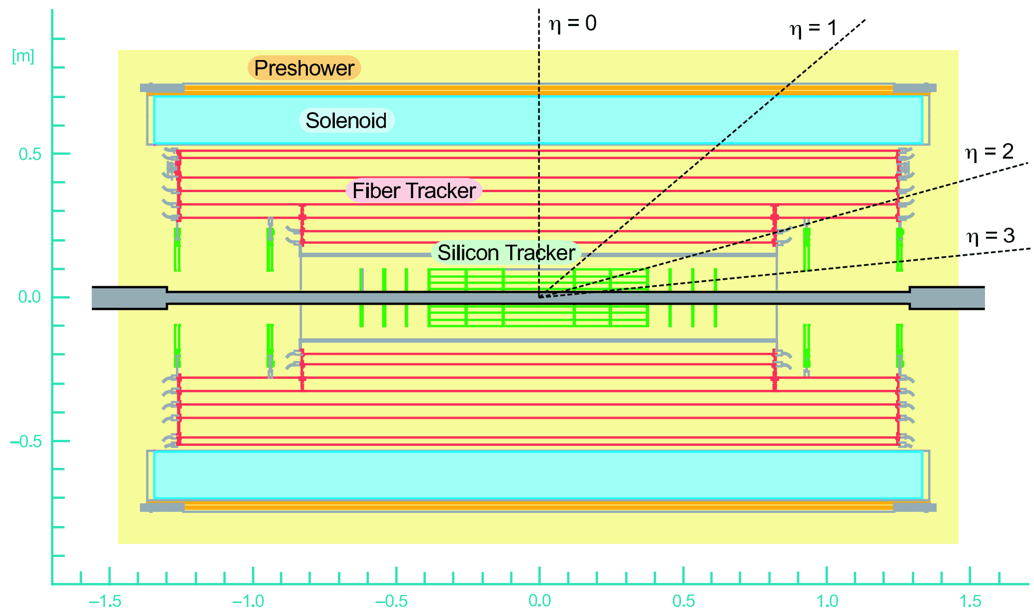


Abbildung 2.7: Der zentrale Detektor

Das zentrale Spurrekonstruktionssystem besteht aus dem Silizium-Vertex-Detektor (SMT) umgeben von dem 16-lagigen Central-Fiber-Tracker (CFT) (Abbildung 2.7). Eine ausführliche Beschreibung ist in [17] gegeben. Der Silizium-Microstrip-Detektor [18] umgibt die Strahlröhre und besitzt die höchste Ortsauflösung des Trackingsystems. Gebildet aus sechs Lagen von zylindrisch angeordneten Silizium-Detektoren und einer Struktur von 16 Siliziumdisks, senkrecht zur Strahlrichtung, überdeckt er einen Bereich von $|\eta| < 3.0$. Auf ihn treffen die Teilchen als erstes nach

ihrer Kollision und ionisieren die Siliziumscheiben. Über die ionisierte Ladung wird dann die Position des Teilchens bestimmt.
Umgeben ist der Silizium-Microstrip-Detektor von dem Central-Fiber-Tracker (CFT) bestehend aus acht kozentrischen Carbonfaserzylindern, auf die ca. 77 000 szintillisierende Fasern geklebt sind. Jede Zylinderlage besteht aus zwei Doppellagen von Fasern. Die geradzahligen sind parallel zur z-Achse angeordnet und geben eine Messung des Winkels ϕ bei bekannten Radius. Um einen Winkel ca. 3^o relativ zur Achse verschoben befinden sich die ungeradzahligen Carbonfasern, wodurch räumliche Informationen entlang der Strahlrichtung gewonnen werden können. Durch die Kombination beider Messungen ist zusätzlich eine Bestimmung von z möglich. Die Lichtsignale werden über optische Fasern zu Photodetektoren übertragen. Spuren, die sowohl im SMT als auch im CFT gemessen worden sind, besitzen eine bessere Impulsauflösung im Vergleich zu Spuren, die nur in einem der beiden Systeme gemessen wurden. Die erwartete Transversalimpulsauflösung für Spuren im CFT und SMT Detektor kann in folgender Weise parameterisiert werden [19]:

$$\frac{\Delta p_{\mathrm{T}}}{p_{\mathrm{T}}} = \sqrt{0.015^2 + (\frac{0.0014}{\mathrm{GeV}} \cdot p_{\mathrm{T}})^2}$$

Abhängig ist diese aber sowohl von der individuellen Auflösung bei der Positionsmessung (bestimmt aus der Hitauflösung und der Spurlänge), wie auch dem Anteil von Vielfachstreuungen beim Durchtritt durch das Detektormaterial.
Beide Detektoren befinden sich innerhalb eines axialen Magnetfeldes der Stärke 2 T. Sie erfüllen die Aufgabe der Spurrekonstruktion im Bereich $-3 < |\eta| < 3$ und der Impulsmessung aus der Bahnkrümmung von geladenen Teilchen im Magnetfeld.

2.4.3 Das Kalorimeter

Mit Hilfe von Kalorimetern kann die Energie und die Art der Teilchen bestimmt werden, wobei der Vorteil darin liegt, daß sie auch gegenüber ungeladenen Teilchen empfindlich sind. Hierbei wird sowohl die starke, wie auch die elektromagnetische Wechselwirkung der Teilchen mit der Materie ausgenutzt. Beim Durchtritt der Teilchen durch das Kalorimeter bestehend aus Schichten von abwechselnd Absorber- und Detektormaterial verlieren diese ihre ganze Energie stufenweise in einem Schauer von Teilchen mit immer kleiner werdenden Energien. Die abgegebene Energie wird von Photomultipliern aufgefangen, wodurch ein Rückschluß auf die Energie des Primärteilchens möglich ist.
Das DØ-Kalorimeter [20], zu sehen in Abbildung 2.8, zählt wegen seiner hohen Granularität, dem großen Bereich den es abdeckt ($|\eta| < 4.0$) und seiner Uniformität zu den Stärken des DØ-Detektors. Aufgebaut aus drei Flüssig-Argon-Uran Kalorimetern, liefert es u.a. die Signale für die Jetrekonstruktion. Der zentrale Teil (CC,

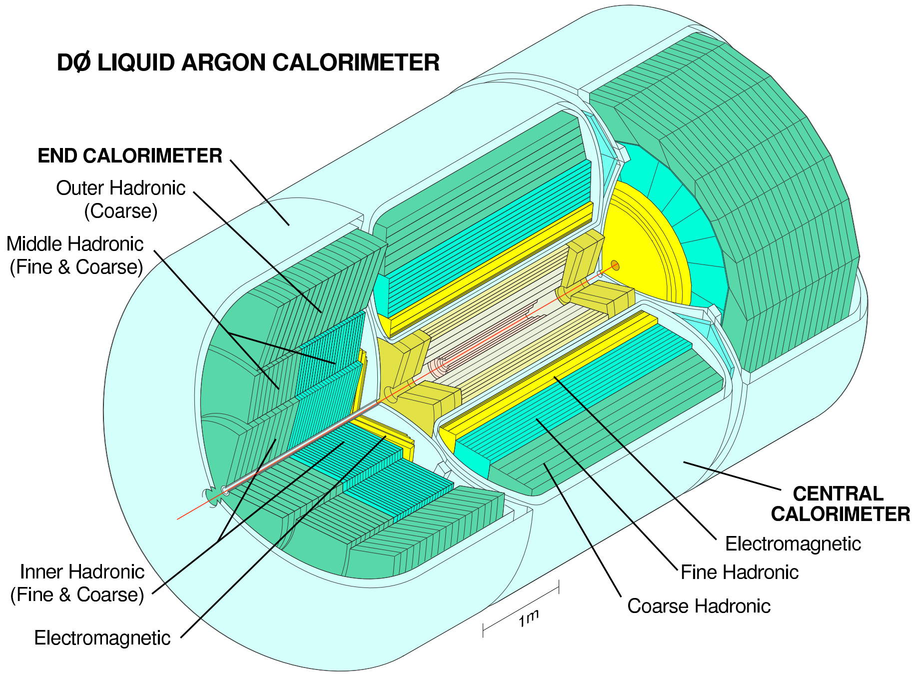


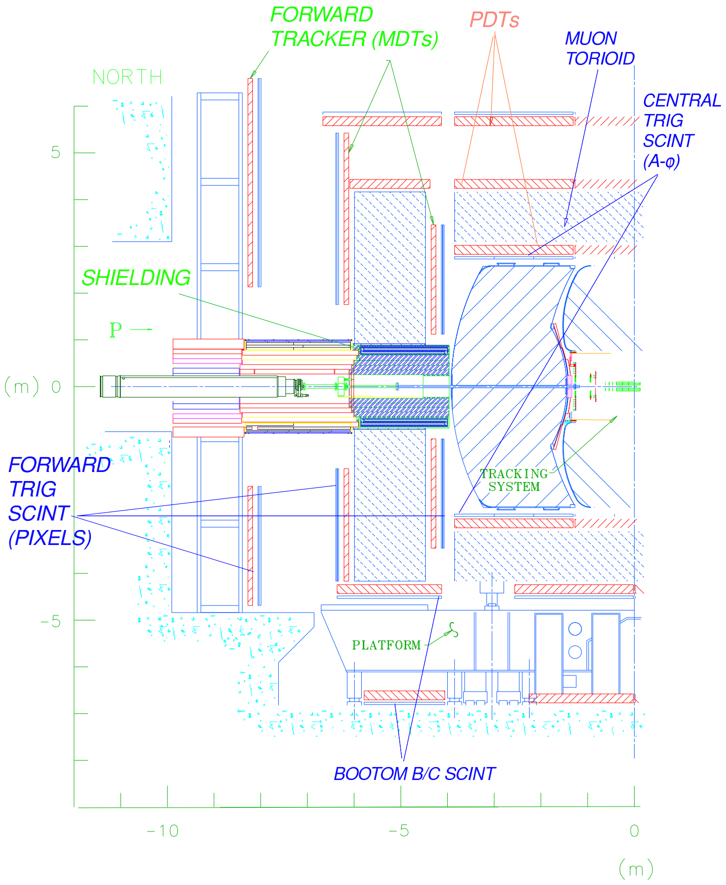
Abbildung 2.8: Das Kalorimeter

Central Calorimeter) überdeckt den Bereich $|\eta| < 1.0$, der durch die beiden Endkalorimeter (EC, End Calorimeter) auf $|\eta| < 4.0$ ausgeweitet wird. Der Intercryostat Detektor (ICD) hilft die Energieauflösung in den Bereichen des Kalorimeters zu verbessern, in welchen aufgrund des fehlenden Absorbermaterials in den Auslesezellen die Messung der Energie verschlechtert ist. Die Zellen des Kalorimeters sind aus Lagen von Absorbern, welche die Teilchenschauer erzeugen und Lagen von flüssigen Argon aufgebaut, welches durch die geladenen Teilchen aus den Schauern ionisiert wird. Die ionisierte Ladung, welche einen Bruchteil der Energie des Schauers entspricht wird auf Kupferplatten in den Zellen gesammelt. Die Gesamtladung einer Zelle kann zu der Gesamtenergie des Primärteilchens in Beziehung gesetzt werden.

2.4.4 Das Myonsystem

Außerhalb des Kalorimeters befindet sich das Myonsystem, ein zweites Spursystem, welches alle anderen Bestandteile des DØ-Detektors umgibt, und mit Hilfe eines 1.8 Tesla Toroidmagneten eine zusätzliche Impulsmessung liefert. Eine detaillierte Beschreibung des Myonsystems ist in [21] und [22] gegeben. Abbildung 2.9 zeigt einen Querschnitt des DØ-Myonsystems.
Während die meisten anderen Teilchen innerhalb des Kalorimeters gestoppt werden,

verlieren hochenergetische Myonen ihre Energie hauptsächlich durch Ionisation und erreichen mit einem Energieverlust von lediglich etwa 2.5 GeV das Myonsystem. Zusammen mit diesem für Myonen spezifischen Energieverlust zeichnen sich Myonen daher durch Spuren in den zentralen Spurkammern aus, welchen Hits in den Myonkammern zugeordnet werden.
Das Myonsystem besteht aus zwei Teilen, dem zentralen Myonsystem, welches den Bereich $|\eta| < 1.0$ überdeckt und dem vorderen Myonsytem, welches sich über den Bereich $1.0 < |\eta| < 2.0$ erstreckt. Jedes dieser beiden Systeme ist aus drei Lagen (A, B und C) von rechteckigen Driftkammern aufgebaut, wobei die erstere, zwischen Kalorimeter und dem Toroidmagneten liegend der Wechselwirkungsregion am nächsten ist, während sich die anderen beiden außerhalb des Magnetes befinden.



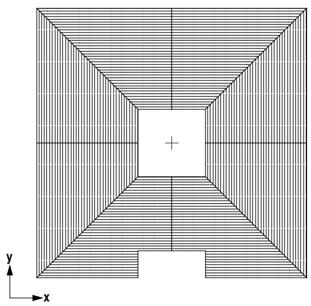


Abbildung 2.9: links: das Myonsystem; rechts: schematische Übersicht über die oktantweise Anordnung der MDT's

Diese Kammern erlauben es die Position der Myonen zu bestimmen, indem sie die Ladung des durch die durchtretenden Teilchen ionisierten Gases sammeln.
Der zentrale Detektor besteht aus 94 dieser Proportionaldriftrohre (hier PDT's ge-

nannt), wobei jedes dieser etwa $5.7\,\mathrm{cm} \cdot 10\,\mathrm{cm}$ großen Rohre eine Drift- Distanzauflösung von ca. 1mm besitzt. Zusätzlich befinden sich Szintillatorlagen genannt Cosmic Cap an allen Seiten des Detektors, über deren Zeitmessung die kosmische Strahlung unterdrückt werden kann. Zwischen A-Lage und Kalorimeter befindet sich außerdem ebenfalls eine Schicht von sogenannten $A-\phi$-Zählern, welche für Triggerzwecke verwendet werden und außerdem die Bestimmung des Azimuthwinkels ϕ verbessern. Aus der Krümmung der Myonen im Magnetfeld wird eine Messung des Impulses gewonnen.
Das vordere Myonsystem ist ähnlich dem zentralen Myonsystem aufgebaut und besteht aus Minidriftrohren (MDT's) und Pixel-Szintillatoren. Die Minidriftrohre (MDT's) mit einer Querschnittsfläche von $1\,\mathrm{cm} \times 1\,\mathrm{cm}$ besitzen eine Driftdistanzauflösung von etwa $0.7\,\mathrm{mm}$ [21] und sind oktantweise parallel zur x- oder y-Achse angeordnet (siehe Abbildung 2.9. Wie die MDT's ist auch jede der drei Lagen des vorderen Myonsystems mit Szintillationszählern überdeckt, welche für Triggerzwecke und zur Spurrekonstruktion verwendet werden.
Die Impulsauflösung des Myonsystems $\sigma(p_{\mathrm{T}})/p_{\mathrm{T}}$ variiert zwischen 0.1 für Myonen mit niedrigem Transversalimpuls und 0.5 für Myonen mit $p_{\mathrm{T}} > 50\,\mathrm{GeV}$ [23]. In den Bereichen die auch vom CFT überdeckt werden, bieten die zentralen Spurdetektoren somit eine bessere Impulsauflösung, dennoch ist die Messung des Myonsystems im vorderen Bereich, der lediglich vom SMT überdeckt wird, mit der des Spursystems vergleichbar und insbesondere für geringe Transversalimpulse wichtig.
Die Region unterhalb des Kalorimeters wird aufgrund der Haltevorrichtung für den DØ-Detektor und der Ausleseelektronik nur teilweise von den Myondetektoren überdeckt. Der Bereich $|\eta| < 1.0$ und $4.25 < |\phi| < 5.15$ wird daher in der Analyse ausgeschlossen, da hier keine gute Myonrekonstruktion möglich ist.

2.5 Das DØ-Triggersystem

Eine der größten Herausforderungen des DØ-Experimentes (wie auch jedes anderen $p\bar{p}$-Experimentes) liegt in der Auswahl der Kollisionen, die gespeichert werden sollen. Das Ziel ist es hierbei die Ereignisse mit der Kollisionsrate von etwa $2.5\,\mathrm{MHz}$ zu filtern, um eine Auswahl von nur $50\,\mathrm{Hz}$ auf Magnetband zu schreiben. Diese Aufgabe wird durch Ereignistrigger bewältigt. DØ benutzt ein dreistufiges Triggersystem. Die Auswahl basiert hierbei auf der Identifikation physikalischer Objekte, wie Teilchen oder Spuren. Mit jedem Level des Triggersystems werden hierbei die Auswahlkriterien härter und die Rekostruktion genauer. Im folgenden wird ein kurzer Überblick über die drei Stufen des Triggersystems gegeben, für eine ausführliche Beschreibung wird auf [15] verwiesen.

2.5.1 Level 0 Trigger

Die Luminosität, welche das Tevatron liefert, wird durch das Triggern von Strahl Kreuzungen mit nicht-diffraktiven inelastischen Proton-Antiprotonkollisionen bestimmt. Der Betrag der instantanen Luminosität wird über die Rate der inelastischen Kollisionen gemessen. Ein Signal in den Luminositätsdetektoren ist Vorbedingung für eine Entscheidung der meisten Trigger.

2.5.2 Level 1 Trigger

Alle Detektorsysteme mit Ausnahme des Siliziumtrackers liefern Infomationen für diesen Trigger. Spezialisiert auf eine schnelle Auslese, gibt er grobe Messungen, so daß bei jedem Bunchcrossing eine Entscheidung getroffen werden kann. Der Level 1 Spurtrigger gibt eine ungefähre Impulsmessung in vier Intervallen. Eine Transversalenergieabschätzung, ebenfalls für vier Bereiche, erhält man durch den Kalorimetertrigger für Elektronen, Photonen und Hadronen. Der Myontrigger basiert allein auf szintillierenden Pixeln, wobei das Zusammenfallen von zwei Hits verlangt wird. Die Ereignisse werden mit einer Rate von 10 kHz an den Level 2 Trigger übergeben.

2.5.3 Level 2 Trigger

Hier wird eine Kombination von schneller Auslese und gemeinsame Verwendung der Informationen aus allen Detektorkomponenten benutzt, wobei die Auflösung gegenüber Level 1 verbessert ist. Trigger für die Teilchenspuren werden durch den CFT-Detektor bereitgestellt. Hierbei werden Bedingungen an die Größe der Impulse gestellt. Die Preshower und Kalorimetertrigger verfeinern die Energiemessung aus Level 1, während das Myonsystem Informationen sowohl aus den Szintillatoren, wie auch aus den Driftröhren benutzt um eine angenäherte Impulsbestimmung zu geben. Mit einer Rate von 1 kHz wird das Ergebnis schließlich an die dritte Stufe übergeben.

2.5.4 Level 3 Trigger

Dieser Trigger ist softwarebasiert und benutzt im Gegensatz zu den vorhergehenden Triggern die gesamte Information welche durch den Detektor bereitgestellt wird. Rekonstruktionen auf Level 3 werden durch die Level 1 und 2 Trigger gesteuert, die von dem jeweiligen Ereignis passiert worden sind. Hat ein Ereignis also z.B. den Level 2 Elektrontrigger erfolgreich durchlaufen, so wird die Information aus dem Kalorimeter in Level 3 rekonstruiert. Die Rate mit der die Ereignisse auf Band zur Offlinerekonstruktion geschrieben werden beträgt 50 Hz.

2.5.5 Der Myon-Trigger

Die Ereignisse der in dieser Arbeit vorgestellten Analyse sind durch Myontrigger der Stufe 1 und 2 getriggert worden. Für einen geringen Teil ist zuätzlich ein Level 3 Trigger verwendet worden. Der Myontrigger zeichnet sich durch seine hohe Effizienz und Reinheit aus und folgt dem zuvor beschriebenen Schema. Eine detaillierte Beschreibung ist in [15] zu finden.
Der Level 1 Myontrigger (L1MU) ist hardwarebasiert. Er benutzt Informationen aus dem Szintillator und Drahtkammernhits aus dem Myonsystem um Level 1 Objekte zu bilden. Die Myondetektoren sind in Regionen und Oktanten unterteilt. Damit der Trigger anspricht wird das Zusammenfallen von zwei Szintillatorhits aus den Myondetektoren, welche aus dem gleichen Bereich und dem gleichen Oktanten stammen verlangt. Die Zeit zwischen zwei Hits, welche von den Pixeln der Szintillatoren gemessen wird, wird benutzt um out-of-time Myonen (meist aus der kosmischen Höhenstrahlung) abzuweisen. Nur Hits innerhalb einer Zeitspanne von 20 ns (ein Myon aus einer $p\bar{p}$-Kollision würde aufgrund der Eichung ein Pixel zur Zeit $t = 0$ erreichen) ist es erlaubt diesen Trigger zu passieren. In der Analyse wird verlangt, daß dieser Trigger von zwei Myonkandidaten pro Ereignis passiert wird.
Die zweite Stufe des Myontriggers verbessert die Myonidentifikation durch das Verwenden von genaueren zeitlichen Informationen. Level 1 ergänzend werden Informationen aus allen Myonkammern und den Szintillatoren benuzt. Die Myonen, welche in der Analyse verwendet werden passieren diesen Trigger, falls ein Myon der Qualität *medium* gefunden wird. Hierbei wird ein Myon als *medium* eingestuft, falls es die folgenden Bedingungen erfüllt:

- mindestens zwei Hits in dem MDT-Kammern und mindestens ein Hit im Szintillator der A-Lage
- mindestens zwei Hits in einer der beiden Lagen B oder C
- mindestens 3 Hits in den PDT-Kammern mit einem in den Look-up Tafeln für die A- und BC-Lage gültigen Muster, falls das Myon aus dem zentralen Myonsytem stammt

Die letzte Stufe des Myontriggers, der Level 3 Myontrigger ist softwarebasiert. Hier ist die volle Information des Ereignisses vorhanden. Dieses zusätzliche Triggern ist inzwischen aufgrund der wachsenden instantanen Luminosität des Tevatrons nötig. Die in der Analyse benutzten Trigger mit Myonbedingungen auf Level 1 und Level 2 sind für hohe instantane Luminositäten ($\approx 40 - 50 \cdot 10^{30}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$) vorskaliert worden. Zur Vermeidung von Konflikten mit dem Pre-Scaling System und um nicht zu viele Ereignisse zu verlieren, ist das Vorhandensein einer Spur mit hohen Transversalimpuls, welche auch von den bereits getriggerten Myonen stammen darf pro

Ereignis Bedingung. Der Spuralgorithmus sucht zuerst nach axialen CFT Spuren, welche dann zu den CFT und SMT Stereoclustern extrapoliert werden. Die für die Analyse ausgewählten Ereignisse besitzen mindestens eine globale Spur pro Ereignis mit einem Transversalimpuls größer 5 GeV oder 10 GeV (abhängig von der Datennahmeperiode).
In der Analyse werden vier Di-Myontrigger (`2MU_A_L2M0`, `2MU_A_L2ETAPHI`, `2MU_A_L2M0_TRK10` und `2MU_A_L2M0_TRK5`) verwendet, welche über ein logisches ODER miteinander verknüpft sind. Diese Trigger sind jeweils aus einer Kombination von einem Myonszintillatortrigger auf Level 1 und einem *medium* Myontrigger auf Level 2 gebildet. `2MU_A_L2ETAPHI` verlangt, daß der Abstand $|\Delta\eta|$ mindestens 2 beträgt und die Trigger `2MU_A_L2M0_TRK10` und `2MU_A_L2M0_TRK5` fordern jeweils eine Spur mit einem Transversalimpuls $p_{\mathrm{T}} > 10\,\mathrm{GeV}$ bzw. $p_{\mathrm{T}} > 5\,\mathrm{GeV}$.

