Nachweis diffraktiver J/Ψ-Mesonen unter kleinem Polarwinkel im H1–Detektor bei HERA

Diplomarbeit

vorgelegt von

Marco Hein

II. Institut für Experimentalphysik
Universität Hamburg

Hamburg
Juli 1996

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der diffraktiven J/Ψ-Erzeugung am H1-Experiment bei HERA.
In Hamburg wurde am Deutschen Elektron-Synchrotron DESY der erste Elektron-Proton Speicherring (HERA) entwickelt, an dem im Jahr 1994 Elektronen (und Positronen) bis zu einer Energie von 27.55 GeV und Protonen mit einer Energie von 820 GeV zur Kollision gebracht wurden. Dadurch wurde eine maximale ep-Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} \approx 300\,GeV$ erreicht.
Falls das Elektron unter kleinem Winkel am Proton gestreut wird, kann der Elektronstrahl bei HERA als Quelle für quasireelle Photonen angesehen werden. HERA ermöglicht daher die Untersuchung der Photoproduktion des J/Ψ-Mesons, welches durch seinen Zerfall in die Leptonpaare $\mu^+\mu^-$ oder e^+e^- leicht zu erkennen ist.
Bislang wurde die Untersuchung dieser Photoproduktion bei HERA im γp-Schwerpunktsenergiebereich von $W_{\gamma p} = 30\,GeV$ bis $W_{\gamma p} = 180\,GeV$ durchgeführt. Den Schwerpunkt dieser Arbeit bildet die Selektion diffraktiver J/Ψ-Prozesse aus den bei H1 gemessenen Positrondaten des Jahres 1994 mit einer integrierten Luminosität von $\int \mathcal{L} dt = 2.7\,pb^{-1}$. Dabei wird der Zerfallskanal $J/\Psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ zur Identifikation des J/Ψ-Mesons benutzt. Mit Hilfe geeigneter Forderungen an die Zerfallsmyonen wird der bisher gemessene $W_{\gamma p}$-Bereich bis zu kleineren Werten von 20 GeV erweitert. Diese Erweiterung wird hauptsächlich dadurch erreicht, daß man verlangt, mindestens eines der Zerfallsmyonen in Vorwärtsrichtung (bei einem Polarwinkel von $\theta \leq 20°$) des H1-Detektors nachzuweisen. Damit schließt man an die $W_{\gamma p}$-Bereiche an, die bei *Fixed-Target*-Experimenten erreicht werden.

Nach einer Erläuterung der diffraktiven J/Ψ-Produktion in ep-Kollisionen in Kapitel 2 folgt in Kapitel 3 die Beschreibung des H1-Experiments. Die in dieser Analyse verwendeten Detektorkomponenten werden kurz vorgestellt.
Zum genaueren Verständnis der Abläufe im Detektor werden J/Ψ-Ereignisse mit Monte-Carlo-Modellen simuliert. Das verwendete Modell wird in Kapitel 4 vorgestellt.

Da sich diese Arbeit mit dem J/Ψ-Zerfall in Myonen beschäftigt, gibt Kapitel 5 eine Übersicht der benutzten Methoden zur Myonidentifikation im H1-Detektor, bevor im Kapitel 6 die Selektion dieser Arbeit beschrieben wird.
Im Kapitel 7 werden die selektierten Daten mit dem Monte-Carlo-Modell verglichen. Daraus lassen sich weitere Selektionskriterien zur endgültigen Separation diffraktiver J/Ψ-Ereignisse entwickeln. Weiter werden im Kapitel 7 aus den simulierten Ereignissen die Nachweiswahrscheinlichkeiten sowohl für diffraktiv elastische als auch für diffraktiv unelastische J/Ψ-Produktion mit Proton-Dissoziation im Bereich $20\,GeV < W_{\gamma p} < 50\,GeV$ und schließlich die ep- und γp-Wirkungsquerschnitte für diesen Bereich bestimmt.

Kapitel 2

Die diffraktive J/Ψ-Proton-Streuung

Das J/Ψ-Vektormeson ist ein gebundener Zustand aus einem *Charm-* und einem *Anticharm-* Quark. Seine Masse beträgt $m_{J/\Psi} = 3.097\,GeV$, seine gesamte Zerfallsbreite $\Gamma = 88\,keV$ und es hat die Spin- und Paritätsquantenzahlen $(J^{PC}) = 1^{--}$. Mit einem Verzweigungsverhältnis von 6 % zerfällt es in ein $\mu^-\mu^+$ -Paar [PDG94].
Im Fall der Photoproduktion bei HERA kollidiert ein quasireelles Photon, welches vom einlaufenden Elektron emittiert wird, mit einem Proton. Wird dagegen das Elektron unter großem Winkel gestreut, ist das Photon virtuell, wodurch die Struktur des Protons aufgelöst werden kann. In diesem Fall spricht man von tiefunelastischer Streuung (DIS[1]). Da das Hauptinteresse bei HERA der tiefunelastischen ep-Streuung gilt, verwendet man auch bei Photoproduktionsprozessen dieselben kinematischen Variablen wie bei DIS-Prozessen.

2.1 Die tiefunelastische Streuung

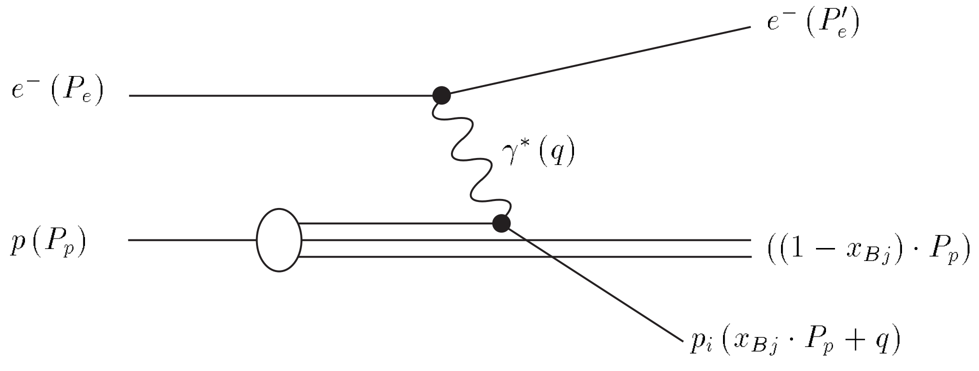

Abbildung 2.1: *Tiefunelastische Elektron-Proton-Streuung. Dargestellt sind die beteiligten Teilchen und in Klammern die Bezeichnungen der Viererverktoren.*

[1]**D**eep **I**nelastic **S**cattering

Die tiefunelastische ep-Streuung beschreibt man in niedrigster Ordnung durch die Bornsche Näherung. Wie in Abbildung 2.1 dargestellt, wird am Elektronvertex ein Boson abgestrahlt. Dieses wechselwirkt mit einem Parton des Protons. Es kann sich dabei um einen neutralen Strom (γ, Z^0 -Austausch) oder um einen geladenen Strom ($W^{\pm}$-Austausch) handeln. Aufgrund ihrer großen Masse ist der Austausch der schwach wechselwirkenden Bosonen bei kleiner Virtualität unterdrückt. In diesem Fall, der in dieser Arbeit ausschließlich behandelt wird, dominiert daher die Streuung des Photons am Proton. Man benutzt zur kinematischen Beschreibung die folgenden Größen:

Die Virtualität Q^2 ist definiert als Impulsdifferenz zwischen dem ein- und auslaufenden Elektron.

$$Q^2 = -q^2 = -\left(P_e - P_e'\right)^2$$

Die Variable x_{Bj} wird zur Beschreibung der unelastischen Kinematik verwendet. Dem einlaufenden Parton p_i wird im Partonmodell der Impulsanteil x_{Bj} vom Protongesamtimpuls zugeordnet.

Das Quadrat der Schwerpunktsenergie des Elektron-Proton-Systems ist

$$s = \left(P_p + P_e\right)^2$$

Die Variable y gibt im Protonruhesystem den Energieübertrag vom Elektron auf das Proton an:

$$y = \frac{P_p \cdot q}{P_p \cdot P_e}$$

Das Photon-Proton-Schwerpunktsystem besitzt die Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$.

$$W_{\gamma p}^2 = \left(P_p + q\right)^2 = ys - Q^2 + m_p^2$$

2.2 Photoproduktion

Von Photoproduktion spricht man, wenn sich das Photon im wesentlichen wie ein reelles Photon mit $Q^2 = 0$ verhält. Es gibt keine universelle Q^2-Obergrenze für Photoproduktionsprozesse, denn die Grenzen zwischen Photoproduktion und DIS sind fließend. Bei H1 werden Ereignisse als tiefunelastisch bezeichnet, wenn das gestreute Elektron im Detektor nachgewiesen werden kann. Dieser Fall tritt etwa bei $Q^2 \gtrsim 4\,GeV^2$ auf. Anderenfalls wird das Ereignis als Photoproduktionsereignis betrachtet.
Bei der Analyse von Photoproduktionsereignissen ist es üblich $W_{\gamma p}$ angenähert durch

$$W_{\gamma p}^2 \approx ys$$

zu berechnen. Eine weitere wichtige Variable bei der Photoproduktion zur Beschreibung der Wechselwirkung des J/Ψ mit dem Proton ist die Inelastizität z:

$$z = \frac{P_p \cdot P_{J/\Psi}}{P_p \cdot q}$$

z gibt im Protonruhesystem den Energieübertrag vom Photon auf das J/Ψ an. Elastische Streuung ist durch $z = 1$ gekennzeichnet. Dieser Prozeß ist im wesentlichen diffraktiver Natur. Bei der diffraktiven Streuung handelt es sich um einen weichen Prozeß, an dem das Proton als ganzes beteiligt ist. Eine zur Beschreibung von diffraktiven Prozessen wichtige Größe ist die Impulsänderung des Protons, deren Quadrat die Größe t definiert:

$$t = \left(P_p - P_p'\right)^2 = \left(q - P_{J/\Psi}\right)^2$$

Die Variable y kann in der Photoproduktion zu $y \approx E_\gamma / E_e$ genähert werden. Hierbei sind E_γ und E_e die Energien des ausgetauschten Photons und des einlaufenden Elektrons. Durch die Methode von Jacquet-Blondel [Blo79] kann y aus dem hadronischen Endzustand berechnet werden:

$$y = y_{J/\Psi} + y_{rest},$$

wobei $y_{J/\Psi}$ den Beitrag vom Myonpaar des J/Ψ-Mesons bildet,

$$y_{J/\Psi} = \frac{(E - p_z)_{J/\Psi}}{2E_e},$$

und y_{rest} aus allen Beiträgen bestimmt wird, die nicht zu dem Myonpaar gehören:

$$y_{rest} = \frac{\sum_i (E - p_z)_i}{2E_e}$$

Die Summe umfaßt alle ermittelten Teilchen, d.h. alle Spuren und Energiedepositionen im Kalorimeter von H1. p_z stellt den Impulsanteil in z-Richtung des jeweiligen Teilchens dar. Die Inelastizität z läßt sich hiermit wie folgt ausdrücken:

$$z = \frac{y_{J/\Psi}}{y}$$

Zur Beschreibung der Photoproduktion von J/Ψ-Mesonen gibt es im wesentlichen zwei Modelle: Das phänomenologisch orientierte Vektormeson-Dominanz-Modell (VMD) und das auf der QCD basierende Modell der Boson-Gluon-Fusion. Bei kleinen Impulsüberträgen t zwischen Photon und Proton, also großen Abständen der Stoßpartner, finden diffraktive Modelle des VMD auf der Basis der *Regge-Theorie* [Reg59] ihre Anwendung. Diese Modelle wurden bei einem γp-Schwerpunktsenergiebereich $W_{\gamma p} \leq 20\,GeV$ entwickelt. Ein Ziel bei H1 ist der Test der Anwendbarkeit dieser Modelle bei höheren γp-Schwerpunktsenergien. Das Photon wird im VMD als Superposition eines in der Quantenelektrodynamik beschriebenen Photons mit Vektormesonen (in dieser Arbeit dem J/Ψ-Meson) betrachtet. Das Photon fluktuiert innerhalb einer Formationszeit in ein virtuelles J/Ψ-Meson, welches durch Wechselwirkung mit dem Proton ein reelles J/Ψ-Meson bildet. Die Wechselwirkung des virtuellen Vektormesons mit dem Proton wird im Regge-Bild durch den Austausch eines Pomerons $I\!P$ beschrieben. In Abbildung 2.2 ist die elastisch diffraktive J/Ψ-Produktion und die unelastisch diffraktive J/Ψ-Produktion mit Proton-Dissoziation dargestellt. Mit diesen beiden Prozessen beschäftigt sich diese Arbeit. Möglich ist außerdem der unelastisch diffraktive Prozess mit Dissoziation des

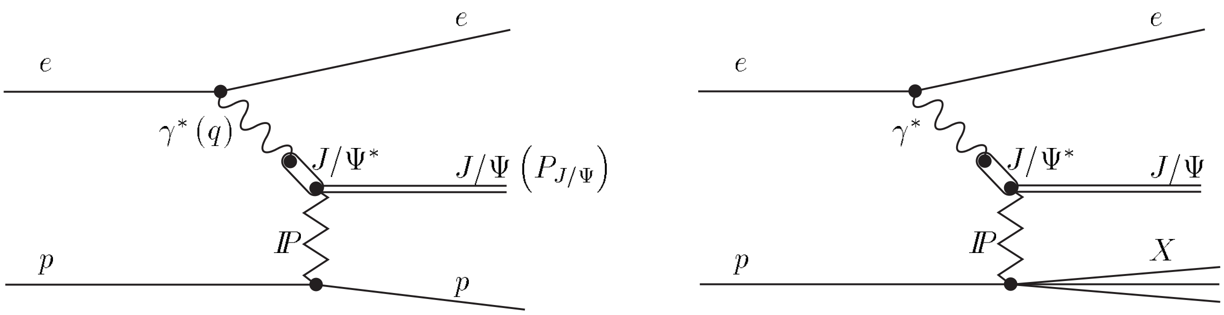

Abbildung 2.2: *Diagramme diffraktiver J/Ψ-Produktion im Vektormeson-Dominanz-Modell. Das linke Diagramm zeigt die elastische Produktion, das rechte Diagramm die unelastische Produktion mit Proton-Dissoziation.*

Photons sowie die doppelt dissoziierende Streuung, bei der sowohl das Proton als auch das Photon dissoziieren.