3 Daten und Monte-Carlo Samples, Ereignisselektion

3.1 Offline Ereignis Rekonstruktion

Die aufgezeichneten Ereignisse werden später auf dafür vorgesehenen Computerfarmen prozessiert. Die Vertexrekonstruktion basiert hierbei auf Teilchenspuren, welche auch im SMT rekonstruiert worden sind. Spuren werden zum Strahl zurückextrapoliert, so daß ein möglicher Vertex gebildet wird. Eine mit den Impulsen gewichtete Summe der Spuren, die sich bei einem Vertex treffen, wird benutzt, um den primären Vertex oder Kollisionspunkt auszuwählen. Falls kein primärer Vertex rekonstruiert werden kann, wird als Nominalposition der Ursprung (0,0,0) gewählt. Die Rekonstruktion von Schauern passiert im Kalorimeter über Cluster von benachbarten Zellen, welche Energieablagerungen enthalten. Es wird ausgehend von einem solchen ein Kegel in der η-ϕ-Ebene definiert, der einen Öffnungswinkel von 0.5 ausgehend vom primären Vertex besitzt. Die Energien innerhalb dieses Kegels werden aufsummiert, wobei mit Hilfe des Bruchteils in den elektromagnetischen und in den hadronischen Lagen die elektromagnetischen Schauer von den hadronischen unterschieden werden können. Außerdem gibt die Energieverteilung des gesamten Kalorimeters Aufschluß über mögliche energetische Neutrinos im Ereignis, die über die fehlende Transversalenergie nachgewiesen werden. Dabei muß jedoch beachtet werden, daß Myonen aufgrund ihrer Masse nur einen Bruchteil ihrer Energie im Kalorimeter deponieren und die fehlende Energie somit hierauf korrigiert werden muß.

3.1.1 Spurrekonstruktion

Eine Beschreibung der Spurrekonstruktion ist in [24] gegeben. Es wird eine Kombination aus zwei Algorithmen verwendet. Die Histogrammiermethode basiert auf Hough-Transformationen. Mit Hilfe eines Kalmanfilters werden die Spurparameter bestimmt. Bei der Roadmethode werden Spurkandidaten aus dem SMT oder auch

CFT (falls keine SMT Hits vorhanden sind) sukzessive in die weiteren Lagen extrapoliert.

3.1.2 Myonrekonstruktion in den Myonkammern

Myonen werden im ersten Schritt aus Hits in den Szintillationszählern und den Proportionaldriftrohren vor und nach dem abschirmenden Toroiden des Myondetektors rekonstruiert, welche sich zum Wechselwirkungsvertex zurückextrapolieren lassen. Da Myonen in Folge des magnetischen Feldes abgelenkt werden, wird die Spurfindung separat für die Segmente vor und nach dem Magneten durchgeführt. Die rekonstruierten Myonen werden abhängig von ihrer Qualität in drei Kategorien eingeteilt.
Ein Myon wird als *tight* Myon bezeichnet, falls es mindestens zwei Hits in den Drahtkammern und mindestens einen Hit in den Szintillatoren der A-Lage hat. Außerdem werden mindestens drei Hits in den Drahtkammern der BC-Lage verlangt, und ein BC-Lagen Szintillatorhit. Zusätzlich soll ein Fit durch die Hits der A und der BC-Lage konvergieren.
Für *medium* Myonen werden in den Drahtkammern der A-Lage und der BC-Lage jeweils mindestens zwei Hits verlangt. Außerdem werden jeweils mindestens ein Hit in den Szintillatoren der A- und der BC-Lage verlangt. Eine Ausnahme bilden die Myonen aus dem Zentralbereich, welche weniger aus vier BC Drahtkammerhits besitzen. Für diese muß die letzte Bedingung nicht erfüllt sein.
Myonen der Qualität *loose* sind als *medium* Myonen definiert, bei denen eine der Bedingungen nicht erfüllt sein muß, wobei die Szintillatorbedingung zu einem Test zusammengefasst wird. Zusätzlich wird ein BC Segment, welchem eine zentrale Spur zugeordnet werden kann, als *loose* eingestuft, wenn es mindestens einen Szintillatorhit in der BC-Lage besitzt und mindestens zwei Hits in den Drahtkammern der BC-Lage. Ebenso wird ein Segment der A-Lage mit zugeordneter zentraler Spur und mindestens zwei Hits in den Drahtkammern der A-Lage als *loose* bezeichnet.
Da die Impulsauflösung des zentralen Spursystems bestehend aus CFT und SMT sehr viel besser ist als die des Myonsystems, wird in der nachfolgenden Analyse verlangt, daß ein globaler Fit der Myonspur gebildet aus den Hits in der Myonkammer mit der Spur aus dem zentralen Spursytem konvergiert. In Abbildung 3.1 ist die Verteilung der rekonstruierten Myonen in der $\eta - \phi$-Ebene gezeigt. Der Bereich $|\eta| < 1.0$ und $4.25 < |\phi| < 5.15$ wird für die Analyse ausgeschlossen, da hier keine gute Myonrekonstruktion möglich ist (siehe Kapitel 2.4.4).

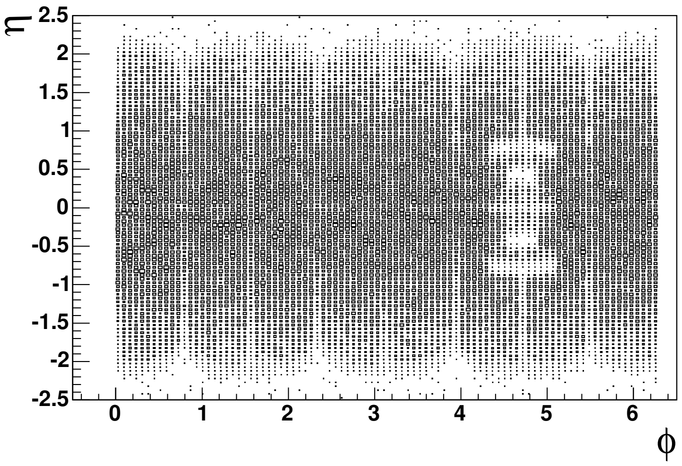


Abbildung 3.1: Verteilung der rekonstruierten Myonen in der $\eta - \phi$-Ebene

3.1.3 Jetrekonstruktion

Quarks oder Gluonen hadronisieren oder fragmentieren in farblose hadronische Teilchen. Diese liegen typischerweise innerhalb eines Kegels um die Richtung des ursprünglichen Partons und können durch Energiecluster im Kalorimeter nachgewiesen werden. Im Gegensatz zur Myonrekonstruktion hängen die Parameter rekonstruierter Jets stark von der Jet-Definition ab. Kalorimeterjets werden aus ihrer Energiedeposition in den Kalorimeterzellen mit Hilfe eines Cone-Algorithmus mit einer Kegelgröße, definiert im $\eta - \phi$-Raum von $R = \sqrt{\Delta\phi^2 + \Delta\eta^2} = 0.5$ rekonstruiert. Die gemessenen Energien der Jets entsprechen aufgrund verschiedener Effekte wie z.B. Kollidereffekten, Migrationseffekte in und aus dem Kegel und durch das nichtilineare Verhalten des Kalorimeters in Energiebereichen $E \lesssim 2.0\,\mathrm{GeV}$, nicht den Energien der Partonen, welcher die Jets entstammen. Auch können aufgrund der Imperfektion des Kalorimeters nicht alle Energieablagerungen detektiert werden. Die Energie der Jets wird daher mit einer Jet-Energie Korrektur korrigiert [26].

3.2 Monte-Carlo

Um die Daten mit den Vorhersagen der Theorie zu vergleichen, bedient man sich der Monte-Carlo-Simulation. Die Erzeugung der simulierten Daten kann hierbei in drei Schritte unterteilt werden. Zuerst wird die Proton-Antiprotonkollision auf Partonniveau simuliert. Diese Aufgabe wird von einem Ereignisgenerator wie z.B. Pythia [27] übernommen. In diesen Kollisionen ist es möglich, bestimmte Prozesse

auszuwählen. PYTHIA bestimmt die Matrixelemente für die gewählte Reaktion in führender Ordnung der starken Kopplungskonstante α_s. Im nächsten Schritt werden Schauerkorrekturen in höherer Ordnung für die Gluon- und Photonabstrahlungen simuliert. Dann werden alle entstandenen Quarks und Gluonen hadronisiert. Mit Hilfe des `GEANT`-Paketes [28] durchlaufen die simulierten Teilchen ein Modell des DØ-Detektors. Dieses Paket berechnet die Effekte des magnetischen Feldes und des Materials, welches für den Detektor verwendet wurde. Im letzten Schritt wird das erwartete Anspruchverhalten des DØ-Detektors simuliert. Auf diese Weise werden digitalisierte Detektorsignale erzeugt, die dann die gleiche Standardereignisrekonstruktion wie die Daten durchlaufen, welche im vorhergehenden Abschnitt beschrieben worden ist.
Um die verwendeten Daten mit simulierten Ereignissen zu vergleichen, sind sowohl für das Signal wie auch für den Untergrund verschiedene Datensätze, produziert mit dem PYTHIA-Ereignisgenerator der Version 6.202 [27], verwendet worden. `CTEQ5L` [30] ist als Partondichtestrukturfunktion (PDF) in führender Ordnung benutzt worden. Alle Ereignisse haben hierbei eine volle `GEANT` Simulation des DØ-Detektors durchlaufen und sind auf dem gleichen Wege wie auch die Daten rekonstruiert worden. Tabelle 3.1 gibt einen Überblick über die verwendeten Datensätze und die von PYTHIA berechneten Wirkungsquerschnitte multipliziert mit dem Verzweigungsverhältnis in erster Ordnung für die Untergründe und mit (N)NLO ((next) to next to leading order)-Korrektur für das Signal.

	Prozess	$\sigma \cdot BF$ [pb]	Generierte Ereignisse
Signal	$Z/\gamma^* \to \mu\mu$, 60GeV $< M_{Z/\gamma^*} <$ 130GeV	268	259000
Untergrund	$Z/\gamma^* \to \mu\mu$, 15GeV $< M_{Z/\gamma^*} <$ 60GeV	550	100000
	$Z/\gamma^* \to \mu\mu$, 130GeV $< M_{Z/\gamma^*} <$ 250GeV	1.37	10000
	$Z/\gamma^* \to \tau\tau$, 60GeV $< M_{Z/\gamma^*} <$ 130GeV	268	1400
	$Z/\gamma^* \to \tau\tau$, 130GeV $< M_{Z/\gamma^*} <$ 250GeV	1.37	10250
	$WW \to \mu^+\nu_\mu\mu^-\bar{\nu}_\mu$	0.145	20750
	$t\bar{t} \to b\mu\nu b\mu\nu$	0.065	39000

Tabelle 3.1: Die verwendeten Monte-Carlo Datensätze mit Wirkungsquerschnitt mal Verzweigungsverhältnis

3.3 Datensatz

Die Analyse basiert auf Daten, welche von August 2002 bis September 2003 mit dem DØ-Detektor genommen worden sind. Der gesamte Datensatz enthält ca. 500 Millionen Ereignisse der Rekonstruktionsversion p14. Die Informationen der rekonstruierten Objekte sind in einem komprimierten Datenformat, genannt Thumbnails

(TMB), gespeichert. In der Analyse wird eine vorsortierte Teilmenge des Datensatzes, der sogenannte `2MU`-skim, verwendet. Hierin sind alle Ereignisse (etwa 25.9 Millionen) mit mindestens zwei als *loose* gekennzeichneten (siehe 3.1.2) Myonen enthalten.
Wie in Abschnitt 2.5.5 beschrieben, wird eine Kombination aus einem Myonszintillatortrigger auf Level 1 und einem medium Myontrigger auf Stufe 2 zum Triggern der Ereignisse verwendet. Diese Kombination wird durch die Verknüpfung von vier Di-Myonentriggern[1] mittels eines logischen ODERs gebildet.
Die Luminosität der Daten ist mit Hilfe des lm_access_pkg Softwarepaketes [29] bestimmt worden und ergibt sich zu $146.9\,\mathrm{pb}^{-1}$. Um die Qualität der Daten zu sichern und um Detektor- oder Rekonstruktionsfehler zu berücksichtigen, werden hierbei Runs, welche bezüglich des Myonsystems, des Spurrekonstruktionssystems, des Kalorimeters oder der Rekonstruktion der fehlenden Transversalenergie in der Runqualitätsdatenbank als schlecht klassifiziert worden sind, ausgeschlossen. Zusätzlich sind die zwei Runbereiche (174207 bis 174217 und 172359 bis 173101), in welchen es Probleme mit dem Di-Myonentrigger gab herausgenommen worden.

3.4 Ereignisselektion

Die Ereignisselektion beruht auf der Myonselektion, welche in [31] beschrieben ist. Die gesuchten $Z^0 \to \mu^+\mu^-$-Ereignisse zeichnen sich durch zwei hochenergetische entgegengesetzt geladene Myonen im Endzustand aus. Es werden zwei als *loose* eingestufte Myonen mit zugehöriger zentraler Spur verlangt. Da die Impulsauflösung des zentralen Spursystems bestehend aus CFT und SMT sehr viel besser ist als die des Myonsystems, wird die Impulsinformation, welche man aus der zentralen Spur erhält, verwendet und im folgenden immer mit den Myonen assoziiert. Ein globaler Fit der Myonspuren in den Myonkammern mit einer Spur, die aus dem zentralen Spursystem stammt soll konvergieren. Um möglichst gut vermessene Spuren zu erhalten werden nur Myonen, welche mindestens drei Hits im SMT besitzen verwendet. Da für diese Messung die Auflösung der Myonen entscheidend ist, kann auf einen Effizienzgewinn durch das Hinzunehmen von impulskorrigierten CFT-only Spuren verzichtet werden.
Der Transversalimpuls der ersten Spur soll mindestens 20 GeV betragen und der der zweiten mindestestens 15 GeV. Dieser hohe asymmetrische Schnitt auf die beiden Myonspuren hilft den QCD-Untergrund zu unterdrücken. Dieser besteht hauptsächlich aus semileptonischen Zerfällen schwerer Hadronen ($b\bar{b} \to \mu^+\mu^- + Hadronen$),

[1] `2MU_A_L2M0`, `2MU_A_L2ETAPHI`, `2MU_A_L2M0_TRK10` und `2MU_A_L2M0_TRK5` (siehe auch Kapitel 2.5.5)

aber auch aus sog. Punch-through Hadronen[2]. Diese Myonen sind nicht isoliert, da sie aus Jets stammen. Um $Z^0 \to \mu^+\mu^-$ Zerfälle zu selektieren werden isolierte Myonen verlangt. Als Isolatioskriterium wird die Spurisolation verwendet. Hierbei werden die Transversalimpulse aller Spuren, außer der des Myons selber, innerhalb eines Kegels mit Radius $\Delta R < 0.5$ $\quad (R = \sqrt{\Delta\phi^2 + \Delta\eta^2})$ um die Myonspur herum aufsummiert. Ein Myon gilt dann als isoliert, wenn der Betrag dieser Summe weniger als 4.0 GeV beträgt.

$$Spurisolation: \qquad \sum_{\mathrm{R}<0.5} p_{\mathrm{T}} < 4.0\,\mathrm{GeV} \tag{3.1}$$

Einen zweiten nicht vernachlässigbaren Untergrund bilden Myonen, welche aus der kosmischen Höhenstrahlung stammen. Diese Myonen besitzen ein breites Energiespektrum in der Atmosphäre. Mit Hilfe der Zeitinformation aus den Myonszintillatoren ist es möglich diese Ereignisse auszusortieren. Damit ein Myon aus der kosmischen Höhenstrahlung ein $Z^0 \to \mu^+\mu^-$ Ereignis simulieren kann, muß es den Detektor durchqueren und im Myonsystem sowohl bei seinem Eintritt, wie auch bei seinem Austritt registriert werden. Da der Abstand zwischen den gegenüberliegenden Seiten der A-Lage etwa 6 m beträgt, benötigt es hierfür ca. 20 ns. Die Differenz in den Hitzeiten aus den Szintillationszählern der A- und BC-Lage wird genutzt, um die Myonen aus den Proton-Antiprotonkollisionen von denen aus der kosmischen Höhenstrahlung zu unterscheiden. Eine zweite Möglichkeit, diesen Untergrund zu unterdrücken, bietet die Betrachtung des Abstandes zwischen Myonspur und dem gemittelten Zentrum der Wechselwirkungszone (dca, distance of closest approach) in der $r - \phi$-Ebene. Beträgt diese weniger als 0.16 cm wird das Myon akzeptiert. Hierdurch wird sichergestellt, daß die Myonspuren von der harten Wechselwirkung am nominalen $p\bar{p}$ Wechselwirkungspunkt kommen. Es werden beide Auswahlkriterien verwendet, um kosmische Myonen abzuweisen.
Ein letzter Schnitt wählt alle Di-Myonenereignisse aus, die im Zentralbereich des Detektors ($|\eta| < 1.62$) rekonstruiert worden sind und deren Massen im Bereich $60\,\mathrm{GeV} < M_{\mu^+\mu^-} < 130\,\mathrm{GeV}$ liegen. $M_{\mu^+\mu^-}$ bezeichnet hierbei die Masse des Di-Myonsystems, die man aus den beiden rekonstruierten Vierervektoren der Myonen erhält.

$$M_{\mathrm{Z}} = \sqrt{\begin{pmatrix} E_1 \\ \vec{p}_1 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} E_2 \\ \vec{p}_2 \end{pmatrix}} \tag{3.2}$$

Die verwendeten Schnitte lauten also zusammengefasst:

- 2 entgegengesetzt geladene Myonen der Qualität *loose*
- $p_{\mathrm{T}_{\max}} \geq 20.0\,\mathrm{GeV}$, $p_{\mathrm{T}_{\min}} \geq 15.0\,\mathrm{GeV}$

[2] Hadronen, die aus dem Kalorimeter entkommen und Hits in den Myondetektoren produzieren und dort ein falsches Myonsignal erzeugen.

- $\sum_{\mathrm{R}<0.5} p_{\mathrm{T}} < 4.0\,\mathrm{GeV}$
- $dca < 0.16\,\mathrm{cm}$
- $|\Delta t| < 13\,\mathrm{ns}$
- $60\,\mathrm{GeV} < M_{\mu^+\mu^-} < 130\,\mathrm{GeV}$

4 Messung des Transversalimpulsspektrums des Z^0-Bosons

Dieses Kapitel beschreibt die Messung des differentiellen Wirkungsquerschnittes $d\sigma/dp_T$ des Z^0-Bosons in Abhängigkeit von seinem Transversalimpuls. Im ersten Teil wird die Auflösung der Myonen in den Daten mit Hilfe des durch Verschmieren des Transversalimpulses an die Daten angepassten Monte-Carlos bestimmt. Da für diese Messung eine möglichst gute Auflösung der Myonen wichtig ist, werden verschiedene Methoden vorgestellt, mit denen diese verbessert werden kann. Mit Hilfe zweier Korrekturmethoden wird dann von der gemessenen Transversalimpulsverteilung des Z^0-Bosons auf die wahre zurückgeschlossen und das Ergebniss der Messung mit dem der RunI-Messung im Zerfallskanal $Z^0 \to e^+e^-$ und der Vorhersage der Theorie verglichen.

4.1 Die Transversalimpulsauflösung

Die Auflösung für die Transversalimpulsmessung ist in den simulierten Ereignissen relativ zu den Daten überschätzt. Dies beruht zum einen darauf, daß der Simulation eine idealisierte Geometrie des Spursystems zugrunde liegt, aber auch darauf, daß nicht alles tote Material richtig simuliert worden ist. Zusätzlich bereitet es auch Schwierigkeiten die Effekte von vorübergehend nicht ausgelesenen Detektorteilen richtig einzubinden.

4.1.1 Parameterisierung

Die mittlere rekonstruierte gaußsche Breite des Z^0-Bosons, die im Monte-Carlo erwartet wird, beträgt etwa 6.0 GeV, während die der Daten mit den in Abschnitt 3.1.2

beschriebenen Qualitätskriterien bei etwa 7.4 GeV liegt. Um diesen Unterschied zu korrigieren und die Auflösung der Simulation den Daten anzupassen, werden die Transversalimpulse der Myonen des Monte-Carlos verschmiert. Da die Messwerte des Kehrwertes des Transversalimpulses gauß-verteilt sind (im Gegensatz zu dem Transversalimpuls selber, dessen gemessene Verteilung asymmetrisch ist) wird an Stelle des Transversalimpulses der Myonen dessen Kehrwert mit der folgenden Gaußfunktion verschmiert.

$$\frac{1}{p_{\mathrm{T}}} \rightarrow \frac{1}{p_{\mathrm{T}}}\left\{1+\left(p_{\mathrm{T}} \cdot A(p_{\mathrm{T}})+B(\eta, \phi)\right) \cdot G(0,1)\right\} \tag{4.1}$$

Hierbei bezeichnet G eine normal verteilte Zufallsvariable. Der Parameter $A(p_{\mathrm{T}})$ korrigiert in Abhängigkeit des Transversalimpulses des Myons und $B(\eta, \phi)$ in Abhängigkeit der jeweiligen Pseudorapidität η und des Azimuthalwinkels ϕ auf die Z^0-Breite in den Daten.