Die hauptsächlichen Untergrundquellen im myonischen Zerfallskanal von J/Ψ-Mesonen sind **Myonen aus kosmischer Höhenstrahlung** und Myonpaare, die durch **Photon-Photon-Streuung** entstehen. Auf die Unterdrückung kosmischer Myonen wird bei der Beschreibung der Datenselektion in Kapitel 6 eingegangen. Der Prozeß der Photon-Photon-Streuung wird hier kurz erläutert.

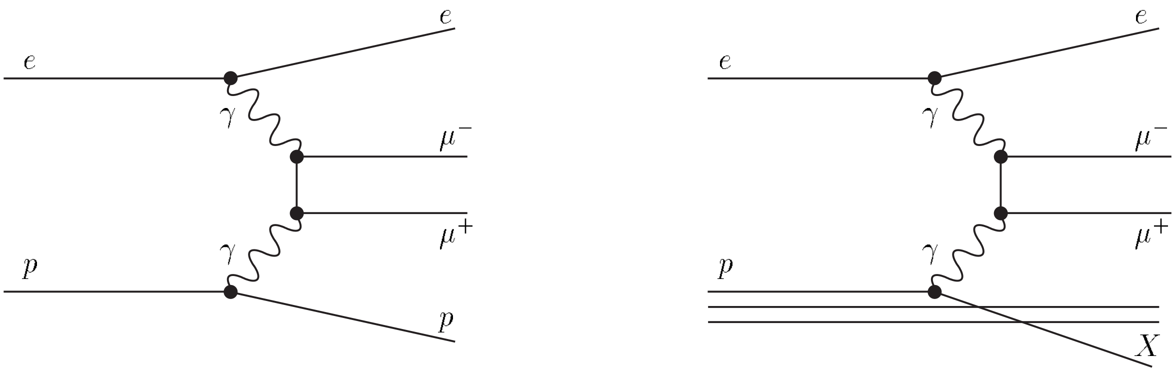

Abbildung 2.3: *Elastische (links) und unelastische Produktion (rechts) von Myonpaaren durch Photon-Photon-Streuung.*

In der QED[2] kann die Myonpaarerzeugung, die wie der myonische J/Ψ-Zerfall im Endzustand zwei Myonen aufweist, quantitativ beschrieben werden. Bei HERA dominieren die durch die Diagramme der Abbildung 2.3 beschriebenen Prozesse der Photon-Photon-Streuung. Bei diesem Prozeß bilden die vom einlaufenden Elektron und vom einlaufen-

[2]**Q**uanten**E**lektro**D**ynamik

den Proton bzw. einem seiner Quarkkonstituenten abgestrahlten virtuellen Photonen ein Myonpaar.

Bei den meisten dieser Ereignisse befindet sich neben den beiden Myonen kein weiteres Teilchen im Akzeptanzbereich des Detektors. Aufgrund dieser Tatsache und der Topologie der Myonpaare sind diese Ereignisse von Ereignissen der diffraktiven J/Ψ-Produktion nur durch die Verteilung der invarianten Masse der Myonpaare zu unterscheiden.

Kapitel 3

HERA und der H1–Detektor

Die **H**adron-**E**lektron-**R**ing-**A**nlage HERA ist weltweit die erste, bei der Leptonen und Hadronen beschleunigt und zur Kollision gebracht werden. Sie besteht aus zwei Maschinen für die Beschleunigung und Speicherung von Protonen und Elektronen (HERA-p und HERA-e), bzw. 1994 auch erstmals Positronen. Die Teilchen werden an zwei Wechselwirkungspunkten zur Kollision gebracht, an denen sich die Detektoren H1 (im Norden) und ZEUS (im Süden) des HERA-Ringes befinden. Der experimentelle Betrieb begann im Jahr 1992. In der Halle-Ost des Ringes befindet sich das Experiment HERMES, das 1995 mit der Datennahme begonnen hat. Dieses Kapitel gibt einen kurzen Überblick über HERA und das H1-Experiment.

3.1 Der Speicherring HERA

Der Speicherring HERA (Abbildung 3.1) hat einen Umfang von $6336\,m$ und liegt $10 - 25\,m$ unter der Erdoberfläche. In zwei getrennte Strahlrohre werden einerseits Elektronen oder Positronen (HERA-e), andererseits Protonen (HERA-p) in Paketen (engl.*bunches*) injiziert und beschleunigt.

Die Protonen werden im LINAC III, DESY II und PETRA II vorbeschleunigt und erreichen HERA-p mit einer Energie von $40\,GeV$. Die Abkürzungen LINAC und PETRA stehen dabei für **Lin**ear-**Ac**celerator und **P**ositron-**E**lektron-**T**andem-**R**ing-**A**ccelerator. Danach werden die Protonen in HERA-p auf eine Endenergie von $820\,GeV$ beschleunigt. Zur Protonstrahlführung werden starke Magnetfelder benötigt. Man verwendet supraleitende Dipolmagnete mit einem Feld von $4.65\,T$.
Die Elektronen (bzw. Positronen) werden auf $12\,GeV$ im LINAC II, DESY II und PETRA II vorbeschleunigt. Im Jahr 1994 betrug ihre Endenergie in HERA-e $27.55\,GeV$. Zur Strahlführung reichen hierbei normalleitende Magnete mit einem Feld von $0.165\,T$. Um den Energieverlust durch Synchrotronstrahlung auszugleichen, muß jedem Elektron eine Energie von $127\,MeV$ pro Umlauf hinzugefügt werden.
Der Elektronstrahl erreicht eine Lebensdauer von 6 - 12 Stunden. Die des Protonstrahls ist wesentlich höher. In der Regel werden zu jeder Protonfüllung ein bis zwei Elektronfüllungen eingesetzt.

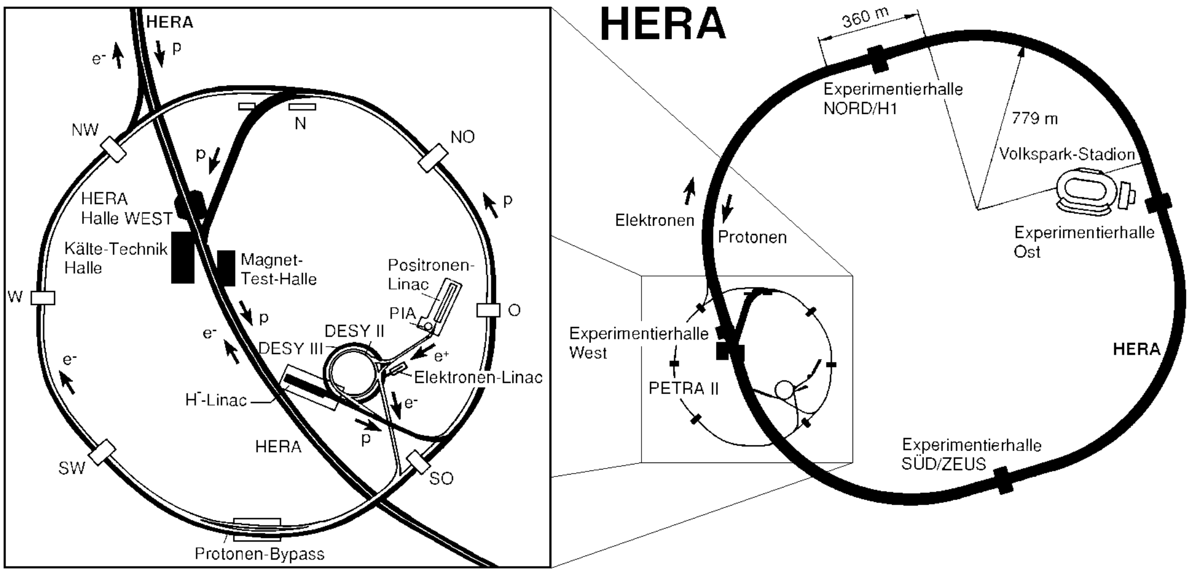

Abbildung 3.1: *Die Speicherringanlage HERA und ihre Vorbeschleuniger*

Aufgrund der Endenergien von Proton und Elektron (Positron) war in der Datennahmeperiode 1994 eine *ep*-Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} \approx 300\,GeV$ verfügbar. Um bei einem *Fixed-Target*-Experiment diese Schwerpunktsenergie zu erreichen, müßte die Energie des Elektronstrahls $48.2\,TeV$ betragen. Einige technische Parameter von HERA sind in Tabelle 3.1 zu finden.

Parameter	1994		Design	
	HERA-e^- (e^+)	HERA-p	HERA-e^- (e^+)	HERA-p
Strahlenergie $[GeV]$	27.55	820	30	820
Anzahl der Teilchenpakete	$153+15$	$153+17$	210	
Teilchen pro Paket $[10^{10}]$	≈ 5		3.65	10
mittlerer Strahlstrom $[mA]$	17	41	58	158
Strahllebensdauer $[h]$	6 - 12	> 100	10	10
Spezifische Luminosität $[10^{29}\,cm^{-2}/(mA^2 \cdot s^2)]$	5.0		4.0	
Integrierte Luminosität $[pb^{-1}a^{-1}]$	0.95 (4.98)		100	

Tabelle 3.1: *Technische Daten von HERA 1994 [Jan95, Mey95] und ihre Design-Werte [PDG94]*

Im Jahr 1994 wurden je 153 Elektron- und Protonpakete zur Kollision gebracht. Ausserdem gab es weitere 15 Elektron- und 17 Protonpakete, die keine Kollisionspartner hatten. Diese *Pilot-Bunches* dienten zur Ermittlung des Untergrundes aus nicht *ep*-Wechselwirkungen. (Darunter fallen die Synchrotronstrahlung der Elektronen und Wechselwirkungen der Protonen mit dem Strahlrohr und dem Restgas, welches sich im Strahlrohr befindet.)
Erstmals wurde HERA 1994 auch mit Positronen betrieben. Die integrierte Luminosität dieses Jahres stammt zu 80 % aus dem Positronbetrieb. Die hieraus gemessenen Daten bilden die Grundlage dieser Arbeit.

3.2 Der H1–Detektor

Am nördlichen Wechselwirkungspunkt von HERA steht der H1–Detektor (s. Abbildung 3.2). Er besteht aus einer Vielzahl von Komponenten zur Messung und Identifikation der aus der *ep*-Wechselwirkung resultierenden Teilchen. Die für diese Arbeit wesentlichen Komponenten werden im folgenden vorgestellt. Eine umfassende Beschreibung ist bei [Abt96] nachzulesen.

Das H1-Koordinatensystem

Der H1-Koordinatenursprung befindet sich im nominellen *ep*-Wechselwirkungspunkt. Die z-Achse ist durch die Richtung des Protonstrahls definiert, die x-Achse zeigt horizontal ins Ring-innere von HERA und die y-Achse vertikal nach oben. Den Detektorbereich in positiver z-Richtung nennt man auch *Vorwärtsbereich,* den in negativer z-Richtung den *Rückwärtsbereich.*
Der Radius $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ beschreibt den Abstand eines Punktes von der z-Achse. Außerdem definiert man den Polarwinkel $\theta = \arctan \frac{r}{z}$ und den Azimutwinkel $\phi = \arctan \frac{y}{x}$.

Der Detektor ist asymmetrisch aufgebaut, um den unterschiedlichen Teilchenstrahlenergien bei der Kollision Rechnung zu tragen. Der Vorwärtsbereich ist aufwendiger instrumentiert, um eine bessere Auflösung des hadronischen Endzustandes zu erzielen. Zur Messung des gestreuten Elektrons ist der Rückwärtsbereich mit speziellen Detektorkomponenten bestückt.

3.2.1 Das Spurkammersystem

Das in Abbildung 3.3 dargestellte Spurkammersystem ist die dem Wechselwirkungspunkt am nähesten gelegene Detektorkomponente. Es befindet sich in einem longitudinalen homogenen Magnetfeld von 1.6 T und dient zum Nachweis geladener Teilchen und zur Bestimmung ihrer Impulse und Energieverluste.
Dieses System besteht aus den zentralen Spurkammern (CTD), den vorderen Spurkammern (FTD) und der Vieldraht-Proportionalkammer (BPC[1]) in Rückwärtsrichtung.

[1] **C**entral-**T**racking-**D**etector, **F**orward-**T**racking-**D**etector, **B**ackward-**P**roportional-**C**hambers

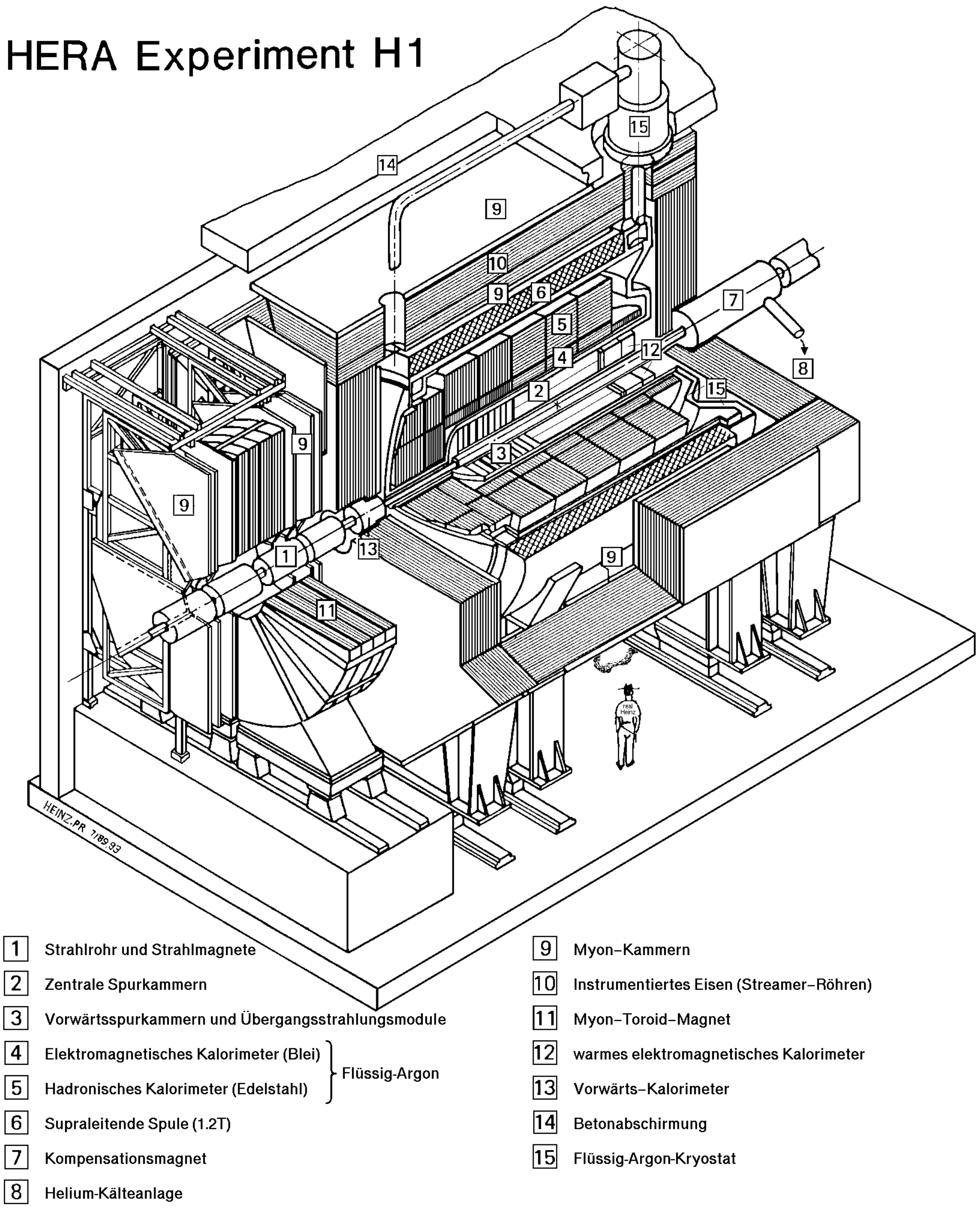

Abbildung 3.2: *Der H1–Detektor*

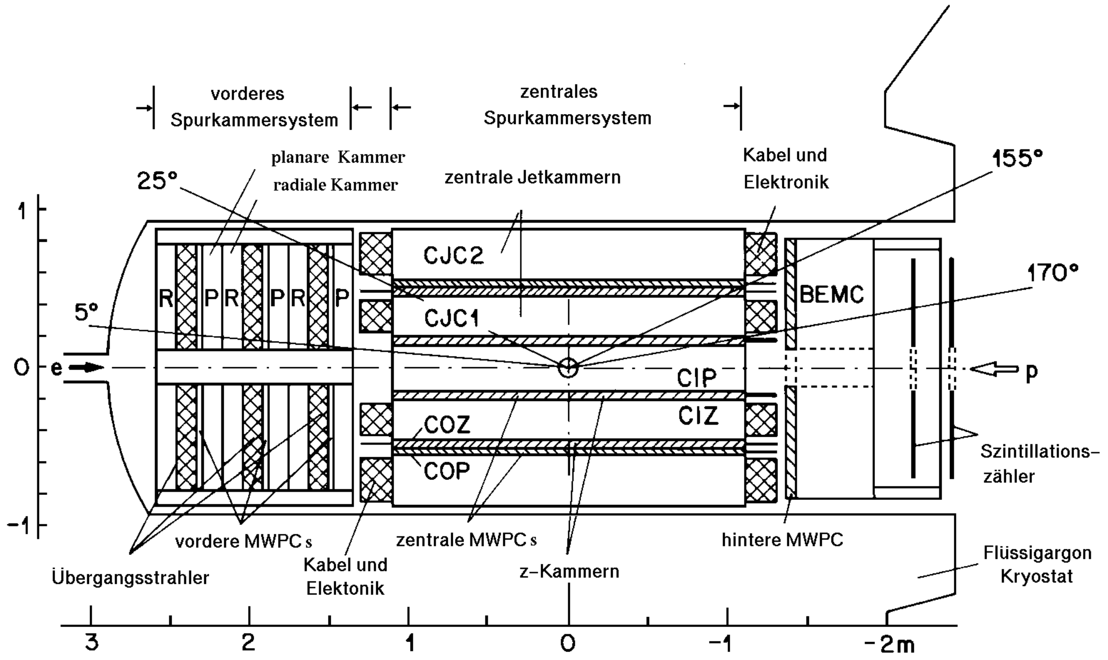

Abbildung 3.3: *Das Spurkammersystem von H1*

Die zentralen Spurkammern (CTD)

Der Polarwinkelbereich von etwa $20° \lesssim \theta \lesssim 160°$ wird durch die zentralen Spurkammern abgedeckt. Ihr Hauptbestandteil sind die beiden Jet-Driftkammern (**C**entral **J**et **C**hambers CJC1, CJC2), deren 2640 Signaldrähte parallel zum Strahlrohr verlaufen. Aus der Meßgenauigkeit der Driftzeit erzielte man 1994 eine $r\phi$-Auflösung von $\sigma_{r\phi} = 145\,\mu m$. Die z-Koordinate wird durch Ladungsteilung am Draht bestimmt und erreichte eine Auflösung von $\sigma_z \approx 2\,cm$.

Weiterhin gehören zum CTD zwei Driftkammern mit Drähten in azimutaler Richtung (**C**entral **I**nner/**O**uter **Z**-Chamber CIZ, COZ) zur genaueren Bestimmung der z-Koordinaten. Die z-Messung wurde hiermit bis zu einer Auflösung von $300\mu m$ verbessert.
Die Vieldrahtproportionalkammern (CIP, COP) dienen zur Gewinnung schneller Triggersignale für den L1-Trigger (Abschnitt 3.2.5).

Die vorderen Spurkammern (FTD)

Da sich diese Arbeit auf die Erkennung von Myonen in Vorwärtsrichtung des H1-Detektors stützt, ist das vordere Spurkammersystem von großer Bedeutung. Unter kleinem Polarwinkel ($\theta \lesssim 30°$) werden Spuren geladener Teilchen vom Magnetfeld radial nicht so stark abgelenkt wie im zentralen Bereich des Detektors. Damit eine vergleichbare Impulsmessung möglich ist, ist in den vorderen Spurkammern eine höhere Dichte der Signaldrähte vorhanden. Eine detaillierte Beschreibung des FTD und der Erkennung von Spuren durch den FTD ist in [Bur95] nachzulesen.

Das vordere Spurkammersystem (Abbildung 3.4) überdeckt den Polarwinkelbereich von $5^\circ < \theta < 25^\circ$. Es besteht aus drei identischen Supermodulen. In jedem Supermodul durchqueren die vom Wechselwirkungspunkt kommenden Teilchen zuerst drei gegeneinander um 60° verdrehte planare Driftkammern (FPC) mit in der $r\phi$-Ebene parallel gespannten Signaldrähten, die eine Messung der x,y-Koordinaten der Teilchenspur ermöglichen. Jede dieser planaren Kammern enthält 32 Driftzellen mit je vier Drähten. In weiterer z-Richtung folgt eine Vieldrahtproportionalkammer (**M**ulti**W**ire **P**roportional **C**hamber), die für den L1-Trigger schnelle Triggersignale liefert. Darauf folgend sind ein Übergangsstrahlungsmodul (**T**ransition **R**adiator) und eine radiale Driftkammer angeordnet.

Beim Durchqueren des Übergangsstrahlungsmoduls erzeugt ein Teilchen weiche Übergangsstrahlung, die im radialen Modul nachgewiesen wird und die Unterscheidung von Pionen und Elektronen ermöglicht. Angestrebt wird hier eine Akzeptanz der Elektronen zu 90%. Die radialen Driftkammern sind außer für die Identifikation von Teilchen vor allem für die Impulsmessung der Teilchen zuständig. Jedes radiale Modul besteht aus 48 Sektoren, die je 7.5° in ϕ einnehmen. Ein Sektor entspricht einer Driftzelle und enthält 12 Signaldrähte, die radial gespannt und gegeneinander versetzt sind, um eine gute Auflösung in der Krümmungsebene des Magnetfeldes zu erzielen und somit eine optimale Messung des Teilchenimpulses zu erreichen. Durch Ladungsteilung an den Drähten ist auch eine grobe Bestimmung der radialen Koordinate möglich. Im Zentrum der radialen Module sind immer zwei 105° in ϕ auseinanderliegende Signaldrähte aus platztechnischen Gründen

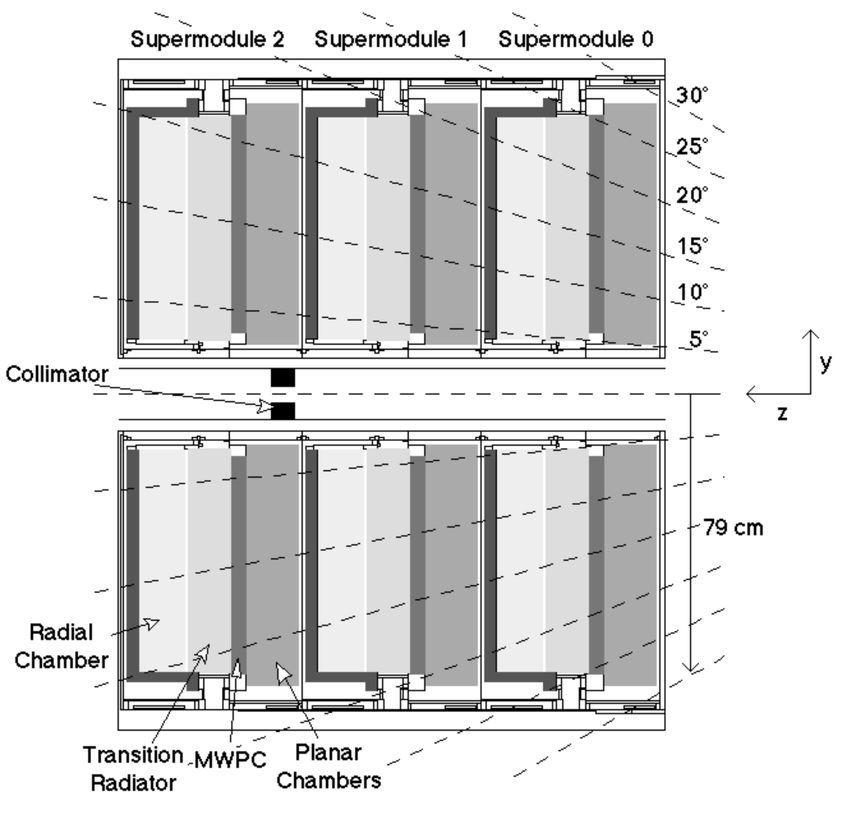

Abbildung 3.4: *Das vordere Spurkammersystem des H1–Detektors*

miteinander verbunden. Da deswegen stets nur Drahtpaare ausgelesen werden können, kann diese Art der Auslese besonders bei Ereignissen mit hohen Spurmultiplizitäten zu Fehlern führen.