Der Betrag der Differenz der mittleren Breiten des Z^0-Peaks zwischen Daten und Monte-Carlo dient als Maß für die Güte der gewählten Parameter. Dieser ist zu minimieren. Die mittlere Breite wird hierbei aus dem Fit mit einer Gaußfunktion plus $\mathrm{k}/M_{\mu\mu}$ (siehe Abbildung 4.2) zur Berücksichtigung des Untergrundes im Massenbereich $70\,\mathrm{GeV} - 110\,\mathrm{GeV}$ (entspricht einem 3 Sigma Bereich um die Z^0-Masse) bestimmt. Im Monte-Carlo wird der Mittelwert aus 100 Werten, gewichtet mit dem jeweiligen Fehler des Fits, als mittlere Breite genommen. Sowohl eine mögliche Abhängigkeit der Verschmierungsfunktion von der Größe des Transversalimpulses wie auch von der Richtung der Myonen (vergleiche Gleichung 4.1) ist betrachtet worden.

Abbildung 4.2 zeigt den Betrag der Differenz zwischen den Breiten in den Daten und den gemittelten Breiten im Monte-Carlo für drei verschiedene Transversalimpulsbereiche in Abhängigkeit des Parameters $A(p_{\mathrm{T}})$. Dieser ist in Schritten von $5 \cdot 10^{-5}\,\mathrm{GeV}^{-1}$ ausgehend von $0\,\mathrm{GeV}^{-1}$ auf den Wert $0.0025\,\mathrm{GeV}^{-1}$ bzw. für das dritte Transversalimpulsinterval ausgehend von $0.001\,\mathrm{GeV}^{-1}$ auf den Wert $0.0035\,\mathrm{GeV}^{-1}$ erhöht worden. Der Parameter $B(\eta, \phi)$ wurde hierbei auf 0 gesetzt. Die Stelle des Minimums des jeweiligen Plots entspricht dem Optimalwert für $A(p_{\mathrm{T}})$ in dem dazugehörigen Intervall. Die Werte der Minima sind mit Hilfe eines Minuitfits [32] bestimmt worden. Für das Transversalimpulsinterval $p_{\mathrm{T}} < 35\,\mathrm{GeV}$ ergibt sich ein Wert von $(0.0018 \pm 0.0001(stat.))\,\mathrm{GeV}^{-1}$, für den Bereich $35\,\mathrm{GeV} \leq p_{\mathrm{T}} < 45\,\mathrm{GeV}$ ein Wert von $(0.0017 \pm 0.0003(stat.))\,\mathrm{GeV}^{-1}$ und für das Interval $p_{\mathrm{T}} \geq 45\,\mathrm{GeV}$ ein Wert von $(0.0025 \pm 0.0006(stat.))\,\mathrm{GeV}^{-1}$. Innerhalb ihrer Fehler weisen die drei Werte keine Unterschiede auf. Somit geht der Parameter $A(p_{\mathrm{T}})$ in eine Konstante A über, deren Wert zu bestimmen bleibt.

Um die Abhängigkeit des Parameters $B(\eta, \phi)$ von dem Azimuthalwinkel ϕ zu untersuchen, sind die Myonen abhängig von ihrem Winkel ϕ in zwei verschiedene Gruppen unterteilt worden. Die selektierten $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Ereignisse zeichnen sich durch Myonen aus, deren Öffnungswinkel etwa π beträgt (siehe Abbildung 4.1). Die Einteilung der $r-\phi$-Ebene in acht Oktanten (siehe Kapitel 2.4.4 und Abbildung 2.9) hilft die Myonen in zwei Gruppen aufzuteilen. Die erste Gruppe enthält alle Myonen der nebeneinanderliegenden Oktanten 0 und 1 und der dazu gegenüberliegenden Oktanten 4 und 5, und die zweite Gruppe alle Myonen aus den Oktanten 2 und 3 und den dazu gegenüberliegenden 6 und 7. Der Parameter A ist zunächst auf den Wert

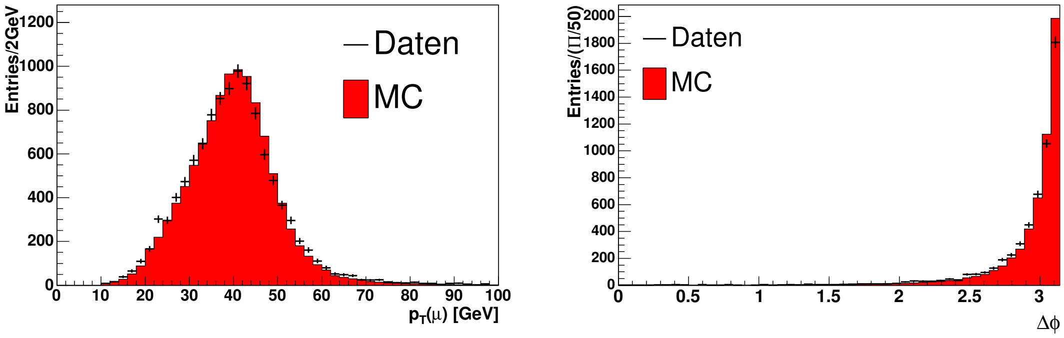


Abbildung 4.1: links: Das Transversalimpulsspektrum der Myonen aus den selektierten $Z^0 \to \mu^+\mu^-$ -Ereignissen. rechts: Der Öffnungswinkel zwischen den Myonen aus den selektierten Ereignissen. Die Anzahl der Ereignisse in der Simulation ist jeweils auf die Anzahl der Ereignisse in den Daten normiert.

$0.0018\,\text{GeV}^{-1}$ gesetzt worden und der Parameter B in Schritten von 0.001 ausgehend von 0 auf den Wert 0.05 erhöht worden. Das Ergebnis ist in Abbildung 4.3 gezeigt. Auch hier konnte, wie aufgrund der Symmetrie um ϕ erwartet, keine signifikante Abhängigkeit festgestellt werden, was bei möglichen Misalignement der Fall wäre.
Der Wert des Parameters $B(\eta)$ wird für drei verschiedenen Intervalle der Pseudorapidität η bestimmt. Die Größe der Intervalle ist an die jeweilige Ereigniszahl angepasst worden. Um die Optimalwerte für die Konstante A und den Parameter $B(\eta)$ zu finden, sind die Differenzen in der Z^0-Breite für alle sechs möglichen η-Binkombinationen gewichtet mit dem jeweiligen Fehler (gegeben durch den Fehler des Fits in den Daten) aufsummiert worden und das Minimum dieser Summe mit Hilfe eines vierdimensionalen Minuitfits bestimmt worden. Das Ergebnis des Minuitfits ist in Tabelle 4.1 zusammengefasst. Zum Test des Minuitfits ist das Monte-Carlo in zwei Hälften mit jeweils 185 000 Ereignissen geteilt worden. Für beide Hälften sind Werte für die Verschmierparameter bestimmt worden. Innerhalb der Fehler sind keine Abweichungen von dem Ergebnis aus Tabelle 4.1 gefunden worden.

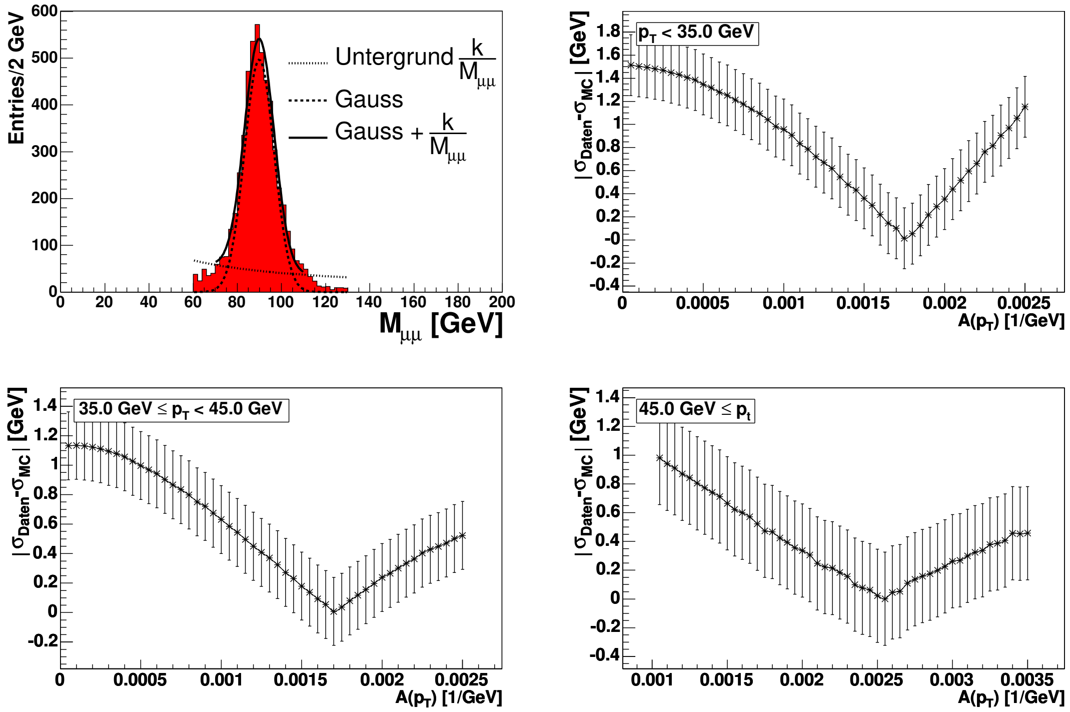


Abbildung 4.2: oben links: Invariantes Massenspektrum der ausgewählten $Z^0 \to \mu^+\mu^-$-Ereignisse; Fit des Z^0-Peaks im Bereich $70\,\mathrm{GeV} < p_\mathrm{T} < 110\,\mathrm{GeV}$ mit einer Gaußfunktion plus $\frac{k}{M_{\mu\mu}}$ zur Berücksichtigung des Untergrundes (durchgezogene Linie); oben rechts und unten: p_T-Bins: Abhängigkeit des Betrages der Differenz der mittleren Breiten des Z^0-Peaks zwischen Daten und Monte-Carlo von dem Parameter $A(p_\mathrm{T})$. Die Fehler sind durch die Fehler auf die mittlere Breite des Z^0-Peaks in den Daten gegeben und miteinander korreliert.

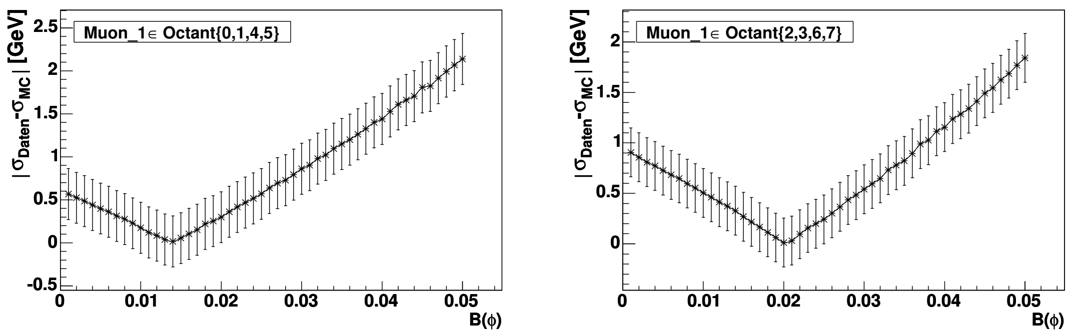


Abbildung 4.3: ϕ-Bins: Abhängigkeit des Betrages der Differenz der mittleren Breiten des Z^0-Peaks zwischen Daten und Monte-Carlo von dem Parameter $B(\phi)$. Die Fehler sind durch die Fehler auf die mittlere Breite des Z^0-Peaks in den Daten gegeben und miteinander korreliert.

A [GeV^{-1}]		0.0018 ± 0.0001
B	$\lvert\eta\rvert < 0.5$	0.0070 ± 0.0022
	$0.5 \leq \lvert\eta\rvert < 1.1$	-0.0190 ± 0.0051
	$\lvert\eta\rvert \leq 1.62$	0.0156 ± 0.0049

Tabelle 4.1: Anpassung der Parameter A und $B(\eta)$ an die Daten

4.1.2 Ergebnis

Mit Hilfe des an die Daten angepassten Monte-Carlos ist es möglich die Transversalimpulsauflösung der Myonen zu bestimmen. Abbildung 4.4 zeigt die Auflösung des an die Daten angepassten Monte-Carlos im Vergleich zu der Auflösung, welche im Technical Design Report (TDR, [19]) angegeben ist. Zum Vergleich ist außerdem die Transversalimpulsauflösung des unverschmierten Monte-Carlos dargestellt.
Die Transveralimpulsauflösungen der Myonen lassen sich in folgender Weise para-

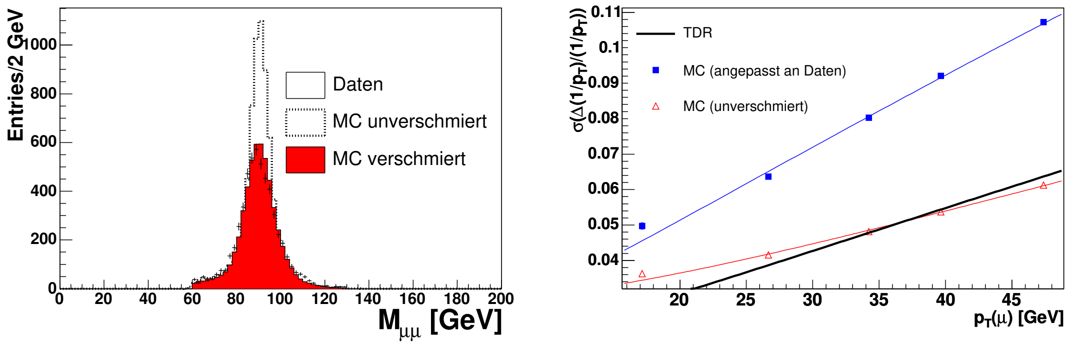


Abbildung 4.4: Links: Das invariante Massenspektrum der ausgewählten $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ Ereignisse. Die Daten im Vergleich zu dem verschmierten und unverschmierten Monte-Carlo. Rechts: Die Transversalimpulsauflösung der Myonen. Die Auflösung des an die Daten angepassten, verschmierten Monte-Carlos im Vergleich zu der Auflösung des unverschmierten Monte-Carlos und der im TDR angegebenen Auflösung.

meterisieren [19]:

$$\frac{\Delta(\frac{1}{p_{\mathrm{T}}})}{\frac{1}{p_{\mathrm{T}}}} = \frac{1}{\frac{1}{\sqrt{a_0^2 + a_1^2 \cdot p_{\mathrm{T}}^2}} + 1} \tag{4.2}$$

Für das an die Daten angepasste Monte-Carlo erhält man durch einen χ^2-Fit einen Wert von 0.037 ± 0.001 für Parameter a_0 und einen Wert von $0.0023 \pm 0\,\mathrm{GeV}$ für a_1.

4.2 Verbesserung der Auflösung für $Z^0 \to \mu^+\mu^-$ -Ereignisse

Auf verschiedene Arten ist versucht worden, die Transversalimpulsauflösung der Myonen in Daten wie auch in der Simulation zu verbessern. Allen Versuchen liegt die Tatsache zugrunde, daß die rekonstruierte Breite des Z^0-Bosons in den Daten mit etwa 17.4 GeV (FWHM) sehr viel schlechter ist als seine natürliche (Breit-Wigner) Breite von etwa 2.4 GeV ([4]). Diese große Differenz rechtfertigt es, die Transversalimpulse der Myonen so zu korrigieren, daß sich aus den korrigierten Impulsen die gemessene Z^0-Masse von etwa 91.2 GeV ([4]) ergibt. Der Schwerpunkt liegt hierbei auf dem kinematischen Fit, welcher sich als beste Methode erweist und auch in der Analyse verwendet wird.

4.2.1 Z^0-Massenbedingung

Die Masse des Z^0-Bosons errechnet sich aus den Impulsen der beiden Myonen, unter Vernachlässigung ihrer Massen folgendermassen:

$$M_{\mathrm{Z}}^2 = \begin{pmatrix} E_1 \\ \vec{p}_1 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} E_2 \\ \vec{p}_2 \end{pmatrix} = 2 \cdot p_1 p_2 \cdot (1 - \cos(\alpha))$$

Hierbei bezeichnet α den Winkel zwischen den beiden Myonen. Diese Beziehung lässt sich mit Hilfe der Pseudorapidität $\eta = -ln(tan(\frac{\theta}{2}))$ und den Additionstheoremen in die hier nützlichere Form

$$M_{\mathrm{Z}}^2 = 2 \cdot p_{\mathrm{T1}} p_{\mathrm{T2}} \cdot (\cosh(\Delta\eta) - \cos(\Delta\phi)) \tag{4.3}$$

umschreiben.
Nimmt man an, daß die Abweichung des gemessenen Transversalimpulses $p_{\mathrm{T_{i0}}}$ von seinem wahren Wert $p_{\mathrm{T_i}}$ proportional zu seinem Quadrat ist,

$$\Delta p_{\mathrm{T_{i0}}} \propto (p_{\mathrm{T_{i0}}})^2$$

bietet sich die folgende Korrektur der Transversalimpulse der Myonen an:

$$p_{\mathrm{T_{i0}}} \to p_{\mathrm{T_{i0}}} \cdot (1 + \epsilon_{\mathrm{i}} \cdot p_{\mathrm{T_{i0}}}) \qquad i = 1, 2$$

Die Parameter ϵ_{i} werden aus der Massenbedingung bestimmt.

$$(p_{\mathrm{T_{10}}} + \epsilon_1 \cdot {p_{\mathrm{T_{10}}}}^2)(p_{\mathrm{T_{20}}} + \epsilon_2 \cdot {p_{\mathrm{T_{20}}}}^2) = \frac{M_{\mathrm{Z}}^2}{2 \cdot (\cosh(\Delta\eta) - \cos(\Delta\phi))} \tag{4.4}$$

Da dies eine Gleichung mit zwei Unbekannten (ϵ_1 und ϵ_2) ist, muß eine Annahme gemacht werden. Zwei verschiedene Annahmen werden im Folgenden untersucht.

Annahme 1: $p_{\mathrm{T_{min}}}$ ist richtig gemessen

Es wird angenommen, daß der Geringere der beiden Transversalimpulse $p_{\mathrm{T_{min}}}$ der Myonen korrekt gemessen ist. Motiviert wird diese Annahme durch die weiten Ausläufe in der Auflösung bei hohen Transversalimpulsen. Der Größere der beiden Transversalimpulse errechnet sich somit mit Hilfe von Gleichung 4.3 folgendermaßen:

$$p_{\mathrm{T_{max}}} = \frac{M_{\mathrm{Z}}^2}{2 \cdot p_{\mathrm{T_{min}}} \cdot (\cosh(\Delta\eta) - \cos(\Delta\phi))} \tag{4.5}$$

Annahme 2: $\epsilon_1 = \epsilon_2$

Unter der Annahme, daß $\epsilon_1 = \epsilon_2$ gilt:

$$(p_{\mathrm{T_{10}}} + \epsilon \cdot p_{\mathrm{T_{10}}}^2) \cdot (p_{\mathrm{T_{20}}} + \epsilon \cdot p_{\mathrm{T_{20}}}^2) = \frac{M_{\mathrm{Z}}^2}{2 \cdot (\cosh(\Delta\eta) - \cos(\Delta\phi))} \tag{4.6}$$

Die beiden Lösungen $\epsilon_{\mathrm{a/b}}$ dieser quadratischen Gleichung lauten:

$$\epsilon_{\mathrm{a/b}} = -\frac{1}{2} \cdot \left((\frac{1}{p_{\mathrm{T_{10}}}} + \frac{1}{p_{\mathrm{T_{20}}}}) \pm \frac{1}{p_{\mathrm{T_{10}}}^2 p_{\mathrm{T_{20}}}^2} \cdot \sqrt{(p_{\mathrm{T_{10}}} p_{\mathrm{T_{20}}}^2 - p_{\mathrm{T_{20}}} p_{\mathrm{T_{10}}}^2)^2 + 2 \frac{M_{\mathrm{Z}}^2}{\cosh(\Delta\eta) - \cos(\Delta\phi)}} \right) \tag{4.7}$$

Aus der Bedingung, daß der korrigierte Transversalimpuls positiv sein soll, läßt sich jeweils eine der beiden Lösungen ausschließen und die richtige Lösung auswählen.

4.2.2 Kinematischer Fit

Bei dem kinematischen Fit werden die Transversalimpulse der beiden Myonen derart verändert, daß die folgenden zwei Bedingungen erfüllt sind:

1) Aus den korrigierten Viererimpulsen der beiden Myonen ergibt sich die Z^0-Masse

2) Die Abweichungen der korrigierten Transversalimpulse der Myonen zu den gemessenen werden minimiert

Erreicht wird dies durch Minimierung von χ^2, gegeben durch:

$$\chi^2(p_{\mathrm{T_1}}) = \left(\frac{\frac{1}{p_{\mathrm{T10}}} - \frac{1}{p_{\mathrm{T_1}}}}{\Delta(\frac{1}{p_{\mathrm{T10}}})} \right)^2 + \left(\frac{\frac{1}{p_{\mathrm{T20}}} - \frac{1}{p_{\mathrm{T_2}}}}{\Delta(\frac{1}{p_{\mathrm{T20}}})} \right)^2 \tag{4.8}$$

Hierbei errechnet sich p_{T_2} aus der ersten Bedingung zu:

$$p_{\mathrm{T}_2} = \frac{M_{\mathrm{Z}}^2}{2 \cdot p_{\mathrm{T}_1} \cdot (\cosh(\Delta\eta) - \cos(\Delta\phi))}$$

$p_{\mathrm{T}_{\mathrm{i}0}}$ steht hierbei für die gemessenen Transversalimpulse der Myonen und $p_{\mathrm{T}_\mathrm{i}}$ für die korrigierten Transversalimpulse. Die Fehler $\Delta(1/p_{\mathrm{T}_{\mathrm{i}0}})$ der gemessenen Transversalimpulse werden mit Hilfe von Gleichung 4.2, mit den Werten der Parameter a_0 und a_1, entnommen aus dem Fit an die Messwerte (siehe Abschnitt 4.1.2), bestimmt. Jeder Summand von Gleichung 4.8 gibt somit das Quadrat der mit dem jeweiligen Fehler gewichteten Abweichung zwischen gemessenem und korrigiertem Transversalimpuls des Myons an.
Der Wert von p_{T_1}, welcher sich aus dem Minimum von χ^2 ergibt, wird mit Hilfe eines Minuitfits ([32]) bestimmt. In Abbildung 4.5 ist die Transversalimpulsauflösung der Myonen des unkorrigierten Monte-Carlos im Vergleich zum korrigierten Monte-Carlo für verschiedene Intervalle des Transversalimpulses dargestellt. Wie zu sehen ist, führt der kinematische Fit für einen Teil der Myonen zu einer Verschlechterung der Auflösung. Der Betrag der Differenz, gebildet aus der Z^0-Masse M_{Z^0} und der rekonstruierten Z^0-Masse der unkorrigierten Myonen $M_{\mu^+\mu^-}$,

$$|M_{\mu^+\mu^-} - M_{Z^0}| \tag{4.9}$$

ist in Abhängigkeit des Öffnungswinkels in der $r-\phi$-Ebene $\Delta\phi$ zwischen den Transversalimpulsen und der Pseudorapidität studiert worden. Hierbei sind die Myonen danach unterschieden worden, ob ihre Auflösung durch den kinematischen Fit verbessert oder verschlechtert wurde. Das Ergebnis ist in Abbildung 4.6 gezeigt. Myonen mit verschlechterter Auflösung zeichnen sich durch eine Massendifferenz von mehr als 10 GeV aus. Eine Abhängigkeit von der Pseudorapidität η ist nicht erkennbar. Für alle Di-Myonenereignisse mit

$$|M_{\mu^+\mu^-} - M_{\mathrm{Z}^0}| < 10\,\mathrm{GeV} \tag{4.10}$$

zeigt der kinematische Fit eine Verbesserung der Auflösung. In Abbildung 4.7 ist die Transversalimpulsauflösung der Myonen in den einzelnen p_{T}-Bins nach dem Schnitt im Vergleich zu der ursprünglichen Verteilung gezeigt.