Spurerkennung in den vorderen Spurkammern

1994 wurden einige Änderungen bei der Erkennung von Spursegmenten in den planaren Driftkammern eingeführt, auf die hier kurz eingegangen wird. Die Erkennung dieser Spursegmente ist in [Bur93] ausführlicher beschrieben.

Jedes planare Modul besteht aus drei Orientierungen. Jede dieser Orientierungen enthält 32 Driftzellen mit je vier Signaldrähten (s.o.). Innerhalb einer Orientierung müssen mindestens drei der vier Signaldrähte angesprochen haben, um eine Mehrdeutigkeit des Driftsignals auszuschließen. 1993 bestand die Mindestanforderung für ein planares Segment in je drei angesprochenen Drähten (drei Treffern) in allen drei Orientierungen. Seit 1994 nennt man solch ein Segment *primäres Segment*.
Primäre Segmente wurden schon immer als Spuren angesehen, auch wenn sie nicht mit anderen Segmenten verbunden werden konnten. Dies wurde 1994 erweitert auf *sekundäre Segmente*, die dadurch definiert sind, daß sie mindestens drei angesprochene Drähte in zwei Orientierungen und in der dritten Orientierung noch ein oder zwei angesprochene Signaldrähte aufweisen.
Zusätzlich werden aus den verbleibenden Segmenten *tertiäre Segmente* definiert. Diese müssen nur zwei Orientierungen mit je mindestens drei Treffern haben. Tertiäre Segmente werden nur Spuren zugeordnet, die außerdem ein primäres oder sekundäres planares Segment oder ein radiales Segment mit mehr als fünf Treffern beinhalten.

Spuren werden in der FTKR[2] -Bank gespeichert, wenn sie **entweder**

1. ≥ 1 primäres oder sekundäres planares Segment, **oder**

2. ≥ 1 radiales Segment mit ≥ 6 Treffern, **oder**

3. ≥ 1 tertiäres planares $+ \geq 1$ radiales Segment mit ≥ 6 Treffern

enthalten. Die Berücksichtigung sekundärer und tertiärer Spursegmente erhöht die Gesamtzahl der in die BOS-Daten aufgenommenen Vorwärtsspuren im Vergleich zu früher um einen Faktor zwei. In den Punkten 1. und 2. der vorherigen Aufzählung sind die Spuren mit tertiären Segmenten schon enthalten. Punkt 3. ist extra aufgezählt, weil reine „radiale Spuren“ der Daten 1994 nur in der FTKR-Bank erscheinen und nicht wie die anderen Vorwärtsspuren der Punkte 1. und 3. (mit planaren Segmenten) an einen Vertex angepaßt und eventuell der FTKT[3]-Bank zugeordnet werden. Rein radiale Spuren werden in dieser Arbeit nicht verwendet.

[2]BOS Spurbank für alle Vorwärtsspuren
[3]BOS Spurbank für vertexangepaßte Spuren

3.2.2 Die Kalorimeter

Das Spurkammersystem ist umgeben von mehreren Kalorimetern. Das für diese Arbeit wichtigste ist das in einem Kryostaten befindliche Flüssig-Argon-Kalorimeter (**L**iquid **A**rgon **C**alorimeter), welches zur Identifikation von Myonen genutzt wird (siehe Abschnitt 5.2). Neben diesem sind im H1–Detektor weitere „warme“ Kalorimeter vorhanden. Diese sind das *Plug*-Kalorimeter in Vorwärtsrichtung, der *Tail Catcher* im instrumentierten Eisen und in Rückwärtsrichtung das BEMC (**B**ackward **E**lectro**M**agnetic **C**alorimeter). Auch das Kalorimeter befindet sich innerhalb der supraleitenden Spule, um zu verhindern, daß die Teilchen vor Erreichen des LAr-Kalorimeters unnötig viel inaktives Detektormaterial durchqueren müssen.

Das Flüssig-Argon-Kalorimeter

Das Flüssig-Argon-Kalorimeter (LAC, Abbildung 3.5) deckt von $\theta \approx 4^\circ$ bis $\theta \approx 153^\circ$ den gesamten Azimutwinkelbereich ab. Es ist in Strahlrichtung in acht oktagonale Ringe (Module) unterteilt, die mit steigender z-Richtung von 0 bis 7 nummeriert werden [Fen89]. Die Module 1 - 6 bestehen aus acht elektromagnetischen und acht hadronischen Kammern (Oktanten), während Ring 0 nur elektromagnetische und Ring 7 nur hadronische Oktanten enthalten.

Das LAC ist ein *Sampling*-Kalorimeter, d.h. Schichten zur Absorption sind im Wechsel mit solchen zur Signalerzeugung angeordnet. Als aktives Medium im LAC dienen Lagen aus flüssigem Argon mit einer Dicke von $2.35\,mm$ im elektromagnetischen und $2.4\,mm$ im hadronischen Teil.

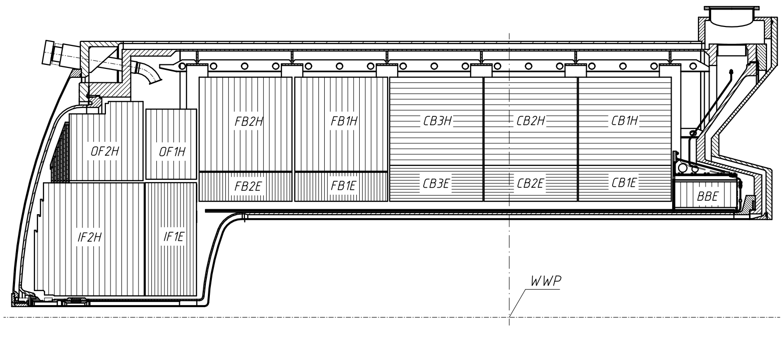

Abbildung 3.5: *Longitudinaler Querschnitt durch das Flüssig-Argon-Kalorimeter von H1. Dargestellt sind die Segmentierungen des Kalorimeters und die Orientierungen der Schichtlagen einzelner Module.*

Der elektromagnetische Teil des Kalorimeters besitzt als Absorbermaterial 2.4 mm dicke Bleiplatten und hat eine Dicke von etwa 20 Strahlungslängen X_0 im Zentralbereich und 30 Strahlungslängen im Vorwärtsbereich. Dadurch deponieren Photonen und Elektronen in diesem Teil überwiegend ihre gesamte Energie. Die Energieauflösung des elektromagnetischen Kalorimeters beträgt $\sigma_E/E \approx 12\%/\sqrt{E\,[GeV]}$.

Das den elektromagnetischen Teil umschließende hadronische Kalorimeter besitzt als Absorbermaterial 19 mm dicke Edelstahlplatten. Die gesamte Dicke des LAC variiert dadurch zwischen 5 und 8 hadronischen Wechselwirkungslängen λ. Die Energieauflösung des hadronischen Teils beträgt $\sigma_E/E \approx 50\%/\sqrt{E\,[GeV]}$.

Insgesamt besteht das LAr-Kalorimeter aus etwa 45000 Auslesekanälen, d.h. Zellen, deren in ihnen deponierten Energien einzeln ausgelesen werden können.

Das Plug-Kalorimeter

In extremer Vorwärtsrichtung ($0.7° < \theta < 3.3°$) befindet sich das Plug-Kalorimeter. Es ist ebenfalls ein Sampling-Kalorimeter mit Kupfer als Absorbermaterial und Siliziumdetektoren zur Signalerzeugung. Es erreicht eine Energieauflösung von $\sigma_E/E \approx 150\%/\sqrt{E\,[GeV]}$ und hat eine Dicke von 44.6 X_0 und 4.25 λ.

Das rückwärtige elektromagnetische Kalorimeter (BEMC)

Durch das BEMC wird der Polarwinkelbereich $151° \lesssim \theta \lesssim 177°$ abgedeckt. Es ist ein Blei-Szintillator Sampling-Kalorimeter mit 22.5 X_0 und 1 λ Dicke und einer Energieauflösung von $\sigma_E/E \approx 10\%/\sqrt{E\,[GeV]}$ für Elektronen. Ende 1994 wurde es durch ein *Spaghetti-Kalorimeter* mit höherer Auflösung und einem zusätzlichen hadronischen Teil ersetzt.

3.2.3 Das Myonsystem

Das Myonsystem des H1–Detektors besteht aus dem zentralen Myondetektor („instrumentiertes Eisen“, $4° \lesssim \theta \lesssim 171°$) und dem Vorwärts-Myon-Detektor ($3° \lesssim \theta \lesssim 17°$). Das instrumentierte Eisen dient zur Messung von Schauerausläufern aus dem hadronischen Kalorimeter, vor allem aber zum Myonnachweis.

Das instrumentierte Eisen

Außerhalb der supraleitenden Magnetspule befindet sich das Eisenjoch zur Rückführung des magnetischen Flusses. Es ist in vier Bereiche unterteilt, die in Abbildung 3.6 dargestellt sind: Die vordere und die hintere Endkappe sowie der vordere und der hintere Zentralbereich. Jeder dieser Bereiche ist wiederum aufgeteilt in 16 Module. Die Endkappen weisen eine achtfache Segmentierung in y- und eine zweifache Segmentierung in x-Richtung auf. Die Zentralbereiche sind in ϕ-Richtung je sechzehnfach segmentiert.

Das instrumentierte Eisen ist von innen nach außen in zehn 7.5 cm dicke Eisenplatten unterteilt, zwischen denen Schlitze von 2.5 cm (Zentralbereich) und 3.5 cm Breite (Endkappen) angeordnet sind. In diesen befinden sich Streamerrohrkammern (Abbildung 3.7). Da

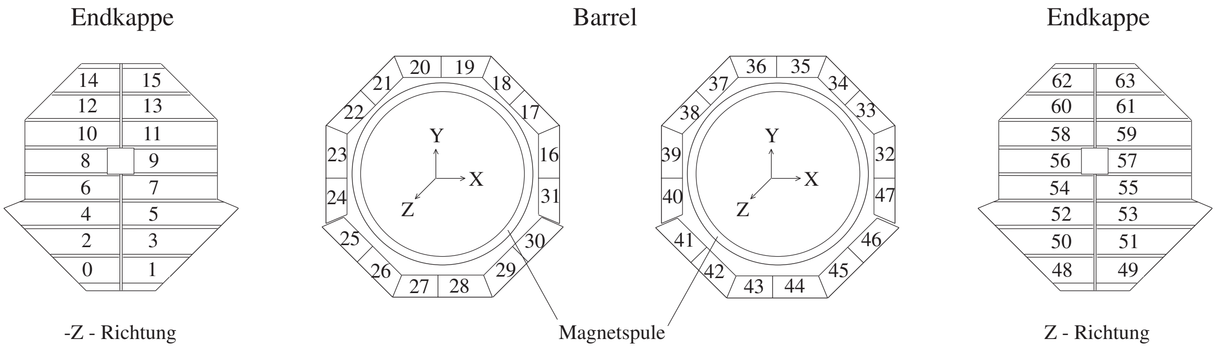

Abbildung 3.6: *Die Unterteilung des Myondetektors in vier Bereiche. In negativer z-Richtung befindet sich die hintere Endkappe (linkes Bild), in positiver die vordere Endkappe (rechts).*