4.2.3 Verbesserter kinematischer Fit durch Berücksichtigung des Rückstoßimpulses

Der kinematische Fit wird durch Hinzufügen eines dritten Summanden erweitert. In diesem wird die Information über den wahren Transversalimpuls des Z^0-Bosons,

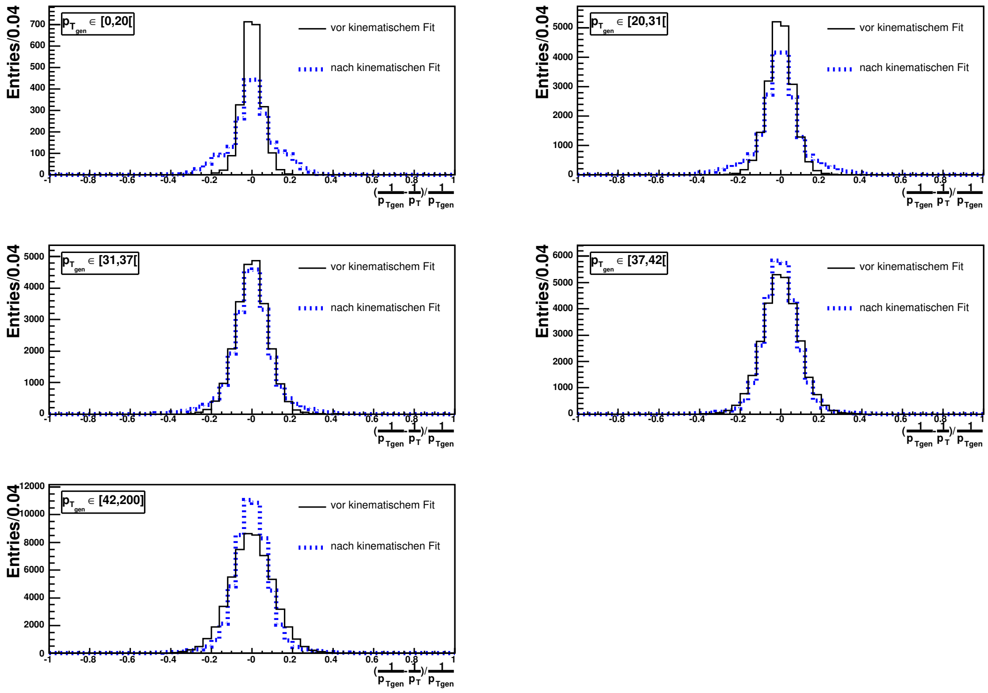


Abbildung 4.5: Transversalimpulsauflösung der Myonen vor dem kinematischen Fit (schwarze durchgezogenen Linie) im Vergleich zu der Transversalimpulsauflösung der Myonen nach dem kinematischen Fit (blaue gepunktete Linie) in den einzelnen p_T-Intervallen vor dem Schnitt auf Di-Myonenereignisse mit $|M_{\mu^+\mu^-} - M_{Z^0}| < 10\,\mathrm{GeV}$;

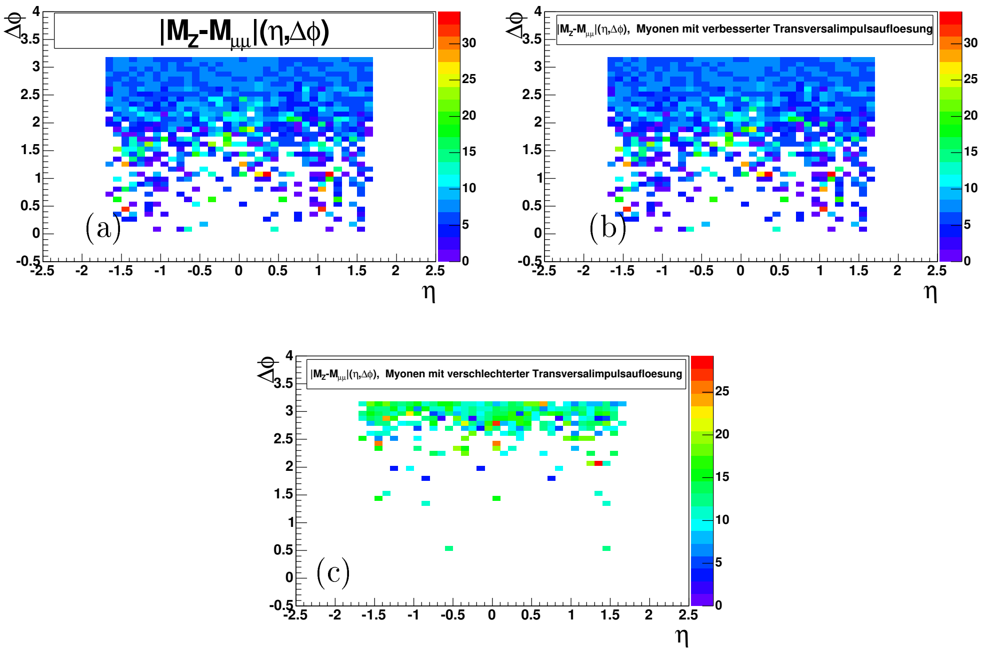


Abbildung 4.6: Die Differenz zwischen der wahren Z^0-Masse und der rekonstruierten Masse in Abhängigkeit des Öffnungswinkels $\Delta\phi$ in der ϕ-Ebene und des Winkels η im Monte-Carlo, für (a) alle selektierten Myonen, (b) alle Myonen mit verbesserter Transversalimpulsauflösung durch den kinematischen Fit und für (c) alle Myonen mit nach dem kinematischen Fit verschlechterter Transversalimpulsauflösung;

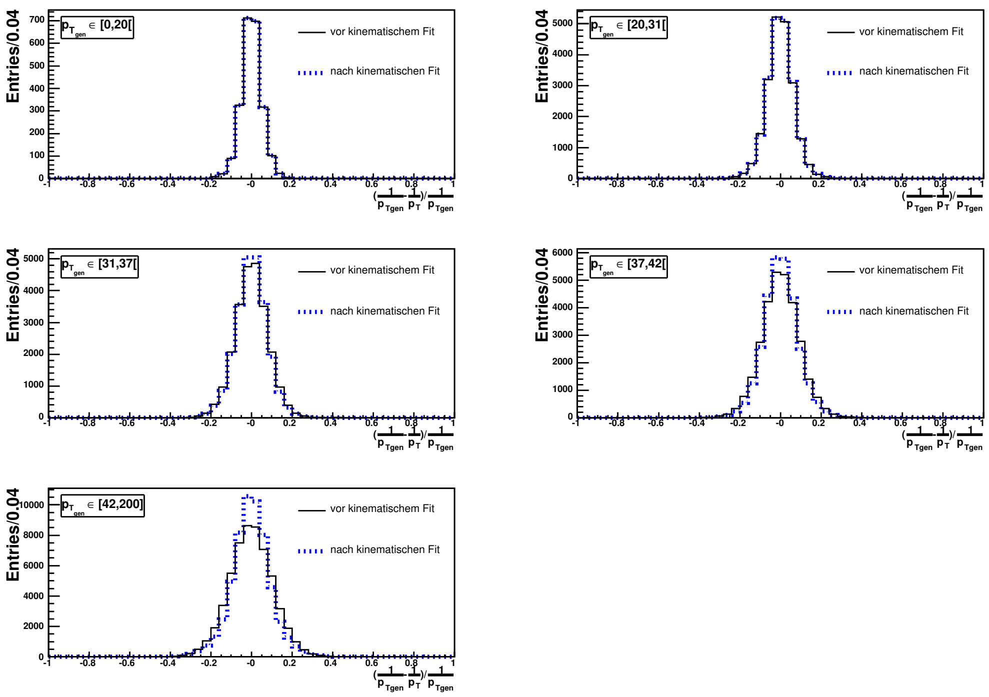


Abbildung 4.7: Transversalimpulsauflösung der Myonen vor dem kinematischen Fit (schwarze durchgezogenen Linie) im Vergleich zu der Transversalimpulsauflösung der Myonen nach dem kinematischen Fit (blaue gepunktete Linie) in den einzelnen p_{T}-Intervallen nach dem Schnitt auf Di-Myonenereignisse mit $|M_{\mu^+\mu^-} - M_{\mathrm{Z}^0}| < 10\,\mathrm{GeV}$

welche aus der fehlenden Transversalenergie $\not{E}_{\mathrm{T}}$ gewonnen wird, ausgenutzt. Die fehlende Transversalenergie $\not{E}_{\mathrm{T}}$ in den ausgewählten Ereignissen sollte null oder sehr klein sein. Für den Transversalimpuls des hadronischen Rückstoßes $\vec{p}_{\mathrm{T}_{\mathrm{hadr}}}$ gilt:

$$\vec{p}_{\mathrm{T}_{\mathrm{hadr}}} = -(\vec{\not{E}}_{\mathrm{T}} + \vec{p}_{\mathrm{T}_1} + \vec{p}_{\mathrm{T}_2})$$

Mit $p_{\mathrm{T}_{\mathrm{hadr}}}$ wird im Folgenden der Betrag der Projektion des hadronischen Rückstoßimpulses auf die Richtung des Z^0-Bosons bezeichnet. Hierbei wird die Richtung des Z^0-Bosons durch die Winkelhalbierenden zwischen den beiden Myonen angenähert. Aus der Monte-Carlo Simulation wird die Abhängigkeit des Betrages der Projektion

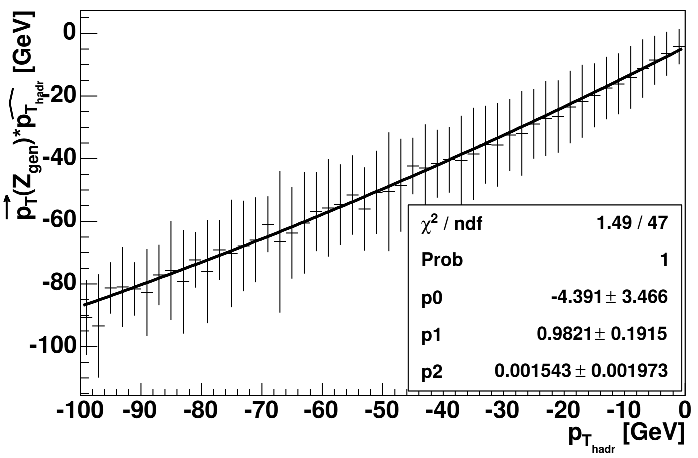


Abbildung 4.8: Die Abbildung zeigt die Abhängigkeit des Betrages der Projektion des generierten Z^0-Transversalimpulses auf die Richtung des hadronischen Rückstoßimpulses von $p_{\mathrm{T}_{\mathrm{hadr}}}$. Die Fehler geben die volle Gaußbreite des jeweiligen Wertes an.

des generierten Z^0-Transversalimpulses auf die Richtung des hadronischen Rückstoßimpulses von $p_{\mathrm{T}_{\mathrm{hadr}}}$ bestimmt (siehe Abbildung 4.8). Die Abhängigkeit $p_{\mathrm{T}_{\mathrm{Z}^0}}(p_{\mathrm{T}_{\mathrm{hadr}}})$ ist durch ein Polynom zweiten Grades parameterisiert worden, dessen Werte sich aus einem χ^2-Fit an die Messpunkte ergeben. Somit kann über den Betrag des hadronischen Rückstoßimpuls auf den Transversalimpuls des Z^0-Bosons zurückgeschlossen werden. Die modifizierte Gleichung 4.8 des kinematischen Fittes lautet:

$$\chi^2(p_{\mathrm{T}_1}) = \left(\frac{\frac{1}{p_{\mathrm{T}10}} - \frac{1}{p_{\mathrm{T}_1}}}{\Delta(\frac{1}{p_{\mathrm{T}_{10}}})}\right)^2 + \left(\frac{\frac{1}{p_{\mathrm{T}20}} - \frac{1}{p_{\mathrm{T}_2}}}{\Delta(\frac{1}{p_{\mathrm{T}_{20}}})}\right)^2 + \left(\frac{p_{\mathrm{T}_{\mathrm{Z}^0}}(p_{\mathrm{T}_{\mathrm{hadr}}}) - (\vec{p}_{\mathrm{T}_1} + \vec{p}_{\mathrm{T}_2})}{\Delta(p_{\mathrm{T}_{\mathrm{Z}^0}}(p_{\mathrm{T}_{\mathrm{hadr}}}))}\right)^2 \quad (4.11)$$

4.2.4 Vergleich der Korrekturen

Abbildung 4.9 zeigt einen Vergleich der Ergebnisse der verschiedenen Transversalimpulskorrekturen. Alle Korrekturen mit Ausnahme der ersten (siehe 4.2.1) führen zu einer Verbesserung der Transversalimpulsauflösung der Myonen, insbesondere in Bereichen hoher Transversalimpulse. Der modifizierte kinematische Fit (Abschnitt 4.2.3) erweist sich als die beste Korrektur. Er verbessert die Auflösung um bis zu 10%. Alle Myonen werden im Folgenden mit dem modifizierten kinematischen Fit korrigiert.

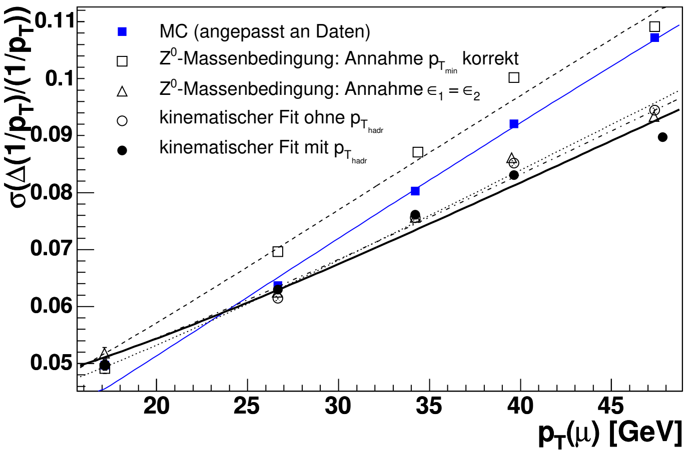


Abbildung 4.9: Die Transversalimpulsauflösung der Myonen aus $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Ereignissen nach den verschiedenen Korrekturen

4.3 Effizienzkorrektur

Die Ereignisse der Simulation und der Daten werden mit unterschiedlicher Effizienz rekonstruiert. In Abhängigkeit von der jeweiligen Pseudorapidität der Myonen und der Anzahl der Jets in dem jeweiligen Ereignis sind daher die simulierten Ereignisse auf die Effizienzunterschiede zwischen den Daten und Monte-Carlo korrigiert worden.

$$k(\eta, n_{\mathrm{Jets}}) = k' \cdot \left(\frac{\epsilon_{\mathrm{iso,Daten}}(n_{\mathrm{Jets}})}{\epsilon_{\mathrm{iso,MC}}(n_{\mathrm{Jets}})}\right) \cdot \left(\frac{\epsilon_{\mathrm{Tracking,Daten}}(\eta)}{\epsilon_{\mathrm{Tracking,MC}}(\eta)}\right) \cdot \left(\frac{\epsilon_{\mathrm{MyonID,Daten}}(\eta)}{\epsilon_{\mathrm{MyonID,MC}}(\eta)}\right) \cdot c \quad (4.12)$$

Hierbei enthält der konstante Faktor k' die Triggereffizienz ($\epsilon_{\mathrm{Trigger,Daten}} = 0.76 \pm 0.02$), die Effizienz des Cosmiccuts ($\epsilon_{\mathrm{cosmic,Daten}} = 0.995 \pm 0.005$) und die Abhängigkeit von der geometrischen Akzeptanz des Detektors ($\epsilon_{\mathrm{Akkzeptanz,Daten}} = 0.42 \pm 0.01 = \epsilon_{\mathrm{Akkzeptanz,MC}}$), deren Werte [33] entnommen worden sind. Ein zusätzlicher Normierungsfaktor c normiert das Ergebnis auf den integrierten totalen Wirkungsquerschnitt für die Z^0-Boson Produktion.

4.3.1 Myonisolationseffizienz ϵ_{iso}

Die Myonisolationseffizienz wird in Abhängigkeit von der Anzahl der Jets in dem jeweiligen Ereignis bestimmt, da Jets in der Nähe von Myonen diese vermindern.
Zur Bestimmung der Effizienz werden Myonen aus Z^0-Ereignissen in einem Massenbereich von 70 Gev bis 110 GeV gewählt (Der Untergrund in den Daten ist vernachlässigbar klein). Hierbei wird verlangt, daß zwei Myonen der Qualität *loose* jeweils eine Spur aus dem zentralen Spursystem zugeordnet werden kann. Der Transversalimpuls dieser Myonen soll mindestens 15 GeV betragen und der Winkel $\Delta\phi$ zwischen ihnen größer als 2 sein. Das Referenzmyon muß das Kriterium der Spurisolation erfüllen (siehe Gleichung 3.1). Es wird getestet, ob das zweite Myon diese Isolationskriterien ebenfalls erfüllt. Abbildung 4.10 zeigt die Isolationseffizienz für die Daten und das Monte-Carlo für keinen und für mehr als null Jets in dem jeweiligen Ereignis in Abhängigkeit des Azimuthalwinkels ϕ. Jeweils gemittelt über den gesamten ϕ-Bereich ergeben sich für die Isolationseffizienz ϵ_{iso}, falls das Ereignis keinen Jet enthält, ein Wert von $\epsilon_{\text{iso,Daten}} = 0.9759 \pm 0.0013(\text{stat.})$ in den Daten und $\epsilon_{\text{iso,MC}} = 0.9872 \pm 0.0003(\text{stat.})$ im Monte-Carlo. Für Ereignisse mit mindestens einem Jet erhält man wie erwartet eine geringere Effizienz. Für die Daten ergibt sich $\epsilon_{\text{iso,Daten}} = 0.9107 \pm 0.0065(\text{stat.})$ und für das Monte-Carlo $\epsilon_{\text{iso,MC}} = 0.9339 \pm 0.0016(\text{stat.})$.

4.3.2 Tracking- $\epsilon_{\text{Tracking}}$ und Myonidentifikationseffizienz ϵ_{MyonID}

Um das Monte-Carlo auf die Unterschiede in der Spurfindung und der Myonidentifikationseffizienz hin zu korrigieren, sind die entsprechenden Effizienzverteilungen [33] entnommen worden und daraus aus Bildung des Quotienten $\epsilon_{\text{i,Daten}}/\epsilon_{\text{i,MC}}$ in Intervallen die Korrekturfaktoren bestimmt worden. Abbildung 4.11 links zeigt den Korrekturfaktor für die Trackingeffizienz $\epsilon_{\text{Tracking}}$ und rechts den Korrekturfaktor für die Myonidentifikationseffizienz ϵ_{MyonID}, jeweils in Abhängigkeit von der Pseudorapidität η.

4.4 Entfaltungsmethoden

Die Messung differentieller Wirkungsquerschnitte $\frac{d\sigma}{dx}$ ist eine typische Aufgabenstellungen in der Hochenergiephysik. Der differentielle Wirkungsquerschnitt der Variablen x ist hierbei durch die Verteilung

$$\frac{d\sigma}{dx} \equiv f(x) \qquad \text{mit} \qquad \sigma_{\text{tot}} = \int \frac{d\sigma}{dx} dx = \int f(x) dx \tag{4.13}$$

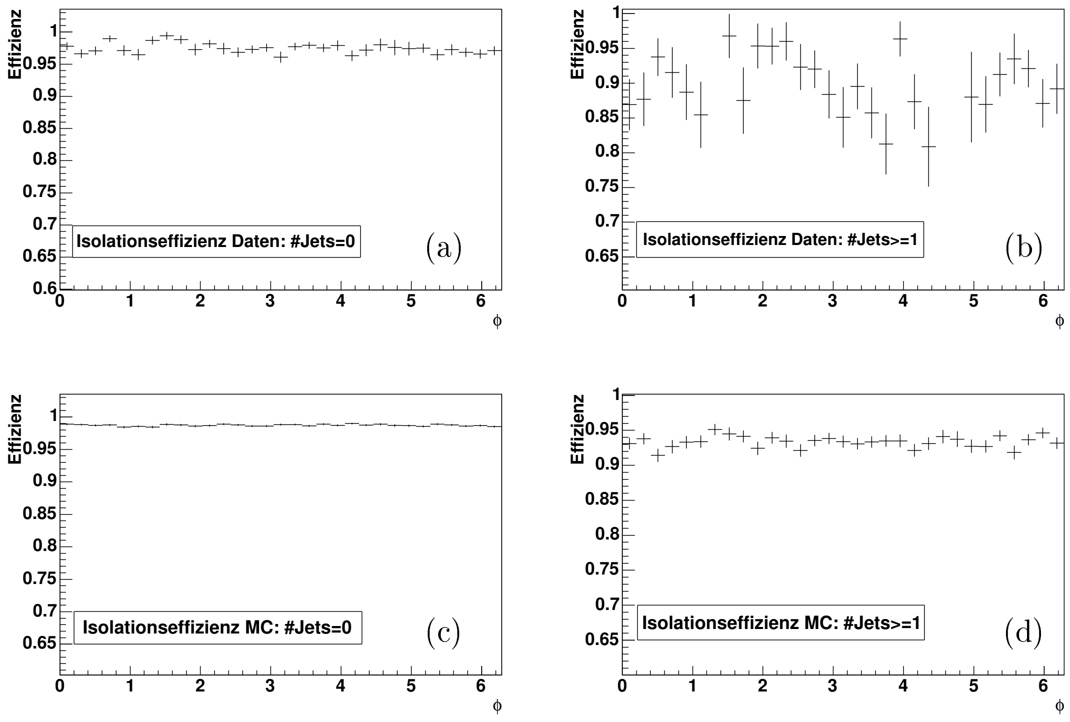


Abbildung 4.10: Isolationseffizienzen für (a) die Daten mit keinem Jet im Ereignis und (b) mindestens einem Jet im Ereignis und für das Monte-Carlo mit (c) keinem Jet im Ereignis und (d) mindestens einem Jet im Ereignis

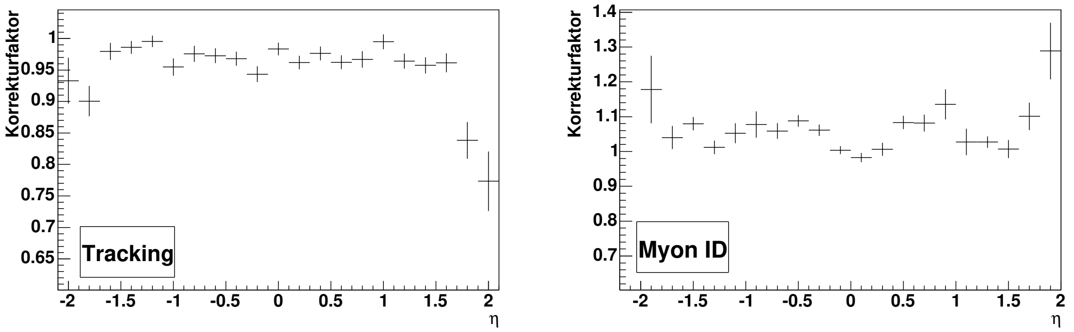


Abbildung 4.11: Die Korrekturfaktoren, um das Monte-Carlo in Abhänigigkeit des Winkels η auf die Effizienzunterschiede zwischen Daten und Monte-Carlo zu korrigieren; links: der Korrekturfaktor für die Trackingeffizienz; rechts: der Korrekturfaktor für die Myonidentifikationseffizienz

gegeben. Der totale Wirkungsquerschnitt σ_{tot} und die Anzahl der Ereignisse N sind hierbei normiert auf die integrierte Luminosität $\mathcal{L}_{\text{int}}$ des Experimentes.

$$N = \mathcal{L}_{\text{int}} \cdot \sigma_{\text{tot}} \qquad \text{mit} \qquad \mathcal{L}_{\text{int}} = \int \mathcal{L}\text{dt} \tag{4.14}$$

Mit einem idealen Detektor könnte die Größe x in jedem Ereignis gemessen werden und man würde $f(x)$ aus einem Histogram normiert durch die integrierte Luminosität $\mathcal{L}_{\text{int}}$, der Größe x erhalten. Die mit realen Detektoren gemessene Verteilungen unterscheiden sich jedoch von den wahren Verteilungen aufgrund des oft nichtlinearen Detektorverhaltens, der begrenzten Detektorakzeptanz, der endlichen Auflösung/Messgenauigkeit und anderer Effekte. Mit Entfaltungsmethoden wird, ausgehend von der verzerrten Verteilung, mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulationen, welche die Akzeptanz- und Auflösungsfunktion des Detektors beschreiben, auf die wahre Verteilung zurückgeschlossen. Hierzu wird die genaue Kenntnis möglichst aller Effekte, welche zu Verzerrungen führen, benötigt.
Zwei Methoden, die Bin-by-Bin Korrektur und die Methode des regularisierten Entfaltens, werden angewandt, um von den gemessenen Daten auf das wahre Z^0-Transversalimpulsspektrum zurückzuschließen.

4.4.1 Bin-by-Bin Korrektur

Die Bin-by-Bin Korrektur eignet sich zum Entfalten einer einzigen Variable. Hierbei sollte die Verteilung der gemessenen Daten dem wahren Spektrum sehr ähnlich sein, während es bei der Methode des regularisierten Entfaltens ausreicht, wenn die beiden Verteilungen relativ ähnlich zueinander sind. Die Bin-by-Bin Korrektur beruht auf der Bestimmung eines Skalierungsfaktors ϵ_{i} für jeden Bin i der Verteilung aus einer Monte-Carlo Simulation, mit der dann die gemessenen Daten korrigiert werden. Dieser Faktor gibt für das jeweilige Intervall das Verhältnis aus der Anzahl der in diesem Bin rekonstruierten Ereignisse geteilt durch die Anzahl der in diesem Bin generierten Ereignisse an, und beinhaltet sämtliche Detektoreffekte.

$$\epsilon_{\text{i}} = \frac{\text{Anzahl der rekonstruierten Ereignisse in Bin i}}{\text{Anzahl der generierten Ereignisse in Bin i}}$$

Die Gesamteffizienz ϵ_{i} kann für einzelne Bins somit auch Werte größer eins annehmen. Nachteil dieser Methode ist, daß die gleiche Bineinteilung in Daten und Monte-Carlo benötigt wird. Auch Effekte größerer Migration von Ereignissen, die von einem Bin in einen anderen wandern, können nicht berücksichtigt werden. Ebenso bleiben Korrelationen zwischen den verschiedenen Bins hier unbeachtet.
Somit kann diese Methode nur dann angewandt werden, falls der Anteil von Migration vernachlässigbar ist und die Standardabweichung der Verschmierung kleiner als die Bingröße ist.

4.4.2 Regularisiertes Entfalten

Die Methode des Entfaltens berücksichtigt im Gegensatz zur Bin-by-Bin-Korrektur alle Korrelations und Migrationseffekte. Eine genaue Beschreibung ist in [34] zu finden. Mathematisch wird dieses Problem durch die Fredholmsche Integralgleichung erster Art beschrieben:

$$g(y) = \int A(x,y) \cdot f(x) dx + b(y) \tag{4.15}$$

Hierbei bezeichnet $f(x)$ das wahre Spektrum, $b(y)$ den Untergrund und $g(y)$ die gemessene Verteilung. Die Auflösungsfunktion $A(x,y)$ beschreibt das Detektorverhalten, die Effekte aufgrund der endlichen Aufösung, wie auch die Effekte entstehend durch die begrenzte Akzeptanz des Detektors. Sie wird aus der Monte-Carlo Simulation gewonnen und ist durch die Beziehung

$$g_0(y) = \int A(x,y) \cdot f_0(x) dx \tag{4.16}$$

gegeben (g_0 und f_0 stehen hierbei für die entsprechenden Verteilungen der Monte-Carlo-Simulation). Stellt man sich A als Matrix vor, so liegen die Werte sämtlicher Elemente A_{ij} zwischen null und eins und geben die Wahrscheinlichkeit dafür an, daß ein Ereignis aus dem Intervall i im Intervall j gemessen wird.
Ziel der Messung ist es die Verteilung f zu finden, welche die gegebenen Verteilungen g und b und die Matrix $\boldsymbol{A}$ möglichst gut beschreibt. Die Lösung durch Matrixinversion führt in der Praxis meist zu instabilen, oszillierenden Ergebnissen. Eine Methode, die diese Probleme umgeht, ist die des *regularisierten Entfaltens*, welcher sich auch das *Run*-Program [35], entwickelt von Volker Blobel, bedient. Das *Run*-Program diskretisiert $f(x)$, $b(y)$ und $A(x,y)$ durch die Interpolation mit kubischen B-Spline Funktionen[1] mit n_{k} Knoten. Die diskretisierten Verteilungen werden im folgenden durch die Vektoren $\boldsymbol{x}$, $\boldsymbol{y}$, $\boldsymbol{b}$ und die Matrix $\boldsymbol{A}$ beschrieben und die Integralgleichungen 4.15 und 4.16 sind durch lineare Gleichungssysteme gegeben

$$\boldsymbol{y} = \boldsymbol{A}\boldsymbol{x} + \boldsymbol{b} \tag{4.17}$$

Der Vorteil gegenüber der Verwendung von Histogrammen zur Diskretisierung liegt darin, daß die durch Splinefunktionen parameterisierte Lösung eine glatte Funktion ist und ihre totale Krümmung, welche zur Regularisierung der Lösung verwendet wird, folgende einfache quadratische Form besitzt:

$$C(\boldsymbol{x}) = \int (\frac{d^2 f}{dx^2})^2 dx = \boldsymbol{x}^T \boldsymbol{C} \boldsymbol{x} \tag{4.18}$$

[1] Polynome vierten Grades, welche an den Intervallgrenzen bestimmte Stetigkeitsbedingungen erfüllen und ein orthogonales Funktionensystem bilden.

Die Ableitungen gehen hierbei in endliche Differenzen über. $\boldsymbol{C}$ ist eine konstante positiv-semidefinite Matrix.
Die statistischen Zusammenhänge zwischen den gemessenen Daten und der Lösung $\boldsymbol{x}$ werden durch eine, um einen additiven Regularisierungsterm erweiterte, negative Loglikelihood-Funktion[2] $F(\boldsymbol{x})$ beschrieben, aus deren Minimum man die Lösung $\boldsymbol{x}$ erhält.

$$F(\boldsymbol{x}) = -\log L(\boldsymbol{x}, \boldsymbol{y}, \boldsymbol{A}) + \frac{\tau}{2} \cdot \boldsymbol{x}^T \boldsymbol{C} \boldsymbol{x} \tag{4.19}$$

Der Regularisierungsterm $\frac{\tau}{2} \cdot \boldsymbol{x}^T \boldsymbol{C} \boldsymbol{x}$ sorgt für ein sanftes Abschneiden der insignifikanten höheren Terme in der Lösung, welche zu unphysikalische Oszillationen führen und in direktem direkten Zusammenhang zu großen negativen Korrelationen zwischen benachbarten Bins stehen. Wird der Regularisierungsparameter τ zu groß gewählt, erzwingt man eine lineare Lösung, während der Einfluß der Regularisierung für einen Wert von τ nahe null verschwindet. Aus gegebener Anzahl der Freiheitsgrade n_{rdf} bestimmt das *Run*-Program den Regularisierungsparameter. Die Anzahl der zu entfaltenden Datenpunkte sollte der gesetzten Anzahl der Freiheitsgrade ähnlich sein. Ist ihr Wert sehr viel größer, sind sie positiv zueinander korreliert. Wählt man einen zu geringen Wert für n_{rdf}, ist das Ergebnis möglicherweise verzerrt, da signifikante Amplituden in der Lösung unterdrückt werden. Die Wahl der Intervalle bestimmt hierbei die Korellationen. Ist die Auflösung also nicht über den gesamten Bereich konstant, sollte man dies bei der Wahl der Intervallgrenzen und deren Größe beachten.
Die zu minimierende Funktion lautet (unter der Annahme, daß die gemessenen Daten y_{i} Poisson-Verteilungen[3] mit Mittelwerten $\hat{y}_{\mathrm{i}}$ folgen):

$$\begin{aligned} F(\boldsymbol{x}) &= -\log L(\boldsymbol{x}, \boldsymbol{y}, \boldsymbol{A}) + \frac{\tau}{2} \cdot \boldsymbol{x}^{\boldsymbol{T}} \boldsymbol{C} \boldsymbol{x} \\ &= -\sum_{\mathrm{i}}^{m} \log(\frac{\hat{y}_{\mathrm{i}}^{\,y_{\mathrm{i}}}}{y_{\mathrm{i}}!} e^{-\hat{y}_{\mathrm{i}}}) + \frac{\tau}{2} \cdot \boldsymbol{x}^T \boldsymbol{C} \boldsymbol{x} \\ &= \sum_{\mathrm{i}}^{m} (\hat{y}_{\mathrm{i}} - y_{\mathrm{i}} \cdot \log \hat{y}_{\mathrm{i}}) + \frac{\tau}{2} \cdot \boldsymbol{x}^T \boldsymbol{C} \boldsymbol{x} + konst. \end{aligned} \tag{4.20}$$

Der konstante Term beinhaltet die Summe $\sum_{\mathrm{i}}^{m} \log(y_{\mathrm{i}}!)$ und kann für die Minimierung vernachlässigt werden. Da der Quotient aus $\boldsymbol{x_0}$ und $\boldsymbol{x}$ i.A. sehr glatt ist (das

[2]Die Likelihood-Funktion $L(a) = f(x_1|a) \cdot f(x_2|a) \cdots f(x_{\mathrm{n}}|a) = \Pi_{\mathrm{i}=1}^{n} f(x_{\mathrm{i}}|a)$ gibt die Wahrscheinlichkeit an, bei einer vorgegebenen Wahl der Parameter a (a steht für einen oder mehrere unbekannte Parameter) die Meßwerte x_{i} zu erhalten. Die beste Schätzung von a ist der Wert $\hat{a}$, welcher die Wahrscheinlichkeit $L(a)$ maximiert, die Werte x_{i} zu erhalten. Da die Logarithmusfunktion eine monoton steigende Funktion ist, hat $\log(L(a))$ sein Maximum an der gleichen Stelle wie $L(a)$. Hier wird die negative Log-Likelihood-Funktion verwendet, die somit minimiert werden muß.

[3]Die Poissonverteilung $P(y) = \frac{\hat{y}^y}{y!} e^{-\hat{y}}$ beschreibt die statistische Verteilung der Zahl der Eintragungen y_{i} mit Mittelwert $\hat{y}_{\mathrm{i}}$ im Bin i eines Histogrammes.

Ergebnis $\boldsymbol{x}$ ist der Monte-Carlo Funktion $\boldsymbol{x_0}$ meist sehr ähnlich), wird im *Run*-Program $\boldsymbol{x}$ durch das Produkt

$$\boldsymbol{x_0} \cdot \boldsymbol{x_{\mathbf{Mult}}} \equiv \boldsymbol{x_0} \cdot \frac{\boldsymbol{x}}{\boldsymbol{x_0}} \equiv \boldsymbol{x} \tag{4.21}$$

ersetzt. Die Gewichtsfunktion $\boldsymbol{x_{\mathbf{Mult}}}$ ist durch die Linearkombination von B-Spline-Funktionen gegeben:

$$\boldsymbol{x_{\mathbf{Mult}}} = \sum_{\mathrm{k}=0}^{n_\mathrm{k}} a_\mathrm{k} p_\mathrm{k}(x) \tag{4.22}$$

Hierbei sind die Koeffizienten a_k unabhängig.

Die Lösung $\boldsymbol{x}$

Bei gegebenen Regularisierungsparameter τ wird die regularisierte Lösung durch die Minimierung von Gleichung 4.20 bestimmt. Diese läßt sich in quadratischer Näherung schreiben als:

$$F(\boldsymbol{x}) = (\boldsymbol{x} - \bar{\boldsymbol{x}})^T \boldsymbol{h} + \frac{1}{2}(\boldsymbol{x} - \bar{\boldsymbol{x}})^T \boldsymbol{H} (\boldsymbol{x} - \bar{\boldsymbol{x}}) + \frac{\tau}{2} \cdot \boldsymbol{x}^T \boldsymbol{C} \boldsymbol{x} + konst. \tag{4.23}$$

wobei $\boldsymbol{h}$ der Gradient und $\boldsymbol{H}$ die Hessematrix an der Stelle $\bar{\boldsymbol{x}}$ sind. Bildet man den Gradienten und setzt diesen gleich null ergibt sich die Lösung $\boldsymbol{x}$:

$$\boldsymbol{x} \;=\; -\boldsymbol{h} \cdot (\boldsymbol{H} + \tau \cdot \boldsymbol{C})^{-1} \tag{4.24}$$

4.5 Messung des $p_T(Z^0)$ -Spektrums

Zur Messung des $p_T(Z^0)$ -Spektrums wurde der Bereich $p_\mathrm{T} < 200\,\mathrm{GeV}$ in 13 Intervalle mit an die jeweilige Ereigniszahl angepasster Größe unterteilt. Die Intervallbreiten wurden so gewählt, daß die Reinheit (der Anteil der Ereignisse, die in dem selben Intervall rekonstruiert werden, in dem sie auch generiert worden sind) in den einzelnen Intervallen etwa 50% beträgt. Die invarianten Massenspektra für Signal und Untergrund sind mit Hilfe des PYTHIA-Eventgenerators simuliert worden. Als Signal diente der $Z^0 \to \mu^+\mu^-$ -Datensatz im Bereich $60\,\mathrm{GeV} < M_{\mu\mu} < 130\,\mathrm{GeV}$ aus Tabelle 3.1. Alle übrigen Datensätze sind zur Simulation des Untergrundes verwendet worden. Die rekonstruierten Viererimpulse der Myonen sind mit der in Abschnitt 4.1.1 beschriebenen Gaußfunktion verschmiert worden, um sie an die Daten anzupassen. Die Myonimpulse der Daten und des Monte-Carlos sind mit dem in Abschnitt 4.2.3 beschriebenen kinematischen Fit korrigiert worden und das Monte-Carlo ist auf die

Bin	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
1	**0.81**	0.17	0.01	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
2	0.40	**0.50**	0.09	0.01	0	0	0	0	0	0	0	0	0
3	0.15	0.30	**0.46**	0.09	0.01	0	0	0	0	0	0	0	0
4	0.05	0.09	0.24	**0.51**	0.10	0	0	0	0	0	0	0	0
5	0.02	0.03	0.05	0.21	**0.62**	0.08	0	0	0	0	0	0	0
6	0	0.01	0.01	0.02	0.22	**0.61**	0.11	0.01	0	0	0	0	0
7	0	0	0	0.01	0.05	0.23	**0.57**	0.12	0.01	0.01	0	0	0
8	0	0	0	0	0.02	0.04	0.23	**0.55**	0.14	0.01	0	0	0
9	0	0	0	0.01	0	0.02	0.09	0.17	**0.52**	0.17	0.02	0	0
10	0	0	0	0	0	0	0.04	0.09	0.16	**0.56**	0.13	0.02	0
11	0	0	0	0.01	0	0	0.02	0.04	0.07	0.28	**0.41**	0.15	0.01
12	0	0	0	0	0	0	0	0.01	0.04	0.15	0.22	**0.44**	0.14
13	0	0	0	0	0	0	0	0	0.03	0.02	0.07	0.30	**0.54**

Tabelle 4.2: Die Migrationsmatrix $\boldsymbol{M}$ für das Transversalimpulsspektrum des Z^0-Bosons. Die Spalten j stehen für die generierten Ereignisse und die Zeilen i für die rekonstruierten Ereignisse. Das Element M_{ij} gibt den Prozentsatz von den im Intervall i rekonstruierten Ereignissen an, die im Intervall j generiert worden ist.

Effizienzunterschiede zu den Daten korrigiert worden (siehe Abschnitt 4.3).
Tabelle 4.2 zeigt die aus dem Monte-Carlo bestimmte Migrationsmatrix $\boldsymbol{M}$. Diese dient zur Veranschaulichung der Migrationen und wird nicht weiter verwendet. Zur Entfaltung des Transversalimpulsspektrums wird die in Kapitel 4.4.2 beschriebene Methode benutzt. Das Matrixelement M_{ij} gibt den Prozentsatz von den im Intervall i rekonstruierten Ereignissen an, die im Intervall j generiert worden ist. Da die Transversalimpulsverteilung des Z^0-Bosons mit steigenden Werten von $p_T(Z^0)$ nahezu exponentiell abfällt ist die Migration aus den Bins mit niedrigerem Transversalimpuls stets größer als die aus Intervallen mit größerem Transversalimpuls.

4.5.1 Bin-by-Bin-Korrektur des $p_T(Z^0)$ -Spektrums

Aus dem effizienzkorrigierten Monte-Carlo wird für jedes $p_T(Z^0)$ -Intervall eine Gesamteffizienz ϵ_{i} bestimmt (siehe Abbildung 4.12). Mit dieser wird die Anzahl der Datenereignisse binweise korrigiert. Der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dp_T$ wird durch die Berechnung des Wirkungsquerschnittes für jedes Intervall, wie folgt erhalten:

$$(\frac{d\sigma}{dp_{\mathrm{T}}})_{\mathrm{i}} = \frac{N_{\mathrm{i}}}{\Delta_{\mathrm{i}} \cdot \epsilon_{\mathrm{i}} \cdot \int \mathcal{L} dt} \tag{4.25}$$

N bezeichnet hierbei die Anzahl der gemessenen Z^0-Ereignisse in diesem Intervall, Δ_{i} die Breite des jeweiligen Intervalles i und $\mathcal{L} = 146.9\,\mathrm{pb}^{-1}$ die Luminosität der Daten.
Wie in Abbildung 4.12 zu sehen ist, steigt der Skalierungsfaktor ϵ mit steigenden Werten des Transversalimpulses des Z^0-Bosons an. Dies ist durch die stark abfallende

Verteilung des Transversalimpulsspektrums des Z^0-Bosons und die daraus resultierende Migration zu bevorzugt größeren Werten des Transversalimpulses zu erklären.