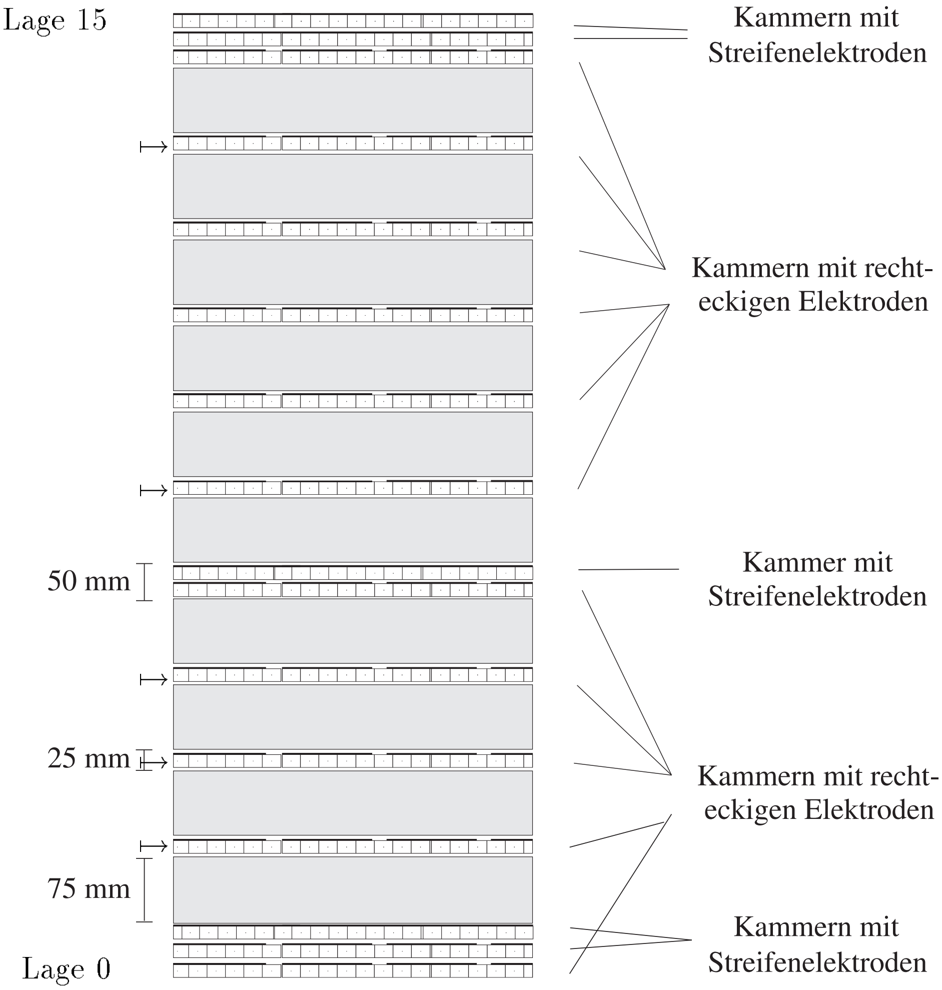

Abbildung 3.7: *Querschnitt des instrumentierten Eisens. Mit '$\mapsto$' markierte Lagen werden zu Triggerzwecken genutzt (Abschnitt 3.2.5).*

einer der Schlitze doppelt bestückt ist, entstehen so insgesamt zehn Kammerlagen. Weitere drei Lagen von Streamerrohrkammern befinden sich jeweils in speziellen *Myonboxen* vor und hinter dem Eisen.

Die Streamerrohrkammern haben einen quadratischen Querschnitt von $1\,cm \times 1\,cm$. Die Drähte sind im Zentralbereich parallel zum Protonstrahl und in den Endkappen in Richtung der x-Achse gespannt. Senkrecht zu den Drähten sind in jeweils zwei Lagen der Myonboxen und einer Lage im Eisen streifenförmige Elektroden zur Messung einer zweiten Ortskoordinate aufgeklebt. Die übrigen Streamerrohr-Lagen sind mit rechteckigen Elektroden bestückt, um die Restenergie von hadronischen Schauern aus dem Kalorimeter messen zu können.
Die räumliche Auflösung beträgt für die Drähte $\sigma_{wire} \approx 3 - 4\,mm$ und für die Streifen $\sigma_{strip} \approx 10 - 15\,mm$. Die Impulsauflösung im Zentralbereich beträgt $\sigma_p/p \approx 0.35$.

Der Vorwärts-Myon-Detektor (FMD)[4]

Im FMD können Myonen mit Impulsen oberhalb von $5\,GeV$ nachgewiesen werden. Er besteht aus einem $1.20\,m$ dicken Eisen-Toroidmagneten und jeweils drei vor und hinter dem Magneten befindlichen Driftkammern. Die Impulsauflösung des Vorwärts-Myon-Detektors beträgt $0.25 < \sigma_p/p < 0.32$.

3.2.4 Die Vorwärtsszintillationszähler (Proton Tagger)

In Protonrichtung bei $z = 24\,m$ befinden sich zwei Ebenen von jeweils sieben Szintillationszählern. Diese sind in der x-y-Ebene um das Strahlrohr angeordnet. Wenn ein Teilchen entlang der z-Achse in beiden Ebenen eine Koinzidenz auslöst, spricht ein Zählkanal an. Mit Hilfe dieser Zähler ist es möglich, Protonfragmente aus der ep-Wechselwirkung nach sekundärer Wechselwirkung mit dem Strahlrohr oder mit den um das Strahlrohr angeordneten Quadrupolmagneten nachzuweisen. Das gestreute nicht dissoziierte Proton löst demgegenüber bei diffraktiven Ereignissen *kein* Zählsignal aus. Genaueres hierzu ist nachzulesen bei [Lis93].

3.2.5 Das Trigger- und Datenauslesesystem

Bei HERA findet alle $96\,ns$ eine Strahlkreuzung mit einem potentiell physikalisch interessanten Ereignis statt. Aufgabe des Triggersystems ist es, diese Ereignisse von Untergrundereignissen zu trennen. Tabelle 3.2 enthält Ereignisraten der wichtigsten Untergrundprozesse.

Die Rate, mit der die Ereignisse abgespeichert werden können, beträgt ungefähr $5 - 10\,Hz$, da die abzuspeichernde Datenmenge pro Ereignis sehr groß ($\approx 100\,kByte$) ist. Wegen der hohen Untergrundrate muß im Detektor möglichst schnell entschieden werden, ob ein Ereignis gespeichert werden soll oder nicht. Daher besteht die Zielsetzung des Triggersystems in der Steuerung der Datennahme bei gleichzeitiger Minimierung der Totzeit. Bei H1 ist hierfür ein mehrstufiges Triggersystem (L1 - L4) zuständig:

[4]**F**orward **M**uon **D**etector

Untergrundprozeß	Rate
Streuung von Strahlprotonen am Strahlrohr	$40 - 250\,kHz$
Streuung von Strahlprotonen an Restgasmolekülen im Strahlrohr	$1 - 3\,kHz$
Kosmische Myonen	$2\,kHz$

Tabelle 3.2: *Untergrundquellen und ihre ermittelten Raten [Kru94]*

L1: Die erste Triggerstufe soll *für jede* ep-Kollision die Entscheidung liefern, ob das stattgefundene Ereignis verworfen oder von den weiteren Triggerstufen geprüft werden soll. In den verschiedenen Detektorkomponenten werden die Signale zu einfachen Bedingungen (den *Triggerelementen*) verknüpft. Da diese Signale in manchen Komponenten erst nach einigen Strahlkreuzungen (BC[5]) vorliegen, werden die Daten in einer sogenannten *Pipeline* für 24 BC zwischengespeichert. Dadurch beträgt die Entscheidungszeit des Triggers etwa $2.3\,\mu s$. Die Eingangsrate von $50 - 100\,kHz$ soll durch den L1-Trigger auf ca. $1\,kHz$ verringert werden.
Die Triggerelemente sind wiederum zu *Subtriggern* kombiniert, die für verschiedene physikalische Ereignistypen optimiert sind. Bei einer positiven Entscheidung eines Subtriggers wird die Trigger-Pipeline gestoppt und die Detektorauslese gestartet. Zu diesem Zeitpunkt beginnt die Totzeit der Datennahme.

L2: Jetzt startet die zweite Triggerstufe, die die Rate auf $200\,Hz$ senken und schnell die L1-Triggerentscheidung mit Hilfe neuronaler Netzwerke und topologischer Korrelationen verifizieren soll. Dieser Triggerstufe steht eine Entscheidungszeit von $20\,\mu s$ zur Verfügung. Bei einer positiven Entscheidung wird die Signalauslese, bei einer negativen Entscheidung das Pipelinesystem erneut gestartet.

L3: Der L3-Trigger ist ein Softwaretrigger. Innerhalb von $800\,\mu s$ wird eine Analyse der Triggerdaten aller Detektorkomponenten durchgeführt und der gesamte Detektor durch das Datennahmesystem ausgelesen. Danach wird die Pipeline neu gestartet. Die Ereignisrate soll durch diese Stufe auf $50\,Hz$ reduziert werden.

1994 haben die Stufen L2 und L3 keine aktiven Triggerentscheidungen getroffen. Die Rate mußte von L1 alleine auf $30 - 50\,Hz$ verringert werden.

L4: Die vierte Triggerstufe diente 1994 zur Verifikation der L1-Triggerentscheidung. Sie hat Zugriff auf die gesamten Daten des Datennahmesystems. Mit einem Multiprozessorsystem (der sogenannten *Filterfarm*) wird eine vereinfachte Ereignisrekonstruktion durch schnelle Filteralgorithmen durchgeführt. Eine Triggerentscheidung liegt nach $100\,ms$ vor. Die verbleibenden Ereignisse werden mit einer Rate von $5 - 10\,Hz$ auf Magnetbändern gespeichert.

[5]**B**unch **C**rossing

Anschließend erfolgt die vollständige Rekonstruktion der Daten, weitere Selektion und die Einteilung der Ereignisse in physikalische Klassen (L5). Die Ereignisse werden schließlich auf POT[6]- und DST[7]-Datensätzen gespeichert. Die DST-Datensätze werden für Analysezwecke benutzt.

L1-Triggerelemente

Es werden kurz die für diese Arbeit wichtigen Triggerelemente erläutert:

z-Vertex-Trigger: Die Proportionalkammern CIP und COP und die MWPC im ersten Supermodul der vorderen Spurkammern liefern das Signal des z-Vertex-Triggers. Bestimmte Koinzidenzen zwischen Segmenten der Proportionalkammern lassen auf Spuren schließen, die vom Ereignisvertex stammen. Solche Koinzidenzsignale werden auch *Rays* genannt. Die Schnittpunkte dieser Rays mit der z-Achse im Bereich von $\pm 44\,cm$ um den nominellen ep-Wechselwirkungspunkt werden in 16 Kanäle eines sogenannten z-Vertex-Histogramms eingetragen. In dieser Arbeit wird das Triggerelement *zVtx_Cls* benutzt, das anspricht, wenn sämtliche Histogrammeinträge innerhalb vier benachbarter Kanäle liegen. Dies ist besonders bei Ereignissen mit kleinen Spurmultiplizitäten sehr oft gegeben. Das Triggerelement *zVtx_small* spricht an, wenn in einem Kanal des Histogramms maximal fünf und in allen übrigen Kanälen zusammen noch maximal drei Einträge vorhanden sind. Diese Vertex-Bedingung triggert also ebenfalls Ereignisse mit kleinen Spurmultiplizitäten. *zVtx_sig1* verlangt, daß sich ein Kanal in Bezug auf die Anzahl der enthaltenen Ereignisse signifikant von den anderen Kanälen unterscheidet.

Driftkammertrigger: Spuren geladener Teilchen werden durch den CJC-Trigger in der $r\phi$-Projektion erkannt, wenn sie einen transversalen Impuls von $p_t = 450\,GeV$ überschreiten und mit vorgegebenen Spurmustern übereinstimmen. Für das Element *DCRPh_Ta* wird mindestens eine Spur in den zentralen Driftkammern mit einem Transversalimpuls $p_t \geq 450\,MeV$ verlangt. Für *DCRPh_TNeg* wird zusätzlich gefordert, daß die erkannte Spur von einem Teilchen mit negativer Ladung stammt.

Myontrigger: Jedes Myondetektormodul liefert Signale aus fünf der 16 Lagen mit Streamerrohrkammern (s. Abbildung 3.7). Für ein Triggersignal werden drei der fünf Lagen in einem Modul gefordert. Im Bereich der vorderen Endkappe werden vier Lagen verlangt.
Die Endkappen werden in innere und äußere Endkappen unterteilt. Die in Abbildung 3.6 gezeigten Module 6 bis 11 bilden die hintere innere und die Module 54 bis 59 die vordere innere Endkappe. Die restlichen Module der Endkappen bilden die jeweils äußeren Endkappen.

[6] **P**roduction **O**utput **T**ape
[7] **D**ata **S**ummary **T**ape

Die folgenden Triggerelemente wurden benutzt:

Mu_BIEC, Mu_BOEC, Mu_FIEC, Mu_FOEC[8], *Mu_Bar*[9] für das Signal eines Myons und *Mu_2_BIoOEC, Mu_2_FIoOEC*[10] für das Signal von mindestens zwei Myonen im jeweiligen Detektorbereich.