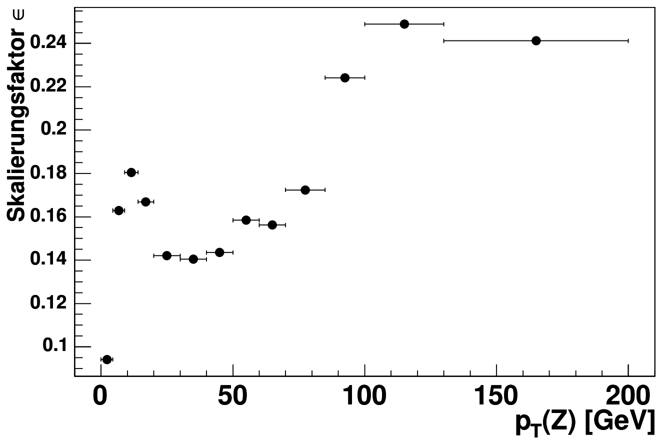


Abbildung 4.12: Der Skalierungsfaktor ϵ für die Bin-by-Bin Korrektur

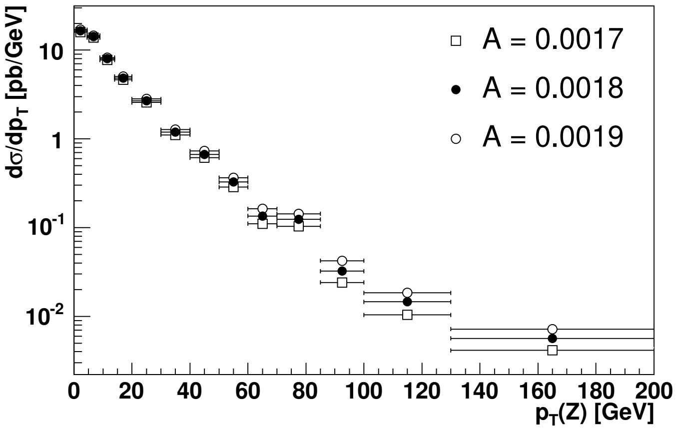


Abbildung 4.13: Der differentielle Wirkungsquerschnitt des Z^0-Bosons $d\sigma/dp_T$ als Ergebnis der Bin-by-Bin Korrektur: Um $\pm 1\,\text{GeV}$ variierter Parameter A der gaußschen Verschmierungsfunktion

Systematische Unsicherheiten

Um der systematischen Unsicherheit, welche durch die Transversalimpulsverschmierung des Monte-Carlos entsteht (siehe Abschnitt 4.1.1), Rechnung zu tragen, wird

der Wert des Parameters A in der Verschmierungsfunktion um seinen Fehler $\Delta A = \pm 0.0001$ variiert. Die Fehler des Parameters $B(\eta)$ sind vernachlässigbar. Das Ergebnis ist in Abbildung 4.13 gezeigt. Zusätzlich ist der systematische Fehler entstehend durch die Effizienzkorrektur betrachtet worden. Hierfür ist die Isolationseffizienz innerhalb ihrer Fehler variiert worden. Die dadurch entstehende Unsicherheit varriert zwischen 0.3 pb/GeV für geringe Werte des Transversalimpulses und 0.0003 pb/GeV für hohe Werte.
Durch die Normierung des Ergebnisses auf den totalen Wirkungsquerschnitt für die Z^0-Boson Produktion, können die restlichen Fehler, welche als unabhängig von dem Transversalimpuls des Z^0-Bosons angenommen werden, vernachlässigt werden.
Ein zusätzlich vollständig korrelierter Fehler entsteht durch die indirekte Bestimmung der Luminosität über den Z^0-Produktionsquerschnitt. Dieser wird dominiert durch den Fehler auf die PDFs. Eine konservative Abschätzung dieses Fehlers durch den Fehler der PDFs aus `CTEQ6.1` und der Abweichung von `CTEQ5` hierzu ergibt eine Unsicherheit von 8.5 %. Diese Fehler sind weder in das Ergebnis der Bin-by-Bin Korrektur noch der Entfaltung miteingeschlossen worden, müssen jedoch beachtet werden, wenn der absolute Wert des Wirkungsquerschnittes betrachtet wird.

Ergebnis

Tabelle 4.3 beinhaltet die einzelnen Komponenten der Messung und das Ergebnis für den differentiellen Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dp_T$. Es zeigt sich, daß die aus dem Monte-Carlo abgeschätzte Zahl der Untergrundereignisse vernachlässigbar klein ist, ebenso wie der systematische Fehler entstehend durch die Unsicherheit auf die Isolationseffizienz ϵ_{iso}. Eine große Unsicherheit wird durch den Fehler auf den Parameter A der gaußschen Verschmierungsfunktion hervorgerufen. Sein Wert ist jeweils mit dem des statistischen vergleichbar. Letzterer ist mit Hilfe des Monte-Carlos aus der Anzahl der Ereignisse, die im gleichen Bin rekonstruiert werden in dem sie auch generiert worden sind, bestimmt worden.

4.5.2 Entfaltung des $p_T(Z^0)$ - Spektrums

Zur Entfaltung des $p_T(Z^0)$-Spektrums wurde die Anzahl der Bins auf 13 gesetzt. Die Anzahl der Knoten der Splinefunktion soll in etwa dem Doppelten der Anzahl der Freiheitsgrade entsprechen. Um den besten Wert hierfür auszuwählen ist die Anzahl der Knoten zwischen 20 und 28 variiert worden (ab einem Wert größer 28 versagt das *Run*-Program). Das Ergebnis der Variation der Anzahl der Knoten ist in Abbildung 4.14 gezeigt.
Es zeigt sich, daß die Wahl der Anzahl der Knoten der Splinefunktion unkritisch

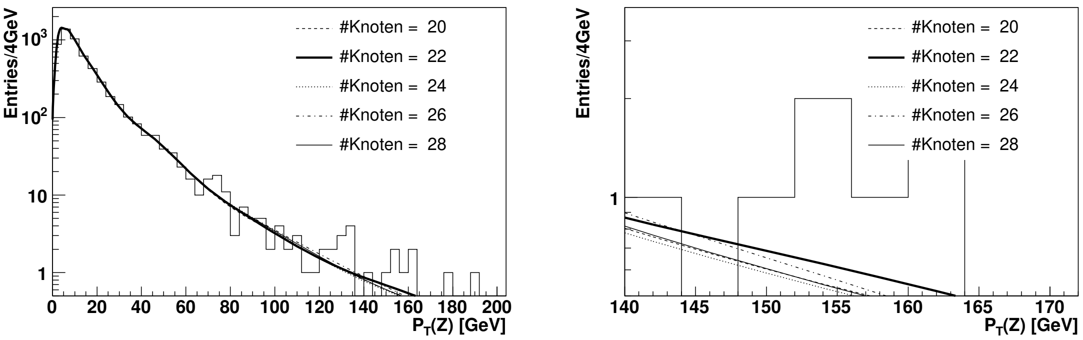


Abbildung 4.14: Variation der Anzahl der Knoten der B-Spline-Funktion: gezeigt ist der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dp_T$ des Z^0-Bosons in Abhängigkeit von $p_T(Z^0)$ (logarithmisch geplottet); Histogramm: gemessene Daten; durchgezogene Linien: die durch die Splinefunktionen mit der jeweiligen Knotenanzahl parameterisierte Verteilung; links: der Bereich < 200 GeV; rechts: der Bereich 140 GeV bis 170 GeV

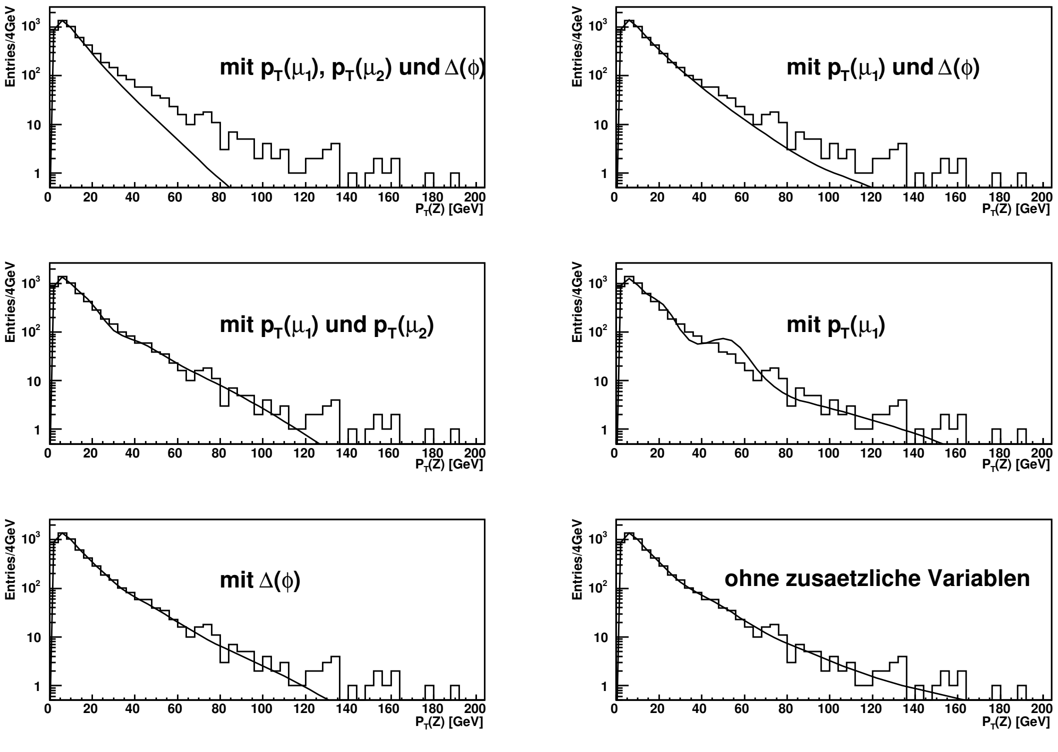


Abbildung 4.15: Das Ergebnis der Verwendung zusätzlicher Variablen für den Fit der Entfaltung: gezeigt ist der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dp_T$ des Z^0-Bosons in Abhängigkeit von $p_T(Z^0)$ (logarithmisch geplottet); Histogramm: gemessenen Daten; durchgezogene Linie: die durch die Splinefunktion parameterisierte Verteilung

$p_T(Z^0)$ [GeV]		Anzahl Ereignisse	Anzahl Untergrund	ϵ	$d\sigma/dp_T$ [pb/GeV]	stat. Fehler [pb/GeV]	syst. Fehler [pb/GeV] A		ϵ_{iso}
0.0	4.5	1023.0	2.03	0.09	16.441	0.463	-0.306	0.287	0.034
4.5	9.0	1528.0	5.58	0.16	14.192	0.256	-0.281	0.297	0.046
9.0	14.0	1060.0	3.22	0.18	7.995	0.166	-0.178	0.183	0.032
14.0	20.0	712.0	4.12	0.17	4.839	0.130	-0.149	0.151	0.024
20.0	30.0	562.0	2.73	0.14	2.694	0.089	-0.089	0.081	0.012
30.0	40.0	245.0	2.67	0.14	1.188	0.059	-0.042	0.044	0.010
40.0	50.0	141.0	1.33	0.14	0.669	0.042	-0.037	0.043	0.007
50.0	60.0	76.0	0.49	0.16	0.327	0.028	-0.030	0.026	0.012
60.0	70.0	31.0	0.39	0.16	0.135	0.018	-0.017	0.021	0.001
70.0	85.0	47.0	0.27	0.17	0.124	0.014	-0.015	0.013	0.004
85.0	100.0	16.0	0.12	0.22	0.032	0.005	-0.006	0.008	0.001
100.0	130.0	16.0	0.11	0.25	0.015	0.002	-0.003	0.003	0.000
130.0	200.0	14.0	0.04	0.24	0.006	0.001	-0.001	0.001	0.000

Tabelle 4.3: Zusammenfassung des Ergebnisses der Bin-by-Bin-Korrektur des Z^0-Transversalimpulsspektrums. Die p_{T}-Bereiche geben die Intervalle an, in denen die Daten gebinnt werden. ϵ gibt den Skalierungsfaktor an. Mit diesem wird die Anzahl der Datenereignisse N korrigiert. Die Anzahl der erwarteten Untergrundereignisse ist aus Monte-Carlo abgeschätzt worden. Der zusätzliche Gesamtnormierungsfehler von 8.5 % ist hierin nicht enthalten.

ist. Nur im Bereich höherer Transversalimpulse unterscheiden sich die Parameterisierungen. Es werden 22 Knoten für die Splinefunktion gewählt. Das *Run*-Program bietet die Möglichkeit, neben der zu entfaltenden Variable bis zu drei weitere Variablen im Fit der Entfaltung zu verwenden. Diese sollten in enger Beziehung zu der zu entfaltenden Größe stehen. Als zusätzliche Variablen sind die beiden gemessenen Impulse der Myonen $p_{\mathrm{T}}(\mu_1)$ und $p_{\mathrm{T}}(\mu_2)$ und der Azimuthalwinkel $\Delta\phi$ zwischen ihnen in Betracht gezogen worden. Das Ergebnis ist in Abbildung 4.15 gezeigt. Das beste Resultat wird erzielt, falls keine zusätzlichen Variablen verwendet werden.
Zum Test der Entfaltungsmethode ist das Monte-Carlo-Sample in zwei Teile geteilt worden. Vier fünftel der Ereignisse sind als Monte-Carlo im Entfaltungsprogramm benutzt worden, der Rest diente als Datensimulation. Das Ergebnis ist in Abbildung 4.16 zu sehen. Es zeigt eine gute Übereinstimmung zwischen den generierten und den entfalteten Werten innerhalb der statistischen Fehler. Die statistischen Fehler der entfalteten Werte sind größer als die der erzeugten Werte, was zum einen auf die Entfaltung zurückzuführen ist, aber auch darauf beruht, daß nur ein fünftel der Monte-Carlo-Ereignisse "Daten" sind. Lediglich in den Bereichen hoher Transversalimpulse sind größere Abweichungen festzustellen. Dies ist zum einen auf die geringe Statistik in den Bereichen hoher Transversalimpulse des Z^0-Bosons zurückzuführen, aber auch auf die Parameterisierung durch Splinefunktionen. Hierbei wird die annähernd exponentiell abfallende Verteilung durch Polynome vierten Grades beschrieben.

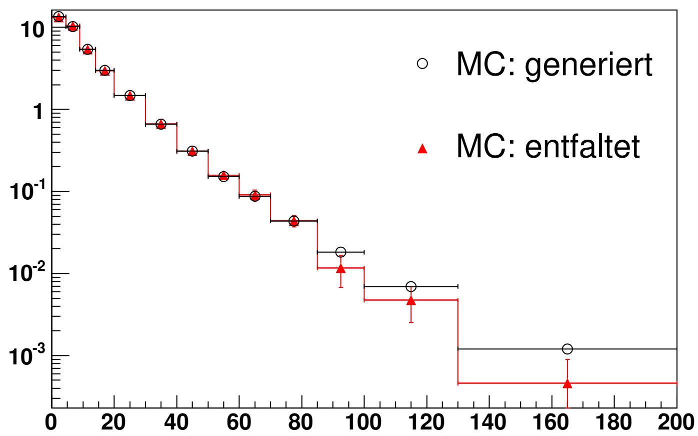


Abbildung 4.16: Test der Entfaltungsmethode: $\frac{1}{5}$ des Monte-Carlos dienen als zu entfaltende Daten, der Rest als Monte-Carlo. Ergebnis der Enfaltung im Vergleich zu den generierten Werten;

Systematische Unsicherheiten

Ebenso wie bei der Bin-by-Bin-Korrektur ist der Fehler entstehend durch die Unsicherheit der gaußschen Verschmierungsfunktion (siehe Abschnitt 4.1.1) durch Variation des Parameters A innerhalb seiner Fehlergrenze studiert worden. Abbildung 4.17 zeigt das Ergebnis. Die großen Fehler in dem Bereich $p_T(Z^0) > 70\,\mathrm{GeV}$ sind wiederum auf die zu geringe Statistik zurückzuführen.
Neben der systematischen Unsicherheit, die aus der Verschmierung der Viererimpulse der Myonen entsteht, bildet die Wahl der Parameter für die Entfaltung eine zweite Fehlerquelle. Um die Auswirkung der Anzahl der Knoten der Splinefunktion zu studieren, ist der gewählte Wert 22 um ± 2 variiert worden. Das Ergebnis ist in Abbildung 4.18 gezeigt. Da das Entfaltungsergebnis unabhängig von der Monte-Carlo-Ausgangsverteilung sein sollte, sind durch Umgewichtung der Monte-Carlo-Ereignisse, zwei um $\pm 1\,\mathrm{GeV}$ verschobene Verteilungen des generierten differentiellen Wirkungsquerschnittes erzeugt worden. Abbildung 4.19 zeigt das Ergebnis. Die Verschiebung sollte hierbei nur Auswirkungen auf die Bereiche kleiner Transversalimpulse haben, da die Verteilung in diesem Bereich stark abfallend ist. Die entstehenden Abweichungen im Bereich hoher Transversalimpulse ($p_T(Z^0) > 70\,\mathrm{GeV}$) weisen wiederum auf die Probleme der Entfaltungsmethode in diesem Bereich hin. Als weiterer Fehler ist ebenso wie bei der Bin-by-Bin Korrektur der durch die Unsicherheit auf die Isolationseffizienz entstehende Fehler betrachtet worden. Das Ergebnis ist in Abbildung 4.20 zu sehen. In Tabelle 4.4 ist eine Zusammenstellung aller Fehler,

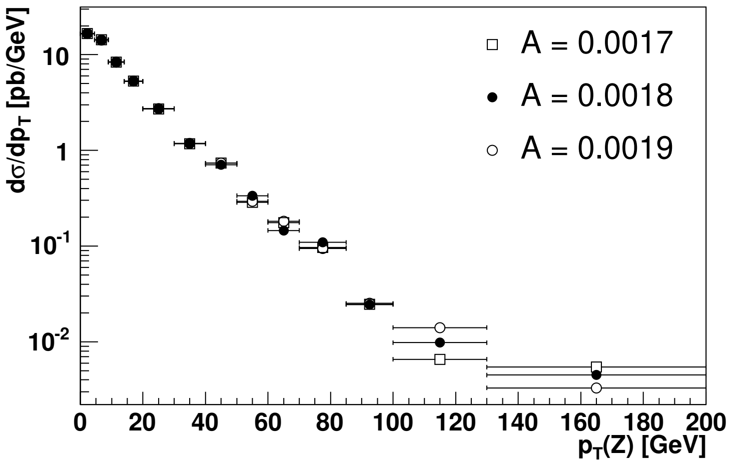


Abbildung 4.17: Der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dp_T$ des Z^0-Bosons in Abhängigkeit von $p_T(Z^0)$ (logarithmisch geplottet): Variation des Parameters A der gaußschen Verschmierungsfunktion

sowie das Ergebnis der Messung gegeben. Ebenso wie bei der Bin-by-Bin Korrektur ist der systematische Fehler entstehend durch den Fehler auf die Isolationseffizienz im Vergleich zu den restlichen Fehlern vernachlässigbar. Der statistische Fehler liegt in der Größenordnung der statistischen Unsicherheit der Bin-by-Bin Korrektur.

4.5.3 Ergebnis

Tabelle 4.5 zeigt eine Zusammenstellung des Ergebnisses der Entfaltung und des Ergebnisses der Bin-by-Bin Korrektur. Unter der Annahme, daß die einzelnen Fehler nicht miteinander korreliert sind, sind jeweils die Gesamtfehler gebildet worden.

In Abbildung 4.21 ist das Ergebnis der Entfaltung der Daten im Vergleich zur Bin-by-Bin Korrektur gezeigt. Beide Methoden liefern innerhalb der jeweiligen Unsicherheiten übereinstimmende Ergebnisse. Die großen Migrationen in den Bereichen niedriger Transversalimpulse können nur durch die Entfaltung beschrieben werden, die somit der Bin-by-Bin Korrektur hier vorzuziehen ist. Aufgrund der im vorhergehenden Abschnitt erwähnten Schwierigkeiten, entstehend durch die zu geringe Statistik und die Parameterisierung, liefert die Entfaltung jedoch in den Bereichen hoher Transversalimpulse im Vergleich zu Bin-by-Bin Korrektur kein zufriedenstellendes Ergebnis.

Das Ergebnis der Entfaltung wird daher mit dem der Bin-by-Bin Korrektur kombiniert. Der Bereich $p_T(Z^0) < 70\,\mathrm{GeV}$ wird durch die entfalteten Daten beschrieben, für das restliche Spektrum wird das Ergebnis der Bin-by-Bin Korrektur gewählt.

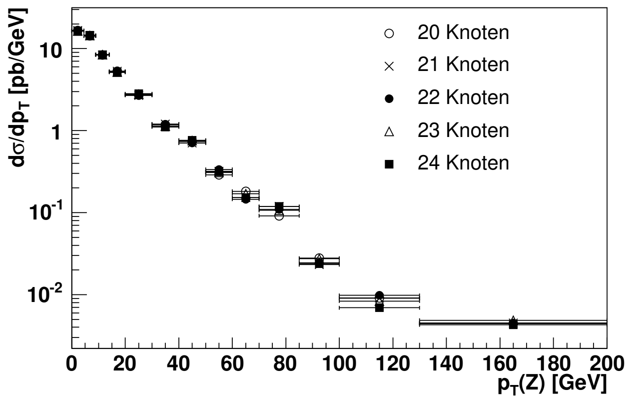


Abbildung 4.18: Der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dp_T$ des Z^0-Bosons in Abhängigkeit von $p_T(Z^0)$ (logarithmisch geplottet): Variation der Anzahl der Knoten der B-Spline Funktion

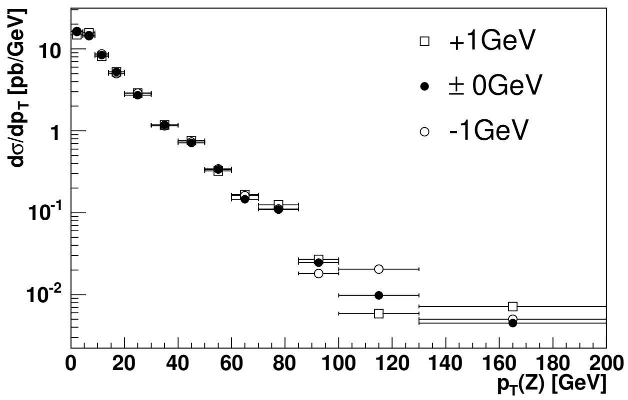


Abbildung 4.19: Der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dp_T$ des Z^0-Bosons in Abhängigkeit von $p_T(Z^0)$ (logarithmisch geplottet): Um ± 1 GeV verschobene Ausgangsverteilung

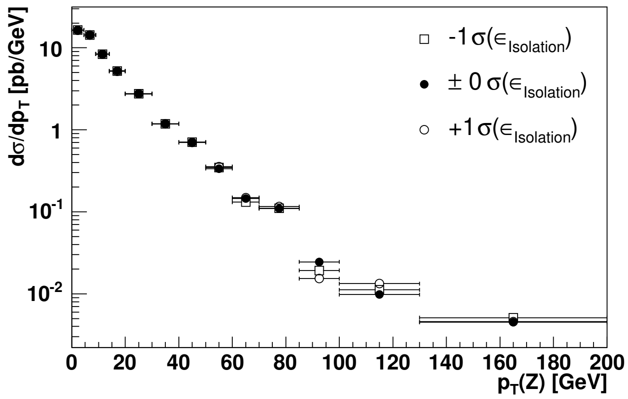


Abbildung 4.20: Der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dp_T$ des Z^0-Bosons in Abhängigkeit von $p_T(Z^0)$ (logarithmisch geplottet): Um $\pm 1\,\sigma$ variierte Isolationseffizienz ϵ_{iso}

$p_T(Z^0)$ [GeV]		$d\sigma/dp_T$ [pb/GeV]	stat. [pb/GeV]	syst. Fehler [pb/GeV] bei Variation von				
				MC-Verteilung	A		n_{Knoten}	ϵ_{iso}
0.0	4.5	16.458	0.626	0.815	0.000	0.151	0.139	0.062
4.5	9.0	14.359	0.419	0.822	-0.124	0.000	0.129	0.027
9.0	14.0	8.430	0.321	0.279	-0.107	0.000	0.037	0.061
14.0	20.0	5.244	0.232	0.141	0.000	0.043	0.083	0.055
20.0	30.0	2.725	0.140	0.160	-0.021	0.008	0.049	0.035
30.0	40.0	1.183	0.090	0.017	-0.012	0.000	0.039	0.001
40.0	50.0	0.709	0.066	0.036	0.000	0.027	0.040	0.006
50.0	60.0	0.336	0.049	0.010	-0.051	0.000	0.036	0.016
60.0	70.0	0.146	0.023	0.018	0.000	0.035	0.022	0.009
70.0	85.0	0.109	0.020	0.009	-0.015	0.000	0.014	0.004
85.0	100.0	0.025	0.014	0.004	0.000	0.001	0.002	0.007
100.0	130.0	0.010	0.006	0.007	-0.003	0.004	0.002	0.002
130.0	200.0	0.005	0.002	0.002	-0.001	0.001	0.000	0.000

Tabelle 4.4: Ergebnis der Entfaltung mit dem statistischen und den verschiedenen systematischen Fehlern. Der zusätzliche Gesamtnormierungsfehler ist hierin nicht enthalten.