Topologische Triggerelemente: CIP und COP sind in der $r\phi$-Ebene in 16 Segmente unterteilt. Mit Hilfe zweier durch die Proportionalkammern bestimmter Rays kann eine topologische Bedingung in der $r\phi$-Ebene gebildet werden. Das verwendete Triggerelement *Topo_BR* ist aktiv, wenn zwei Rays entgegengesetzt zueinander in der $r\phi$-Ebene orientiert sind. Dabei brauchen die Ray-Segmente nicht genau koplanar zueinander angeordnet sein. Die Koplanaritätsbedingung wird durch das Hinzunehmen eines benachbarten ϕ-Segments gelockert.

Verwendete Subtrigger

Die für die Datenselektion dieser Arbeit wichtigen Subtrigger sind logische Verknüpfungen der oben aufgeführten Triggerelemente. Sie werden hier kurz erklärt:

Für **alle** verwendeten Subtrigger wird entweder ein Signal des Triggerelements *zVtx_small* oder des Elements *zVtx_sig1* verlangt. Zusätzlich müssen für die einzelnen Subtrigger die folgenden Bedingungen erfüllt sein:

S 18: Mindestens eine Spur in den zentralen Driftkammern mit einem $p_t \geq 450\,MeV$ wird verlangt. Außerdem wird durch Myontrigger mindestens ein Teilchen in den hinteren Endkappen oder der vorderen äußeren Endkappe, oder mindestens zwei Teilchen in der vorderen inneren Endkappe gefordert.

S 26: Dieser Subtrigger ist ansonsten ausschließlich aus Myontriggern zusammengesetzt. Es sind mindestens zwei Teilchen in den Endkappen erforderlich.

S 54: Zusätzlich zu einem Signal des Triggerelements *zVtx_Cls* ist eine Spur eines negativ geladenen Teilchens in den zentralen Driftkammern mit $p_t \geq 450\,MeV$ und ein Signal des *Topo_BR* Triggerelements nötig.

[8] BI(O)EC = **B**ackward **I**nner (**O**uter) **E**ndcap, FI(O)EC = **F**orward **I**nner (**O**uter) **E**ndcap
[9] Bar = **Bar**rel
[10] BIoOEC = **B**ackward **I**nner **o**r **O**uter **E**ndcap, FIoOEC = **F**orward **I**nner **o**r **O**uter **E**ndcap

Kapitel 4

Das Monte-Carlo-Modell zur diffraktiven J/Ψ-Erzeugung

Zur Berechnung von Wirkungsquerschnitten muß die Detektornachweiswahrscheinlichkeit bekannt sein, um die gemessenen Daten auf Detektoreffekte zu korrigieren. Zum Nachvollziehen der Abläufe im Detektor bedient man sich Monte-Carlo-Modellen. In diesen werden zunächst die Vierervektoren, die die ep-Streuung beschreiben entsprechend den Vorhersagen eines Modells zur J/Ψ-Erzeugung generiert. Danach wird die Detektorantwort auf den Durchgang der Teilchen im Detektor simuliert. Dieser simulierten Detektorantwort folgen dann die gleichen Rekonstruktions- und Selektionsprogramme wie sie für die gemessenen Daten angewendet werden. In dieser Arbeit werden mit Hilfe simulierter Ereignisse zudem noch weitere Schnitte für die Datenselektion entwickelt.
Dieses Kapitel stellt kurz das verwendete Monte-Carlo-Modell vor.

4.1 Der Generator DIFFVM

Der Monte-Carlo-Generator DIFFVM simuliert die diffraktive Produktion von Vektormesonen. Er wurde konzipiert zur Simulation diffraktiver J/Ψ- und Ψ′-Erzeugung, mit ihm kann aber auch die diffraktive Produktion aller anderen Vektormesonen simuliert werden.

Der Generator simuliert die Abstrahlung eines virtuellen Photons duch das einlaufende Elektron, den Übergang zum virtuellen Vektormeson nach dem Vektormeson-Dominanz-Modell und den Pomeronaustausch mit dem Proton. Dabei finden sowohl elastische als auch einfach und doppelt dissoziierende Ereignisse Berücksichtigung. Im Fall der diffraktiven Dissoziation des Protons wird ein Zustand mit der Masse M_x generiert, der in ein Nukleon und Pionen zerfällt. Eine ausführliche Beschreibung des Generators gibt [Lis93].

Für diese Arbeit wurden zwei von DIFFVM generierte, dann simulierte und rekonstruierte DST-Datensätze verwendet. Der eine enthält diffraktiv elastische J/Ψ-Photoproduktionsereignisse, der andere diffraktiv unelastische J/Ψ-Photoproduktionsereignisse mit Dissoziation des Protons, bei denen das J/Ψ jeweils in zwei Myonen zerfällt. Einige Merkmale dieser beiden Datensätze sind in Tabelle 4.1 aufgeführt. Für beide wurden die Bedingungen des Positronbetriebes 1994 bei HERA, d.h. Positronen mit einer Energie von 27.55 GeV und Protonen mit einer Energie von 820 GeV, vorausgesetzt. Als kinematischer Schnitt wurde $W_{\gamma p} > 20\,GeV$ gewählt. Die $W_{\gamma p}$-Abhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnittes ist proportional zu $W_{\gamma p}^{0.9}$ [Lis95].

	Diffraktiv elastisches Monte-Carlo	Diffraktiv unelastisches Monte-Carlo mit p-Dissoziation
Anzahl Ereignisse	10000	10000
ep-Wirkungsquerschnitt	$\approx 660\,pb$	$\approx 930\,pb$
Integrierte Luminosität	$15.3\,pb^{-1}$	$10.8\,pb^{-1}$

Tabelle 4.1: *Einige Daten der verwendeten Monte-Carlo-Datensätze [Lis95].*

4.2 Die Kinematik der generierten Ereignisse

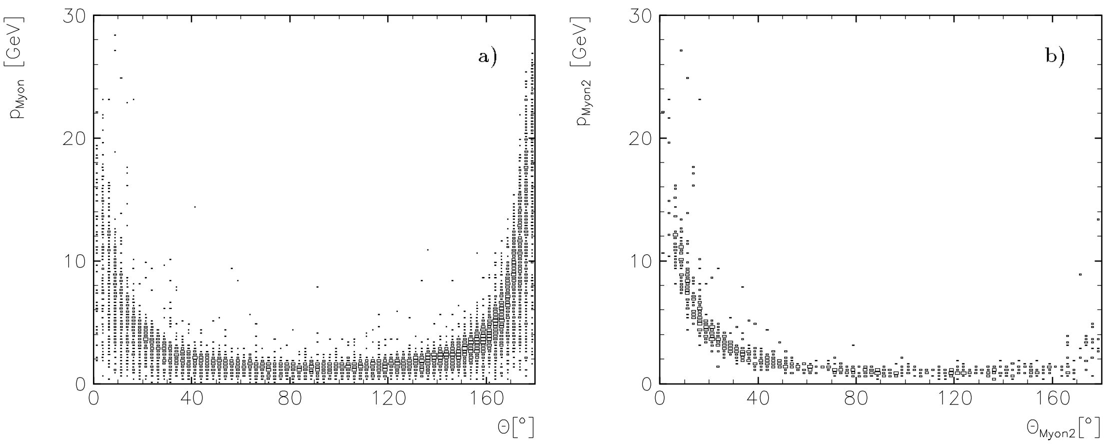

Abbildung 4.1: *a) Impulsverteilung des von DIFFVM generierten Impulses der Myonen aus dem Zerfall des J/Ψ-Mesons in Abhängigkeit vom Polarwinkel θ im Laborsystem. Für den Fall, daß ein Myon im Bereich $5° \leq \theta \leq 20°$ verlangt wird, zeigt b) diese Verteilung für das andere (zweite) Zerfallsmyon.*

Der Polarwinkelbereich des erzeugten J/Ψ-Mesons wird von der Kinematik des Photons (y, Q^2) und dem Impulsübertrag t bestimmt. Aufgrund der kinematischen Bedingungen bei H1 dominieren für das J/Ψ-Meson die Polarwinkelbereiche in Vorwärts- und Rückwärtsrichtung des Detektors. Für die Zerfallsleptonen des J/Ψ bedeutet dies eine hohe Energie in Vorwärts- oder Rückwärtsrichtung (siehe Abbildung 4.1 a)). Die Polarwinkelakzeptanz ist durch das Spurkammersystem beschränkt auf etwa $5° \lesssim \theta \lesssim 165°$. In der Analyse wird für mindestens eines der Zerfallsmyonen ein Polarwinkelbereich von $\theta \leq 20°$ gefordert. Für diesen Fall stellt Abbildung 4.1 b) die Abhängigkeit des Impulses vom Polarwinkel des anderen Zerfallsmyons dar. Abbildung 4.2 zeigt die aus dieser Forderung resultierende Einschränkung des γp-Schwerpunktsenergiebereiches.

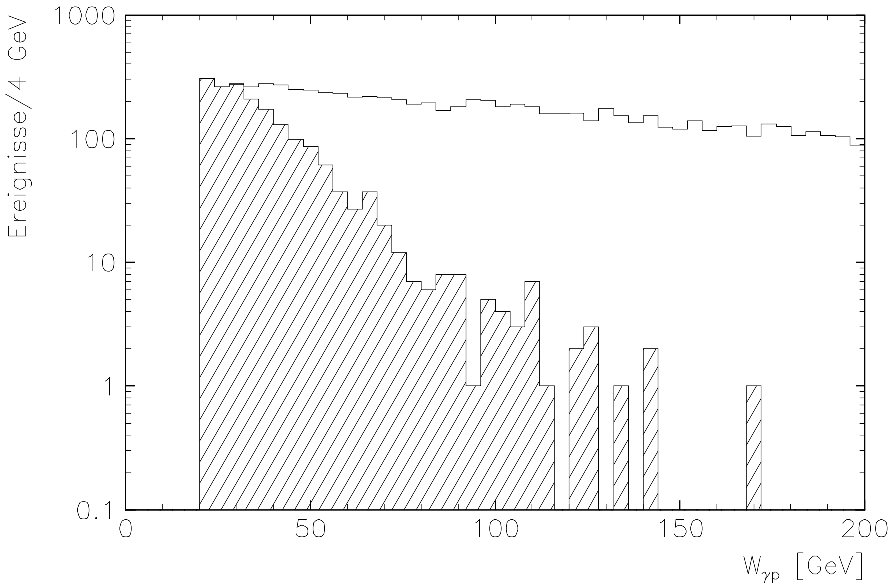

Abbildung 4.2: *Von DIFFVM generierte $W_{\gamma p}$-Verteilung. Schraffiert dargestellt ist diese Verteilung nach Einschränkung des Polarwinkelbereichs für eines der Zerfallsmyonen.*

Kapitel 5

Identifikation von Myonen im H1–Detektor

In diesem Kapitel werden zwei Verfahren vorgestellt, die zur Erkennung von Myonen im H1–Detektor verwendet werden. Das eine ist die Myonidentifikation durch Rekonstruktion von Spuren im instrumentierten Eisen und im Vorwärts-Myon-Spektrometer (FMD) und deren Verbindung zu Spuren aus dem Spurkammersystem. Mit dieser Methode können im instrumentierten Eisen Myonen mit einem Impuls ab etwa $1.5\,GeV$ (in Vorwärtsrichtung des H1–Detektors ab etwa $2\,GeV$) und im FMD hochenergetische Myonen ($p \gtrsim 5\,GeV$) nachgewiesen werden. Das zweite Verfahren nutzt das LAr-Kalorimeter zur Identifikation der Myonen. Hierbei werden Spuren aus dem Spurkammersystem in das Kalorimeter extrapoliert, und anhand der Energiedeposition um eine Spur und deren Länge wird entschieden, ob es sich bei dieser um einen Myonkandidaten handelt. Auf diese Weise können Myonen mit Impulsen oberhalb von $0.8\,GeV$ nachgewiesen werden. Schließlich wird die Größe $MYQUAL$ eingeführt, die die Qualität erkannter Myonen definiert. Aus dieser Größe ist leicht ersichtlich, ob ein Teilchen als Myon im Eisen des Detektors, im Kalorimeter oder in beiden identifiziert wurde. Das FMD wird in dieser Arbeit zur Myonidentifikation nicht benutzt.

5.1 Myon-Erkennung im instrumentierten Eisen

Im instrumentierten Eisen dienen die 16 Lagen mit Streamerrohrkammern der Spurrekonstruktion. Für eine Spur im Eisen werden mindestens drei angesprochene Lagen verlangt. Zur Erkennung von Myonen muß eine Verbindung zwischen einer Spur im Eisen und einer im Spurkammersystem rekonstruierten Spur (die dann als Myonkandidat angesehen wird) hergestellt werden. Eine ausführliche Beschreibung der Methode zur Verbindung von Spuren ist bei [Sch93.1] zu finden. Dieses Verfahren wird hier nur kurz skizziert:

Im Spurkammersystem rekonstruierte Spuren werden in das instrumentierte Eisen unter Berücksichtigung von Vielfachstreuung der Teilchen, deren Ablenkung durch das Magnetfeld und ihres Energieverlustes im Kalorimeter extrapoliert, wenn sie die folgenden drei Kriterien erfüllen:

1. Der Impuls muß einen Mindestwert haben, d.h. die Spurkrümmung muß so klein sein, daß das Teilchen das Myonsystem aus geometrischen Gründen erreichen kann:
$$|\kappa| < \frac{0.003\,cm^{-1}}{\sin\theta_S},$$
mit der Krümmung κ und dem Polarwinkel θ_S der Spur im Spurkammersystem.

2. Zwischen den im Spurkammer- und im Myonsystem rekonstruierten Spuren dürfen sich die Richtungen in polarer und azimutaler Richtung nicht zu stark unterscheiden. Für die Polarwinkeldifferenz gilt:
$$|\theta_S - \theta_M| < 0.2\,rad$$
θ_M ist der Polarwinkel der Spur im Myonsystem, θ_S der im Spurkammersystem.

3. In azimutaler Richtung gibt es eine entsprechende Bedingung:
$$-\frac{\pi}{2} < \phi_M - \phi_S < 0.2\,rad \quad \text{für} \quad \kappa < 0$$
$$-\frac{\pi}{2} < \phi_S - \phi_M < 0.2\,rad \quad \text{für} \quad \kappa > 0$$
Hierbei wird durch die asymmetrischen Schnitte die Krümmung der Spur aufgrund des Magnetfeldes berücksichtigt.

Dann werden χ^2-Wahrscheinlichkeiten berechnet, die eine Aussage darüber geben, wie gut die extrapolierten Spuren zu einer Spur im Myonsystem passen. Dabei berechnet sich das χ^2 aus den extrapolierten Spurparametern $\vec{X}_E$ und denen der Spur im Myonsystem $\vec{X}_M$, sowie den zugehörigen Kovarianzmatritzen V_E und V_M durch die folgende Formel:
$$\chi^2 = \left(\vec{X}_E - \vec{X}_M\right)^T V^{-1} \left(\vec{X}_E - \vec{X}_M\right) \quad \text{mit} \quad V = V_E + V_M$$
Die Kovarianzmatritzen enthalten in ihrer Hauptdiagonalen die Fehlerquadrate der Spurparameter. Die Nichtdiagonalelemente geben die Korrelationen zwischen den Spurparametern an. Für die Spurparameter der Spur im Myonsystem (d.h. für die Elemente von $\vec{X}_M$) werden bei der Rekonstruktion der Daten die Winkelkoordinaten θ und ϕ und die Ortskoordinaten des ersten rekonstruierten Punktes im Myonsystem benutzt. Für die Spurparameter der extrapolierten Spur verwendet man die Orts- und Winkelkoordinaten des Punktes, an dem die extrapolierte Spur in das Myonsystem eintritt.

Schließlich gibt die Dichtefunktion $f(\chi^2, N)$ der χ^2-Verteilung [PDG94] die Wahrscheinlichkeit
$$P(\chi^2) = \int_{\chi^2}^{\infty} f(Z, N)\,dZ$$
dafür, daß die Spuren zueinander passen. N ist dabei die Anzahl der Freiheitsgrade. In BOS-Datenbanken werden Verbindungen mit $P(\chi^2) > 0.0001$ gespeichert. Ein durch das Eisen identifiziertes Myon wird von nun an als „Eisenmyon“ bezeichnet.

5.2 Myon-Erkennung im LAr-Kalorimeter

Der Nachweis von Myonen im instrumentierten Eisen des H1–Detektors ist erst ab Impulsen von ca. $1.5\,GeV$ möglich. Man kann aber Myonen als minimalionisierende Teilchen im LAr-Kalorimeter identifizieren und damit den meßbaren Impulsbereich bis auf etwa $0.8\,GeV$ erweitern. Ein auf diese Weise identifiziertes Myon wird im folgenden „Kalorimetermyon" genannt. Die Schwierigkeit bei dieser Art der Myonerkennung liegt darin, die Myonen von Pionen zu trennen, da diese den Hauptanteil des hadronischen Untergrundes bilden. Diese Methode der Myonerkennung ist bei [Sch93.2] beschrieben.
Da seit der Veröffentlichung von [Sch93.2] die Schnittgrößen für die Identifikation der Kalorimetermyonen verändert wurden, um so die Effizienz der Erkennung zu steigern, wird an dieser Stelle auf dieses Verfahren kurz und etwas vereinfacht eingegangen. Eine exakte Beschreibung ist in [Sch96.1] zu finden.

In den Spurkammern rekonstruierte Spuren werden als gerade Linien in das LAr-Kalorimeter extrapoliert. Um jede Spur wird zur ersten groben Selektion ein Schlauch mit dem Radius von $R = 40\,cm$ gelegt und die innerhalb dieses Schlauches angesprochenen Kalorimeterzellen gezählt. Wenn man hierbei weniger als drei Zellen zählt, wird diese Spur als Myonkandidat verworfen. Die verbleibenden rekonstruierten Spuren werden als Helix in das Kalorimeter extrapoliert. Für diese werden die deponierten Energien der Zellen in den Radien $r_a = 15\,cm$ und $r_b = 30\,cm$ um die Spuren betrachtet.

Man definiert hierfür die folgenden Schnittgrößen:

EEA: Im elektromagnetischen Kalorimeter im Radius r_a um die Spur deponierte Energie

EB: Im Radius r_b um die Spur deponierte Energie (sowohl im elektromagnetischen, als auch im hadronischen Kalorimeter)

MAXLEN: Distanz vom Eintrittspunkt der Spur ins elektromagnetische Kalorimeter zur am weitesten von diesem Punkt entfernten angesprochenen Zelle innerhalb von r_a

SUMLEN: Summe der Distanzen vom Eintrittspunkt der Spur ins Kalorimeter zu den hadronischen Zellen innerhalb von r_a, die angesprochen haben

Für alle vier Größen werden nur die Zellen in Betracht gezogen, in denen Energien von mindestens $0.01\,GeV$ deponiert wurden, um den durch Rauschsignale auftretenden Untergrund zu reduzieren. Nun werden für diese Größen minimale und maximale Schnitte definiert. EB_{max}, $MAXLEN_{min}$ und $SUMLEN_{min}$ sind abhängig vom Polarwinkel θ und vom Impuls p des Teilchens. EEA_{max} ist nur von θ abhängig. EEA_{min} und EB_{min} haben konstante Werte, sind also unabhängig von anderen Größen. Zur Vereinfachung der Programmierung werden $MAXLEN_{max}$ und $SUMLEN_{max}$ auf sehr hohe konstante Werte gesetzt. Diese beiden Schnitte geben keinen physikalischen Sinn.

Die Abbildungen 5.1 und 5.2 zeigen die Schnittgrößen in Abhängigkeit vom Polarwinkel θ für einen Datensatz mit Myonkandidaten.
Auf der linken Hälfte sind die Spuren eingetragen, die als Eisenmyon, auf der rechten Hälfte diejenigen, die *zusätzlich* als Kalorimetermyon jeglicher Qualität erkannt wurden. Außerdem sind auf den rechten Graphiken die Schnitte skizziert.
Man kann deutlich erkennen, daß diese Schnitte nicht „scharf“ sind. Es gibt Teilchen, die als Kalorimetermyon klassifiziert werden, selbst wenn die Schnittgrößen Werte annehmen, die oberhalb des maximalen oder unterhalb des minimalen Schnittwertes dieser Größe liegen.

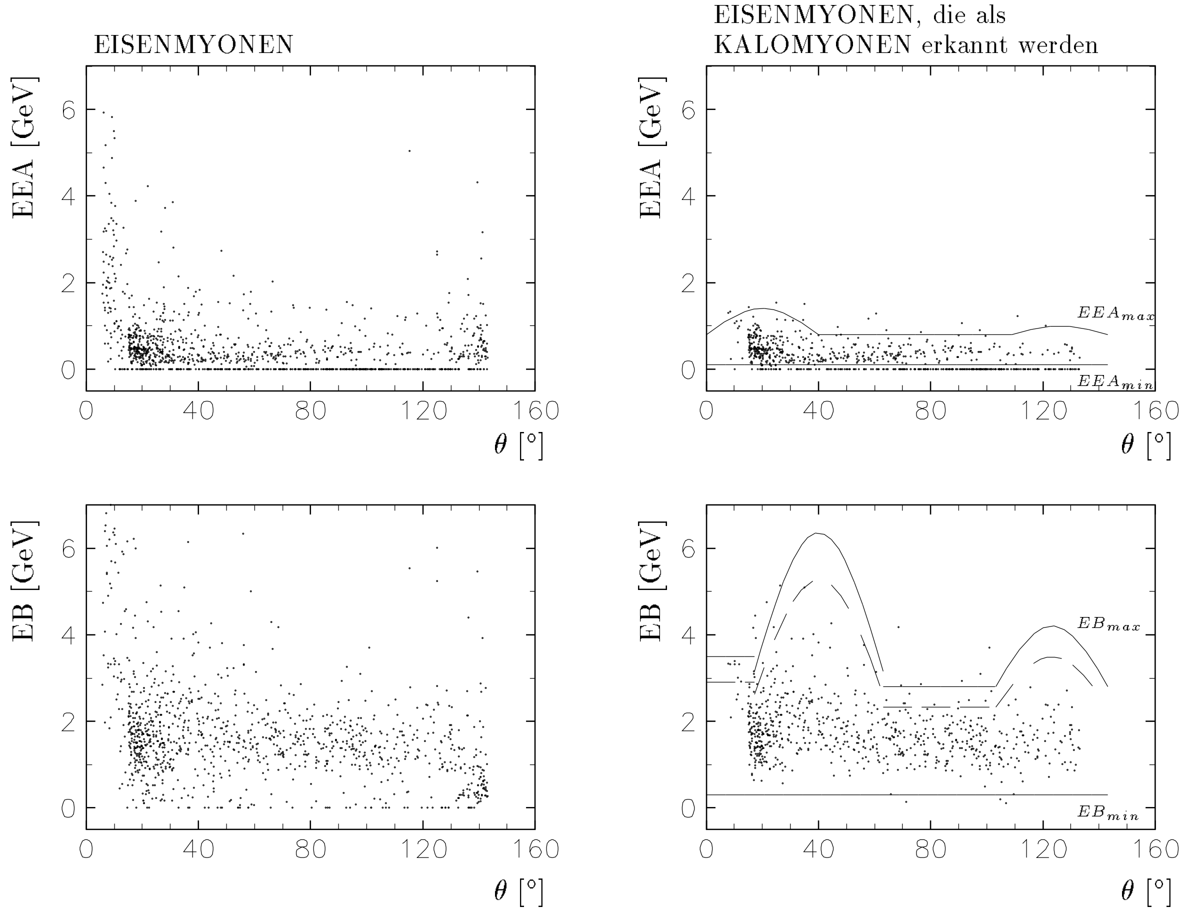

Abbildung 5.1: *Die Schnittgrößen EEA und EB der Kalorimetermyonqualifikation aufgetragen gegen θ. In den linken Diagrammen sind die Werte aller erkannten Eisenmyonen aufgetragen, rechts dagegen nur die Werte derjenigen Eisenmyonen, die zusätzlich als Kalorimetermyon erkannt worden sind. Die Schnittwerte sind in den rechten Graphiken skizziert. EB_{max} ist für die Fälle $p = 0.8\,GeV$ (gestrichelte) und $p \geq 5\,GeV$ (durchgezogene Linie) eingezeichnet.*