$p_T(Z^0)$ [GeV]		$\langle p_{\mathrm{T}} \rangle$ [GeV]	Entfaltung			Bin-by- Bin Korrektur		
			$d\sigma/dp_T$ [pb/GeV]	$\delta(d\sigma/dp_T)$ [pb/GeV]		$d\sigma/dp_T$ [pb/GeV]	$\delta(d\sigma/dp_T)$ [pb/GeV]	
0.0	4.5	2.6	16.458	-1.039	1.050	16.441	-0.558	0.548
4.5	9.0	6.5	14.359	-0.940	0.931	14.192	-0.386	0.399
9.0	14.0	11.2	8.430	-0.444	0.431	7.995	-0.246	0.250
14.0	20.0	16.7	5.244	-0.289	0.292	4.839	-0.199	0.201
20.0	30.0	24.3	2.725	-0.222	0.221	2.694	-0.126	0.121
30.0	40.0	34.4	1.183	-0.101	0.100	1.188	-0.080	0.081
40.0	50.0	44.4	0.709	-0.085	0.089	0.669	-0.057	0.061
50.0	60.0	54.4	0.336	-0.081	0.064	0.327	-0.043	0.040
60.0	70.0	64.6	0.146	-0.038	0.052	0.135	-0.025	0.027
70.0	85.0	76.6	0.109	-0.030	0.026	0.124	-0.021	0.020
85.0	100.0	91.9	0.025	-0.016	0.016	0.032	-0.008	0.010
100.0	130.0	111.3	0.010	-0.010	0.011	0.015	-0.004	0.004
130.0	200.0	153.8	0.005	-0.003	0.003	0.006	-0.002	0.002

Tabelle 4.5: Zusammenfassung des Ergebnisses der Messung des differentiellen Wirkungsquerschnittes $d\sigma/dp_T$. $\langle p_{\mathrm{T}} \rangle$ gibt den mittleren Transversalimpuls des Z^0-Bosons an (Abschätzung aus dem Monte-Carlo). Die Fehler $\delta(d\sigma/dp_T)$ auf den Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dp_T$ beinhalten den statistischen, wie auch den systematischen Fehler. Der zusätzliche Gesamtnormierungsfehler ist hierin nicht enthalten.

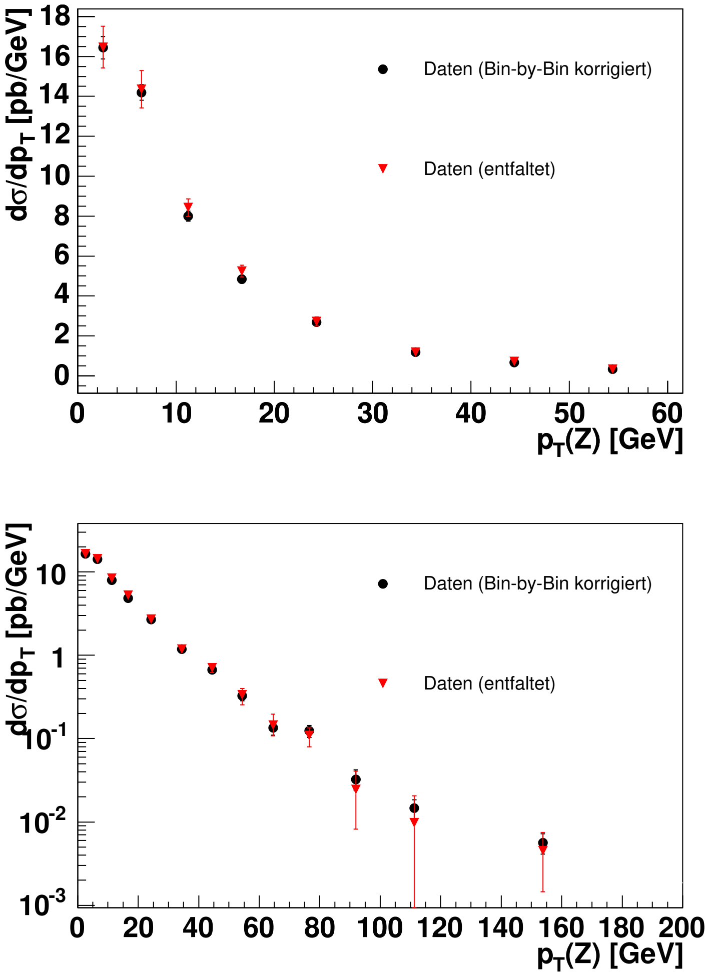


Abbildung 4.21: Der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dp_T$ des Z^0-Bosons in Abhängigkeit von $p_T(Z^0)$: oben: der Bereich $p_T(Z^0) < 60\,\mathrm{GeV}$ linear geplottet; unten: der gesamte Bereich logarithmisch geplottet; Anstelle der jeweiligen Intervallmitte sind die mittleren Transversalimpulse $\langle p_{\mathrm{T}}(Z^0)\rangle$ (abgeschätzt aus dem Monte-Carlo) für die Datenpunkte gewählt worden.

Eine Zusammenstellung der sich ergebenden Werte ist in Tabelle 4.6 gegeben. In

$p_T(Z^0)$ [GeV]		$\langle p_{\mathrm{T}} \rangle$ [GeV]	$d\sigma/dp_T$ [pb/GeV]	$\delta(d\sigma/dp_T)$ [pb/GeV]		
				stat.	syst.	
0.0	4.5	2.6	16.458	0.626	-0.829	0.843
4.5	9.0	6.5	14.359	0.419	-0.841	0.832
9.0	14.0	11.2	8.430	0.321	-0.307	0.288
14.0	20.0	16.7	5.244	0.232	-0.172	0.178
20.0	30.0	24.3	2.725	0.140	-0.172	0.171
30.0	40.0	34.4	1.183	0.090	-0.045	0.043
40.0	50.0	44.4	0.709	0.066	-0.054	0.060
50.0	60.0	54.4	0.336	0.049	-0.065	0.041
60.0	70.0	64.6	0.146	0.023	-0.030	0.046
70.0	85.0	76.6	0.124	0.014	-0.015	-0.014
85.0	100.0	91.9	0.032	0.005	-0.006	-0.008
100.0	130.0	111.3	0.015	0.002	-0.003	-0.003
130.0	200.0	153.8	0.006	0.001	-0.001	-0.001

Tabelle 4.6: Zusammenfassung des Ergebnisses der Messung des differentiellen Wirkungsquerschnittes $d\sigma/dp_T$. $\langle p_{\mathrm{T}} \rangle$ gibt den mittleren Transversalimpuls des Z^0-Bosons an (Abschätzung aus dem Monte-Carlo). Die Fehler $\delta(d\sigma/dp_T)$ auf den Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dp_T$ beinhalten den statistischen, wie auch den systematischen Fehler. Der zusätzliche Gesamtnormierungsfehler von 8.5% ist hierin nicht enthalten.

Abbildung 4.22 ist das Ergebnis der Messung im Vergleich zu der resummierten NNLO (next to next to leading order) Vorhersage des Programmes `ResBos` [11] gezeigt, welches die von dem `LEGACY` [36] Algorithmus erzeugten Griddateien als Eingabe benutzt. `CTEQ6M` wird hierbei als Partondichtefunktion verwendet. Für die Parameterisierung der nicht-pertubativen Funktion 2.6 aus Kapitel 2.2, welche den Bereich des Spektrums für kleinste Werte des Transversalimpulses des Z^0-Bosons beschreibt, wird die Ladinsky-Yuan Parameterisierung aus Gleichung 2.7 verwendet. Der Vergleich zeigt, daß das Ergebnis innerhalb seiner Fehler konsistent mit der Vorhersage der Theorie ist. Aufgrund der großen Breite des ersten Bins fällt hier der Vergleich mit der theoretischen Vorhersage schwer. Es wird hierfür auf den nächsten Abschnitt verwiesen.

4.6 Vergleich mit Pythia und der RunI Messung im Zerfallskanal $Z^0 \to e^+e^-$

Das Ergebnis der RunI Messung des $p_T(Z^0)$ Spektrums [37] aus dem Zerfallskanal $Z^0 \to e^+e^-$ besitzt aufgrund der besseren Auflösung der Elektronen geringere Binbreiten. Um die beiden Messungen miteinander vergleichen zu können wird das

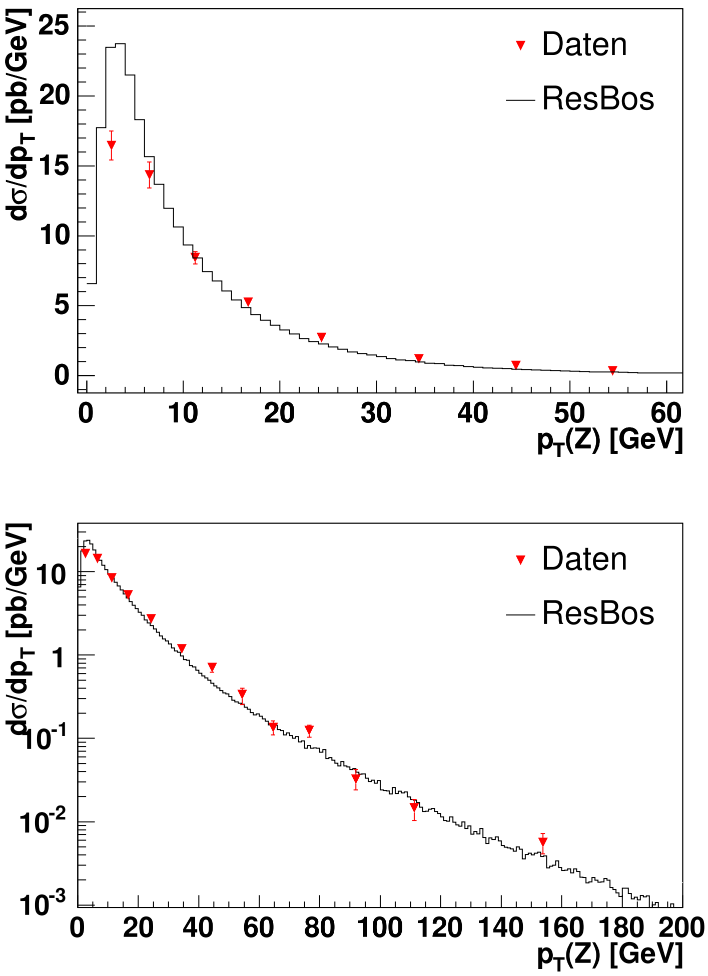


Abbildung 4.22: Ergebnis der Messung des differentiellen Wirkungsquerschnittes $d\sigma/dp_T$ des Z^0-Bosons in Abhängigkeit von $p_T(Z^0)$ im Vergleich zu der NNLO Vorhersage des Programmes `ResBos`: oben: der Bereich $p_T(Z^0) < 60\,\mathrm{GeV}$ linear geplottet; unten: der gesamte Bereich logarithmisch geplottet; Anstelle der jeweiligen Intervallmitte sind die mittleren Transversalimpulse $\langle p_\mathrm{T}(Z^0)\rangle$ (abgeschätzt aus dem Monte-Carlo) für die Datenpunkte gewählt worden.

Monte-Carlo durch Variation verschiedener Parameter an das Ergebnis der RunI-Messung angepasst. Über das angepasste Monte-Carlo ist dann ein Vergleich zwischen den beiden Ergebnissen möglich.
Eine Anpassung der Parameter ist zusätzlich auch für Messungen wichtig, in denen das Z^0-Drell-Yan Spektrum zum Untergrund beiträgt und dieser hierdurch genauer bestimmt werden kann.

4.6.1 Anpassung der Pythia Parameter

Vier PYTHIA-Parameter (`PARP(62)` , `PARP(64)` , `PARP(91)` , `PARP(93)`) sind zu diesem Zweck an das Ergebnis der RunI-Messung angepasst worden. Hierfür ist PYTHIA in der Version 6.202 mit der leading-order Partondichtestrukturfunktion `CTEQ5L` verwendet worden. Die einzelnen Parameter sind variiert worden, und die daraus resultierenden Spektren für den differentiellen Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dp_T$ mit dem RunI-Spektrum mit Hilfe eines Kolmogorovtestes verglichen worden. Der beste Wert für die einzelnen Parameter ist jeweils durch das Maximum der Kolmogorovwahrscheinlichkeit in Abhängigkeit des jeweiligen Parameters gegeben.
Durch die Emission weicher Gluonen erhalten die Partonen vor der Kollision einen effektiven Transversalimpuls $\vec{k}_\perp$. Parameter `PARP(91)` gibt unter der Annahme, daß $k_\perp$ einer Gaußverteilung folgt, die mittlere Breite dieser Verteilung an:

$$e^{\frac{-k_\perp^2}{\sigma^2}} k_\perp dk_\perp \qquad \text{mit} \qquad \sigma = \texttt{PARP(91)}$$

Der Mittelwert des Quadrates von $k_\perp$ ist somit durch das Quadrat des Parameters `PARP(91)` gegeben.

$$\langle k_\perp^2 \rangle = \texttt{PARP(91)}^2$$

Parameter `PARP(93)` setzt eine Obergrenze für die $k_\perp$-Verteilung. Mit steigenden Werten des Parameters `PARP(91)` verschiebt sich die Position des $d\sigma/dp_T$-Peaks zu größeren Werten des Transversalimpulses des Z^0-Bosons wie in Abbildung 4.23 zu sehen ist.
Das Produkt aus Parameter `PARP(64)` und $k_\perp^2$ dient als Skala für die starke Kopplungskonstante α_s und Q^2 für Partonschauer im s-Kanal ($m^2 = E^2 - \mathbf{p^2} < 0$).

$$\texttt{PARP(64)} \cdot k_\perp^2 = \texttt{PARP(64)} \cdot (1-z)Q^2$$

Der Parameter z steht hierbei für die Energieaufteilung bei einer Aufspaltung $a \to bc$. Tochter b erhält den Anteil z und Tochter c den Anteil $1 - z$ der Energie der Mutter a. Jedes Parton ist charakterisiert durch eine virtuelle Skala $Q^2 = -m^2$, welche es in zeitlichen Bezug zu ihrem Platz in der Schauerkaskade setzt. Für Schauer aus dem Anfangszustand steigt der Wert von Q^2 stufenweise an ($Q_\mathrm{b}^2 > Q_\mathrm{a}^2$) [27]. Parameter `PARP(62)` gibt einen Grenzwert für $k_\perp$ oder Q an, unterhalb dessen Partonschauer im s-Kanal nicht mehr berücksichtigt werden. Die Variation des Parameters

Parameter	Nominalwert	an RunI-Messung angepasster Wert
`PARP(91)`	1.0 GeV	1.3 GeV
`PARP(93)`	5.0 GeV	5.0 GeV
`PARP(62)`	1.0 GeV	0.1 GeV
`PARP(64)`	1.0	1.0

Tabelle 4.7: Anpassung verschiedener PYTHIA-Parameter an das Ergebnis der RunI-Messung

`PARP(64)` beeinflußt die Verteilung im Bereich $5 - 10\,\mathrm{GeV}$ wie in Abbildung 4.24 zu erkennen ist. Unter der Annahme, daß die einzelnen Parameter nicht miteinander korreliert sind, sind ihre Werte jeweils um ihren Nominalwert[4] herum variiert worden, während der Nominalwert für die übrigen Parameter konstant gehalten worden ist. In jedem Variationsschritt sind 50000 Monte-Carlo Ereignisse bei einer Schwerpunktsenergie von 1.8 TeV erzeugt worden, was der in RunI erreichten Schwerpunktsenergie entspricht. Für Parameter `PARP(62)` , `PARP(64)` und Parameter `PARP(93)` sind die sich ergebenden differentiellen Wirkungsquerschnittsspektren mit der RunI-Messung im Bereich $p_T(Z^0) < 200\,\mathrm{GeV}$ verglichen worden. Um die Position des Peaks der $d\sigma/dp_T$ -Verteilung der Simulation dem Messergebnis aus RunI anzupassen, sind für Parameter `PARP(91)` die Spektren im Bereich $p_T(Z^0) < 5\,\mathrm{GeV}$ verglichen worden. Das Ergebnis des Kolmogorovtestes für die einzelnen Parameter ist in Abbildung 4.25 gezeigt.

Für die Parameter `PARP(62)` und `PARP(93)` zeigt der Kolmogorovtest keine Abhängigkeit. Es werden daher die Nominalwerte beibehalten. Mit steigenden Werten von `PARP(64)` fällt die Kolmogorovwahrscheinlichkeit stark ab. Es wird der Wert 0.1 gewählt. Für `PARP(91)` wird der Wert 1.3 GeV gewählt. Tabelle 4.7 zeigt eine Zusammenstellung der gewählten Werte für die vier Parameter.

4.6.2 Ergebnis

Es sind 300000 Ereignisse mit den gewählten Parametern produziert worden. In Abbildung 4.26 ist ein Vergleich des simulierten Spektrums mit den Ergebnissen aus der Bin-by-Bin Korrektur und der Entfaltung, sowie den Daten aus der RunI Messung im Zerfallskanal $Z^0 \to e^+e^-$ gezeigt. Zum besseren Vergleich mit den Messungen ist hierbei das simulierte Spektrum sowohl für die Bineinteilung der RunI Messung gezeigt, wie auch für die in dieser Analyse verwendete Einteilung. Die verschiedenen

[4] `PARP(62)` hat 1.0 GeV als Nominalwert, `PARP(64)` 1.0, `PARP(91)` 1.0 GeV und `PARP(93)` 5.0 GeV

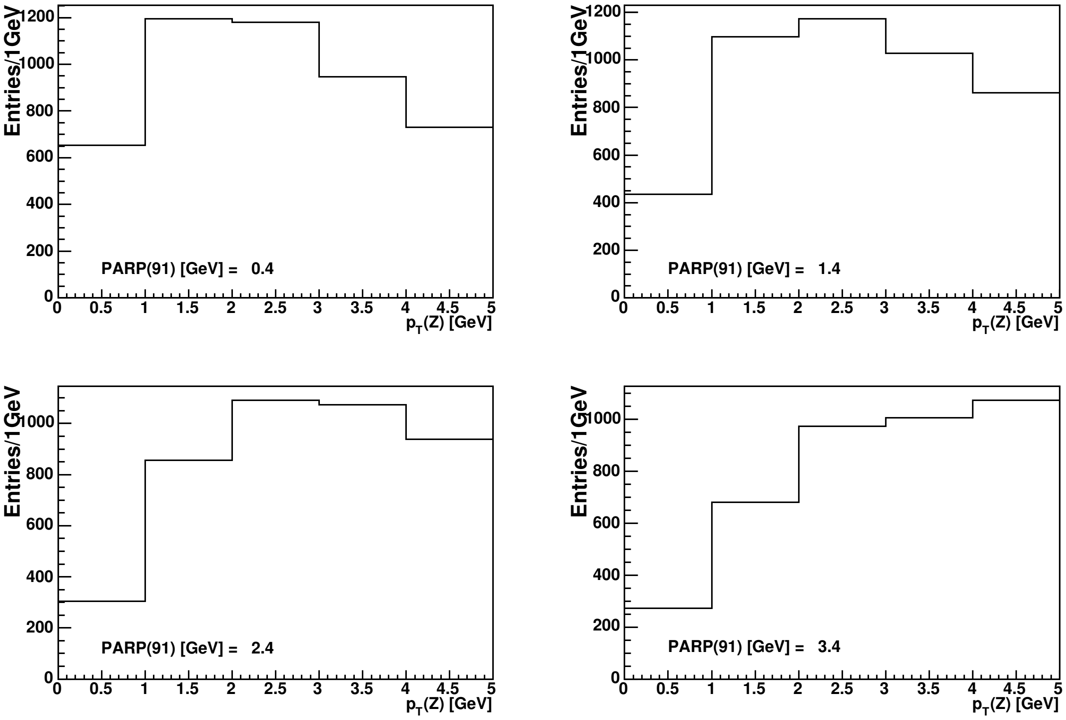


Abbildung 4.23: Der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dp_T$ des Z^0-Bosons in Abhängigkeit von $p_T(Z^0)$ auf Generatorebene bei Variation von Parameter `PARP(91)` .

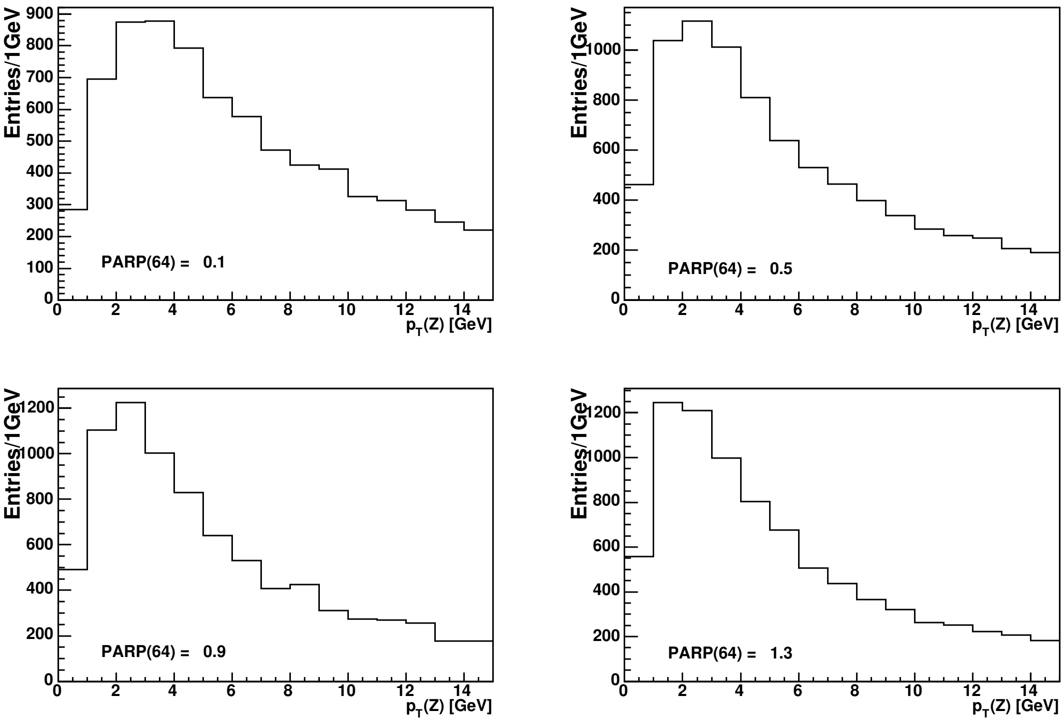


Abbildung 4.24: Der differntielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dp_T$ des Z^0-Bosons in Abhängigkeit von $p_T(Z^0)$ auf Generatorebene bei Variation von Parameter `PARP(64)` .

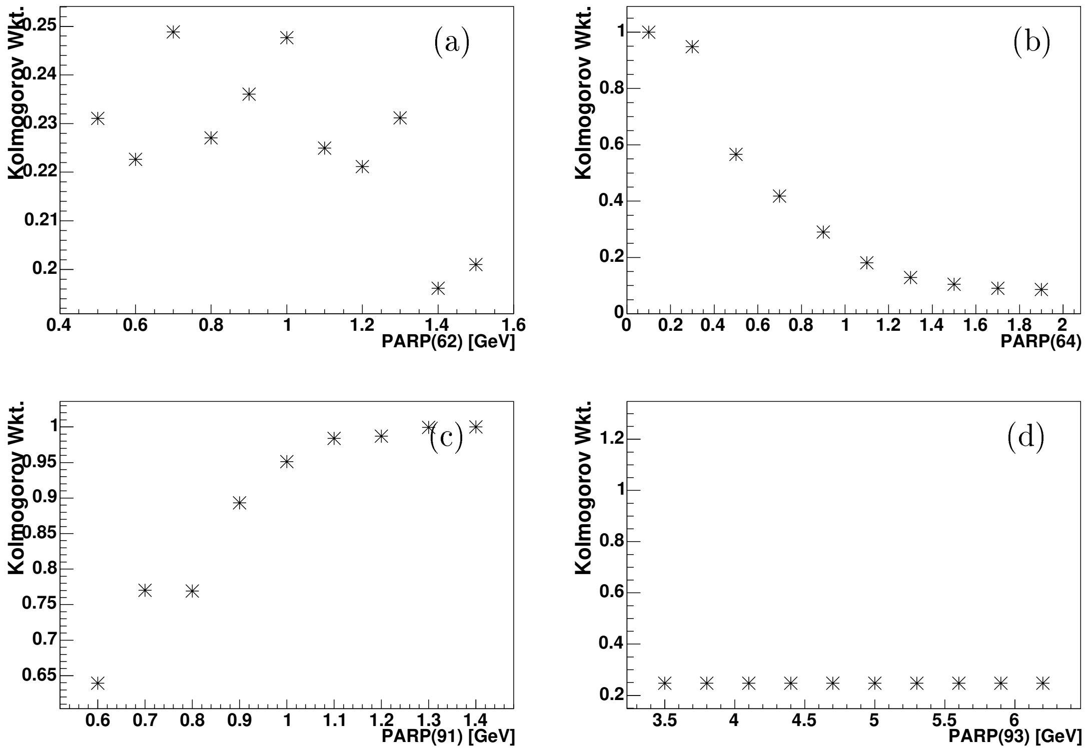
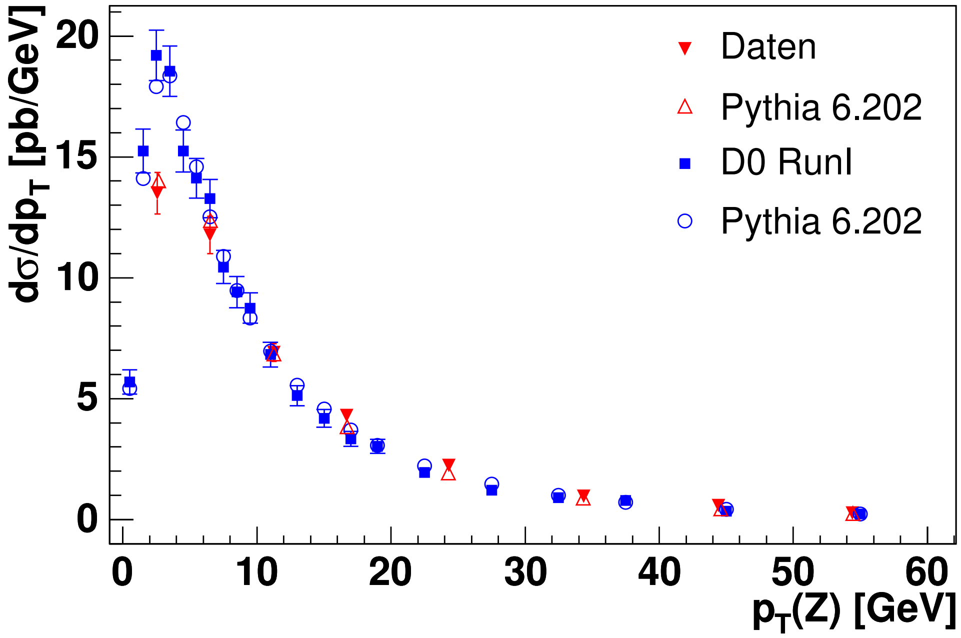


Abbildung 4.25: Anpassung der Pythia-Parameter: Ergebnis des Kolmogorovtestes; (a) für `PARP(62)` ; (b) für `PARP(64)` ; (c) für `PARP(91)` ; (d) für `PARP(93)`

Verteilungen sind hierbei auf das Ergebnis der RunI-Messung normiert worden. Der totale Wirkungsquerschnitt der RunI-Messung ist aufgrund der geringeren Schwerpunktsenergie kleiner als der der RunII-Messung. Die Form des Spektrums hängt jedoch hauptsächlich von der Drell-Yan Masse M_{DY} ab und bleibt somit hiervon nahezu unberührt. Der Normierungsfaktor für die Messung aus dem Zerfallskanal $Z^0 \to \mu^+\mu^-$ beträgt 0.81.
Abbildung 4.26 zeigt, daß das Ergebnis der RunI-Messung innerhalb der Fehler konstistent mit dem Ergebnis dieser Messung ist. Die höhere Genauigkeit der RunI-Messung ist auf die bessere Auflösung des Zerfallskanals $Z^0 \to e^+e^-$ und die dadurch geringeren Binbreiten zurückzuführen.

Abbildung 4.27 zeigt einen Vergleich zwischen den Daten und dem angepassten Monte-Carlo. Es zeigt sich, daß die PYTHIA-Vorhersage mit der Messung im Bereich geringer Transversalimpulse verträglich ist. Bei großen Transversalimpulsen steigt der Beitrag von Gluonemissionen zum Wirkungsquerschnitt in den Daten. Hierdurch lassen sich die Divergenzen im Bereich höherer Transversalimpulse erklären.
Abbildung 4.28 zeigt den Vergleich zwischen dem der RunI-Messung angepassten Monte-Carlo und der Defaultversion.



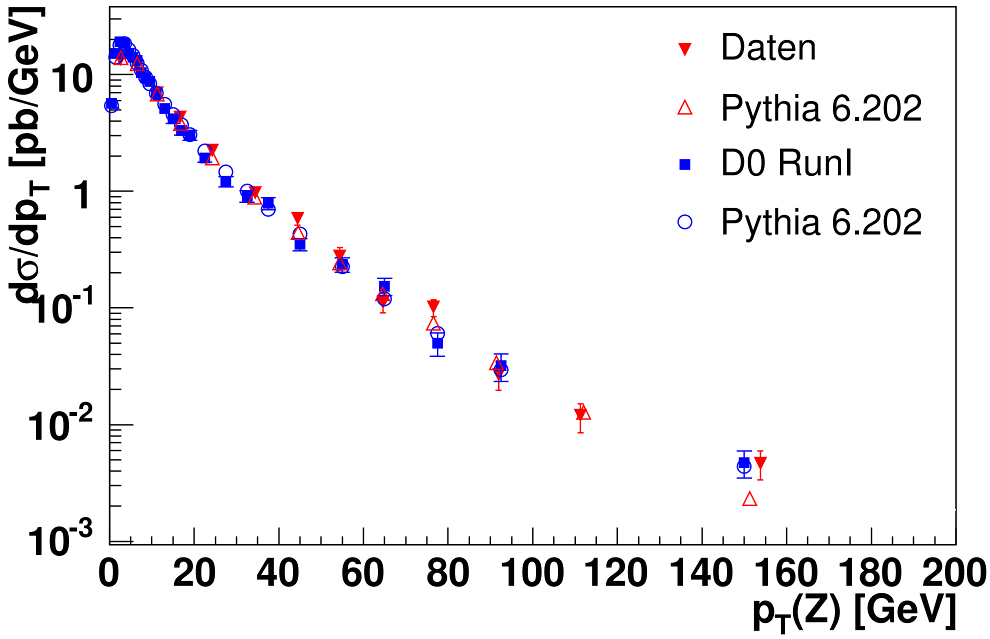


Abbildung 4.26: Der differentielle Wirkungsquerschnitt des Z^0-Bosons als Funktion von $p_T(Z^0)$ (normiert auf das Ergebnis der RunI-Messung); oben: der Bereich $p_T(Z^0) <$ 60 GeV linear geplottet; unten: der gesamte Bereich logarithmisch geplottet; PYTHIA mit `PARP(64)` $= 0.2$ und `PARP(91)` $= 1.4$ und der Partonstrukturfunktion `CTEQ5L`

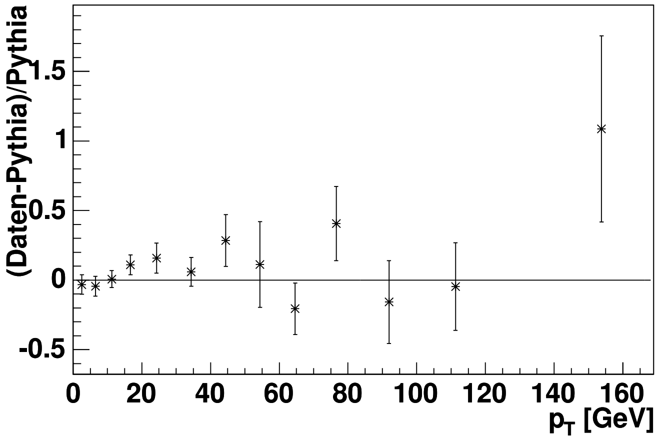


Abbildung 4.27: Die relative Differenz zwischen Daten und dem an die RunI-Messung angepassten Monte-Carlo für den differentiellen Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dp_T$ des Z^0-Bosons in Abhängigkeit von $p_T(Z^0)$.

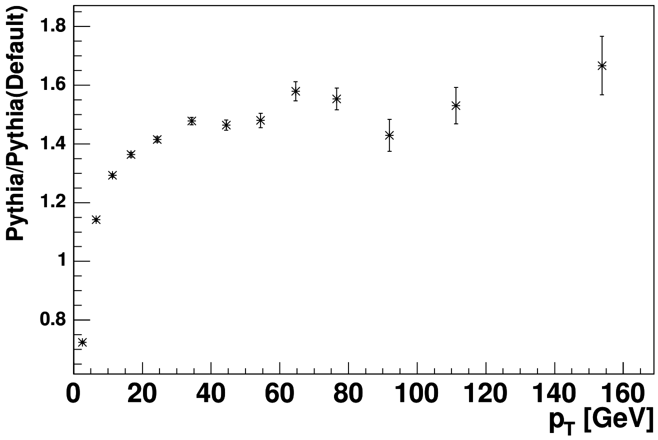


Abbildung 4.28: Der Quotient aus dem an die RunI-Messung angepassten Monte-Carlo und dem Monte-Carlo mit Nominalwerten für den differentiellen Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dp_T$ des Z^0-Bosons als Funktion von $p_T(Z^0)$.

5 Zusammenfassung

In dieser Arbeit ist die Messung des Transversalimpulsspektrums des Z^0-Bosons im Zerfallskanal $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$, produziert in Proton-Antiproton Kollisionen des Tevatrons, bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 1.96\,\mathrm{TeV}$ beschrieben worden. Die hierfür verwendeten Daten sind in dem Zeitraum April 2002 bis September 2003 mit dem DØ-Detektor aufgenommen worden. Durch Verschmieren des Transversalimpulses der Myonen der selektierten $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Ereignisse wurde die DØ-Simulation den Daten angepasst. Durch einen kinematischen Fit konnte die Transversalimpulsauflösung der Myonen, welche für diese Messung entscheidend ist, um bis zu 10% verbessert werden. Mit Hilfe der effizienzkorrigierten Monte-Carlo Ereignisse ist von dem gemessenen Transversalimpulsspektrum des Z^0-Bosons auf die wahre Verteilung zurückgeschlossen worden. Hierfür wurden zwei Methoden angewandt, die Bin-by-Bin Korrektur und die Methode des regularisierten Entfaltens. Beide liefern innerhalb ihrer jeweiligen Fehler übereinstimmende Resultate für den differentiellen Wirkungsquerschnitt des Z^0-Bosons. Da erstere jedoch die großen Migrationen in den Bereichen kleiner Transversalimpulse nicht ausreichend beschreibt und letztere in Bereichen hoher Transversalimpulse aufgrund der geringen Statistik und der schlechten Parameterisierung in diesem Bereich Probleme hat, werden die Ergebnisse dieser beiden Messungen kombiniert. Für den Bereich $p_T(Z^0) < 70\,\mathrm{GeV}$ wird das Ergebnis der Entfaltung gewählt, der restliche Transversalimpulsbereich wird durch das Ergebnis der Bin-by-Bin Korrektur beschrieben. Zusätzlich ist das Ergebnis dieser ersten Messung im Zerfallskanal $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ bei DØ mit der Messung aus RunI im Zerfallskanal $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ und der Vorhersage der Theorie verglichen worden. Das PYTHIA-Monte-Carlo ist auf Generatorebene durch Variation verschiedener Parameter an das Ergebnis der RunI-Messung angepasst worden. Der Vergleich zwischen den beiden Messungen und des Ergebnisses zu der Vorhersage der Theorie ist innerhalb der Fehler konsistent.

Neben einem Test der QCD ist das genaue Verständnis der Z^0-Boson Produktion auch hilfreich für Messungen, welche Z^0-Drell-Yan Prozesse als Untergrund besitzen. Durch Anpassung der Parameter kann dieser genauer abgeschätzt werden. Außerdem kann hierdurch der systematische Fehler bei der Bestimmung der W-Masse reduziert werden.

Literaturverzeichnis

[1] J. Goldstone, A. Salam, S. Weinberg, Phys. Rev. **127**, (1962) 965.

[2] UA1 Collaboration, G. Arnison *et al.*, Phys. Lett. B **126**, (1983) 398.

[3] UA2 Collaboration, P. Bagnaia *et al.*, Phys. Lett. B **129**, (1983) 130.

[4] The Particle Data Group (and references therein), K. Hagiwara *et al.*, *The Review of Particle Physics*, Phys. Rev. D **66** (2002) 010001.

[5] UA1 Collaboration, G. Arnison *et al.*, Phys. Lett. B **122**, (1983) 103.

[6] UA2 Collaboration, P. Bagnaia *et al.*, Phys. Lett. B **122**, (1983) 476.

[7] D. Griffiths *Intodruction to Elementary Particles* New York Wiley (1987).

[8] M. K. Gaillard, P. D. Grannis and F. J. Sciulli, Rev. Mod. Phys. 71 (1999) 96.

[9] J. C. Collins, D. E. Soper, Nucl. Phys. **B193**, (1981) 381; **B213**, (1983) 545E; J. C. Collins, D. E. Soper, G. Sterman, *ibid.* **B250**, (1985) 199.

[10] G. A. Ladinsky, C. -P. Yuan, Phys. Rev. D **50**, (1994) 4239.

[11] C. Balasz, C.-P. Yuan, Phys. Rev. D **56** (1997) 5558-5583

[12] The CDF Collaboration, F. Abe *et al.*, *Observation of Top Quark Production in p anti-p Collisions with the Collider Detector at Fermilab*, Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 2626.

[13] The DØ Collaboration, S. Abachi *et al.*, *Observation of the Top Quark*, Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 2632.

[14] The CDF Collaboration, *The CDF II Detector Technical Design Report*, FERMILAB-Pub-96/390-E.

[15] The DØ Collaboration, S. Abachi *et al.*, *The DØ Upgrade: The Detector and its Physics*, Fermilab Pub-96/357-E (1996).

[16] G. Jackson (editor), *The Fermilab Recycler Ring Technical Design Report*, Technical Design Report, FERMILAB-TM-1991;
J. Thompson, *Introduction to Colliding Beams at Fermilab*, FERMILAB-TM-1909 (1994).

[17] D. Lincoln, *New Technologies in the DØ Central Tracker Upgrade* FERMILAB-Conf-96/137, VIth International Conference of Nuclear Physics on Instrumentation for Experiments at e^+e^- Colliders, Budker Institute of Nuclear Physics, Novosibirsk, Russia (March 1996).

[18] The DØ Collaboration, *The DØ Silicon Tracker Technical Design Report*, DØ Note **2169**,
`http://d0server1.fnal.gov/projects/silicon/www/tdr_final.ps`
(1994).

[19] DØ Collaboration, D. Adams *et al*, DØ Note **4164**, (unpublished).

[20] L. Groer, *DØ Calorimeter Upgrades for the TeVatron Run II*, IXth International Conference on Calorimetry in Particle Physics, Annecy, France, (Oct 9-14, 2000).

[21] S. Hagopian, *The Run 2 DØ Muon System at the Fermilab TeVatron*, 7th International Conference on Advanced Technology and Particle Physics, Como, Italy, submitted to World Scientific (2002).

[22] The DØ Collaboration, S. Abachi *et al.*, *The DØ Upgrade: Forward Preshower, Muon System and Level 2 Trigger*, Fermilab-FN-641 DØ(1996).

[23] J. Butler, *Local Muon Momentum Resolution*, DØ Note **4002** (2002)

[24] S. Duensing, *Measurement of* $\sigma(p\bar{p} \to Z^0)\times$ *BF* $Z^0 \to \tau\bar{\tau}$ *at* $\sqrt{s}$ *=1.96 TeV using the DØ-Detector at the Tevatron*, Ph. D. thesis, (2004).

[25] G. Hesketh, *A Measurement of the* Z^0 *Boson Production Cross Section Times Muon Branching Fraction in* $p\bar{p}$ *Collisions at 1.96 TeV*, Ph. D. thesis, University of Manchester, (2003).

[26] G. C. Blazey *et al.*, *Run II jet physics*, hep-ex/0005012.

[27] T. Sjostrand *et al.*, Computer Physics Commun. **135** (2001) 238.

[28] R. Brun, *GEANT 3 Users Guide*, Technical Report CERN/DD/EE/84-1, CERN (1984);
The DØ Collaboration, *D0GSTAR - DØ GEANT Simulation of the Total Apparatus Response*, internes DØ Dokument, derzeit zu finden unter

http://www-d0.fnal.gov/computing/MonteCarlo/simulation/d0gstar.html (2001).

[29] Luminosity-ID, *Accessing Luminosity Information*, http://www-d0.fnal.gov/phys_id/luminosity/data_access/

[30] The CTEQ Collaboration, H. L. Lai *et al.*, *Global QCD Analysis of Parton Structure of the Nucleon: CTEQ5 Parton Distributions*, Eur. Phys. J. C **12** (2000) 375.

[31] J. Elmsheuser, *Search vor the Higgs Boson in $H \to WW$ decays at the DØexperiment and Precise muon tracking*, Dissertation, LMU München, 2004.

[32] F. James, *MINUIT-Function Minimization and Error Analysis* CERN Program Library entry **D506**, 1994-1998

[33] J. Elmsheuser, *Search for the Higgs boson in $H \to WW^{(*)} \to \mu^+\nu_\mu\mu^-\bar{\nu_\mu}$ decays at DØ in RunII*, DØ Note **4223** (unpublished) (2004).

[34] V. Blobel und E. Lohrmann *Statistische und numerische Methoden der Datenanalyse* Stuttgart, Teunbner (1998)

[35] V. Blobel, *The RUN manual, Regularized Unfolding for High-Energy Physics Experiments*, OPAL Technical Note TN361 (1996)

[36] C. Balasz, C.-P. Yuan, Phys. Rev. D **56**, (1997) 5558.

[37] DØ Collaboration, B. Abbott *et al.*, *Measurement of the inclusive differential cross section for Z bosons as a function of transverse momentum in $\bar{p}p$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8\,\mathrm{TeV}$*, Phys. Rev. D61.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die mich bei der Anfertigung dieser Arbeit unterstützt haben.
Ich danke Fr. Prof. Dr. D. Schaile, die mir diese Arbeit ermöglicht hat und Thomas Nunnemann, der sie betreut hat. Auch möchte ich Johannes Elmsheuser danken, der mir vieles erklärt hat und den ich ebenso wie Meta Binder, Tim Christiansen, Frank Fiedler und Raimund Ströhmer immer mit meinen Fragen löchern durfte.

Ich möchte auch nicht vergessen all denen zu danken, die sich im letztem Jahr um meinen Sohn Konstantin gekümmert haben. Mein größter Dank gilt hierbei Max ohne dessen Freisemester ich nicht so früh mit dieser Arbeit hätte beginnen können. Ich danke meiner Mutter, meiner Schwiegermutter und meiner Schwester, für die vielen Stunden und Tage in denen sie immer wieder eingesprungen sind. Und ich danke Konstantin für die ruhigen Nächte und sein ausgeglichenes Wesen, was vieles erleichtert hat.

Hiermit erkläre ich, daß ich die vorgelegte Arbeit selbstständig verfaßt und nur die angegebenen Hilfsmittel verwendet habe.

München, den 9.August 2004

(Britta Tiller)