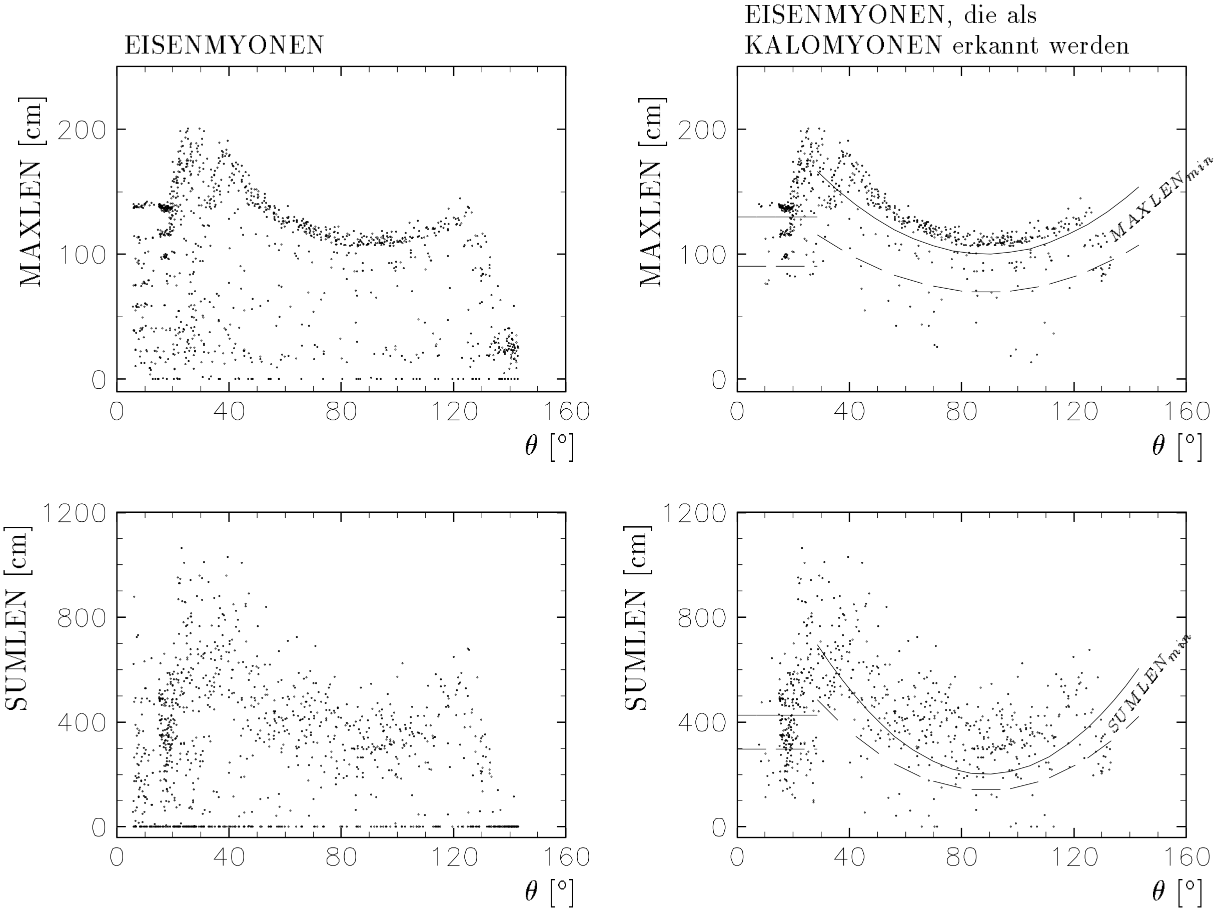

Abbildung 5.2: *Die Schnittgrößen MAXLEN und SUMLEN aufgetragen gegen θ. In den linken Diagrammen sind die Werte aller erkannten Eisenmyonen aufgetragen, rechts dagegen nur die Werte derjenigen Eisenmyonen, die zusätzlich als Kalorimetermyon erkannt worden sind. In den rechten Diagrammen sind zudem die minimalen Schnittwerte skizziert für die Impulse $p = 0.8\,GeV$ (gestrichelte) und $p \geq 2.5\,GeV$ (durchgezogene Linie).*

Erklärung der Schnitte:

Die vier Schnittgrößen werden nicht einzeln und unabhängig voneinander, sondern parallel zueinander betrachtet. Dazu werden die Abweichungen der gemessenen Werte dieser vier Größen vom jeweiligen maximalen (bzw. minimalen) Schnittwert, der p- und θ- abhängig sein kann (siehe Linien in Abb. 5.1 und 5.2), wie folgt summiert:

$$MAXCUT = \sum_{S=1}^{4} \frac{\Delta_{max}(S)}{NORM(S)}$$

$$MINCUT = \sum_{S=1}^{4} \left(\frac{\Delta_{min}(S)}{NORM(S)} \right)^2$$

Hierbei steht $S = 1$ für EEA, $S = 2$ für EB, $S = 3$ für $MAXLEN$ und $S = 4$ für $SUMLEN$. Die Abweichungen $\Delta_{max}(S)$ und $\Delta_{min}(S)$ sind definiert:

$\Delta_{max}(S) = S - S_{max}$: falls der gemessene Wert S der Schnittgröße größer ist als der festgelegte maximale Schnittwert S_{max}

$\Delta_{max}(S) = 0$: für $S \leq S_{max}$

$\Delta_{min}(S) = S_{min} - S$: für $S < S_{min}$

$\Delta_{min}(S) = 0$: für $S \geq S_{min}$

Die Normierungsfaktoren $NORM(S)$ sind dabei:

$$
\begin{aligned}
NORM(EEA) &= 1\,GeV \\
NORM(EB) &= 5\,GeV \\
NORM(MAXLEN) &= 100\,cm \\
NORM(SUMLEN) &= 500\,cm
\end{aligned}
$$

Zu den minimalen Abweichungen tragen im wesentlichen die Schnittgrößen MAXLEN und SUMLEN bei. Sie fordern, daß die Spuren weit genug in das Kalorimeter hineinreichen. Dadurch wird der Großteil der Pionen mit niedrigen Impulsen, leider aber auch Myonen mit Energien unter $1\,GeV$ verworfen. Die maximalen Abweichungen werden *nur* durch EEA und EB bestimmt. Diese Kriterien geben die Bedingungen wieder, daß innerhalb von r_a möglichst die gesamte Energie der Myonspur enthalten ist und im äußeren Zylinder (Radius r_b) der gesamte hadronische Schauer der Pionen liegt. Schließlich wird die Gesamtschnittgröße **CUT** = **MAXCUT** + **MINCUT** gebildet, deren Wert dann über die Myonqualität entscheidet. Bei H1 wird die Identifikation von Kalorimetermyonen von dem offiziellen Unterprogramm KATREC durchgeführt, welches zudem die KALP-Bank erstellt, in der die Myonqualitäten der Spuren enthalten sind. Die Myonklassifikationen in Abhängigkeit von der Größe CUT sind in Tabelle 5.1 eingetragen.

CUT	Myonklassifikation	Eintrag in der KALP-Bank (MUQUAL)
≤ 0.015	'gutes' Kalorimetermyon	3
≤ 0.1	'normales' Kalorimetermyon	2
≤ 0.5	'schlechtes' Kalorimetermyon	1
> 0.5	kein Kalorimetermyon	0

Tabelle 5.1: *Schnitte und Klassifikation für die Kalorimetermyonerkennung. CUT setzt sich zusammen aus Abweichungen zwischen gemessenen Werten und Schnittwerten der Größen EEA, EB, MAXLEN und SUMLEN.*

5.3 Die Myonqualität MYQUAL

Die in dieser Arbeit verwendete Größe *MYQUAL* ist eine Erweiterung der im vorhergehenden Abschnitt erläuterten Myonqualität MUQUAL, die nur die Qualität eines im Kalorimeter erkannten Myons widergibt. Wird eine Spur (zusätzlich) als Eisenmyon erkannt, erhält *MYQUAL* den Wert, der sich aus der Addition von MUQUAL und dem Wert der in Tabelle 5.2 aufgeführten Eisenmyonqualität ergibt.
Der Wertebereich von *MYQUAL* reicht folglich von 0 (Spur ist weder als Kalorimeter- noch als Eisenmyon identifiziert worden) bis 23 (Spur wurde erkannt als gutes Kalorimeter- und als gutes Eisenmyon).

$P(\chi^2)$	Myonklassifikation	Eisenmyonqualität
> 0.01	'gutes' Eisenmyon	20
≤ 0.01	'schlechtes' Eisenmyon	10
$= 0$ (keine Verbindung)	kein Eisenmyon	0

Tabelle 5.2: *Myonqualitäten von Eisenspuren. Geschnitten wird auf die χ^2-Wahrscheinlichkeit $P(\chi^2)$ der Spurverbindung zwischen Eisen und Spurkammersystem.*

Kapitel 6

Datenselektion

In Abschnitt 3.2.5 wurde bereits erwähnt, daß die Daten, die zur Analyse verwendet werden, in physikalische Ereignisklassen unterteilt vorliegen. Grundlage der in diesem Kapitel beschriebenen Datenselektion bilden die Positrondaten der Klasse 24 des Jahres 1994. Dieser Klasse werden Ereignisse mit Myon- und Elektronkandidaten zugeordnet. Von dieser Klasse ausgehend werden nach einer Spurselektion Ereignisse mit mindestens zwei Myonen separiert. Weiterhin wird in diesem Kapitel ausgeführt, welche Anforderungen an die Myonkandidaten gestellt und welche Schnitte auf einzelne physikalische Größen gemacht werden, um die physikalisch interessanten J/Ψ-Ereignisse von dem auftretenden Untergrund zu trennen.

6.1 Selektion guter Spuren im Spurkammersystem

Im Rekonstruktionsprogramm von H1 (H1REC) sind die Anforderungen an Spuren sehr schwach gewählt, um eine hohe Rekonstruktionseffizienz zu erreichen. Fehler in der Ausleseelektronik können zu schlecht rekonstruierten Spuren führen. Diese Spuren und solche von sekundären Vertices gilt es aus der Analyse auszuschließen. In diesem Abschnitt werden weiterreichende Qualitätskriterien für rekonstruierte Spuren dargestellt. Dabei wird unterschieden zwischen zentralen Spuren, Spuren im vorderen Spurkammersystem und den sogenannten „kombinierten“ Spuren, die aus Spurstücken im zentralen als auch im vorderen Spurkammersystem zusammengesetzt sind.

Primärvertex

Das J/Ψ-Meson hat eine mittlere Lebensdauer von $1 \cdot 10^{-20}\, s$. Wenn es mit einem Verzweigungsverhältnis von 6% in zwei Myonen zerfällt, kann man bei der Meßgenauigkeit, die bei H1 erreicht wird, davon ausgehen, daß die beiden Myonen am Primärvertex entstanden sind.
Für die Analyse stehen bei H1 zwei DST-Banken mit Spurparametern der im Spurkammersystem rekonstruierten Spuren zur Verfügung. Die DTNV-Bank enthält Parameter aller in den Spurkammern rekonstruierten Spuren, die DTRA-Bank dagegen nur solche

von Spuren, die an einen Vertex angepaßt werden können. Zur Klassifikation als „gute“ Spur werden in dieser Arbeit nur Spuren der DTRA-Bank, die vom Primärvertex stammen, zugelassen.

Impuls der rekonstruierten Spur

Damit ein Teilchen das Spurkammersystem durchdringen kann, wird für gute zentrale und kombinierte Spuren ein Mindestimpuls von $p \geq 0.2\,GeV$ und für gute Vorwärtsspuren ein Mindestimpuls von $p \geq 0.8\,GeV$ gefordert.
Diese Schnitte sind nur zur Unterdrückung schlechter Spuren gedacht und haben keine Auswirkung auf die Myonselektion, da Teilchen mit diesen Mindestimpulsen spätestens im elektromagnetischen Kalorimeter gestoppt werden und daher keine Myonidentifikation möglich ist (s. Kapitel 5).

Anzahl angesprochener Module in den vorderen Spurkammern

In Abschnitt 3.2.1 wurde bereits erläutert, daß von H1REC auch einzelne primäre oder sekundäre Spursegmente in den Vorwärtsspurkammern gespeichert werden. Da es sich bei einzelnen Spursegmenten um planare Segmente handelt, in denen der Impuls einer Spur nur ungenau bestimmt wird, ist es sinnvoll, eine Mindestanzahl von zwei angesprochenen Modulen in den vorderen Spurkammern zu fordern. Dieser Schnitt wurde bereits in [Mey95] erprobt.
Da die Impulsauflösung einer Spur quadratisch von der Länge der Spur und nur von der Wurzel der Anzahl der Meßpunkte abhängt [Bur93], liefern nach [Mey95] bereits Spuren mit nur zwei planaren Segmenten brauchbare Impulsauflösungen. Abbildung 6.1 zeigt, daß selbst nach einer Vertexanpassung die Spuren mit einem planaren Segment im Mittel eine etwas schlechtere Impulsauflösung aufweisen als solche mit mehreren Segmenten. Aus diesem Grund und aus Gründen der Konsistenz zu den Schnitten der Myonklasse (Tab. 6.2) werden auch in dieser Arbeit für gute Spuren in Vorwärtsrichtung mindestens zwei angesprochene Module verlangt. Dieser Schnitt bewirkt zusätzlich eine Reduktion des kombinatorischen Untergrundes bei der Suche nach J/Ψ-Mesonen.

Nur an den Primärvertex angepaßte Spuren	
Zentrale und kombinierte Spuren	$p \geq 0.2\,GeV$
Vorwärtsspuren	$p \geq 0.8\,GeV$ $N_{Module} \geq 2$

Tabelle 6.1: *Selektion guter Spuren im Spurkammersystem*

Im Rahmen dieser Arbeit wurde zudem untersucht, ob vertexangepaßte Spuren, deren bestes planares Segment in einem sekundären oder auch tertiärem Segment besteht, höhere relative Impulsfehler besitzen als Spuren mit primären Segmenten. Das Ergebnis dieser Untersuchung ist, daß Spuren verschiedener Segmentqualitäten keinen Unterschied in ihren relativen Impulsfehlern aufweisen und daher die Erweiterung der Analysedaten um qualitativ schlechtere Vorwärtsspuren für die J/Ψ-Suche in Vorwärtsrichtung eine Erhöhung der Statistik bewirkt.

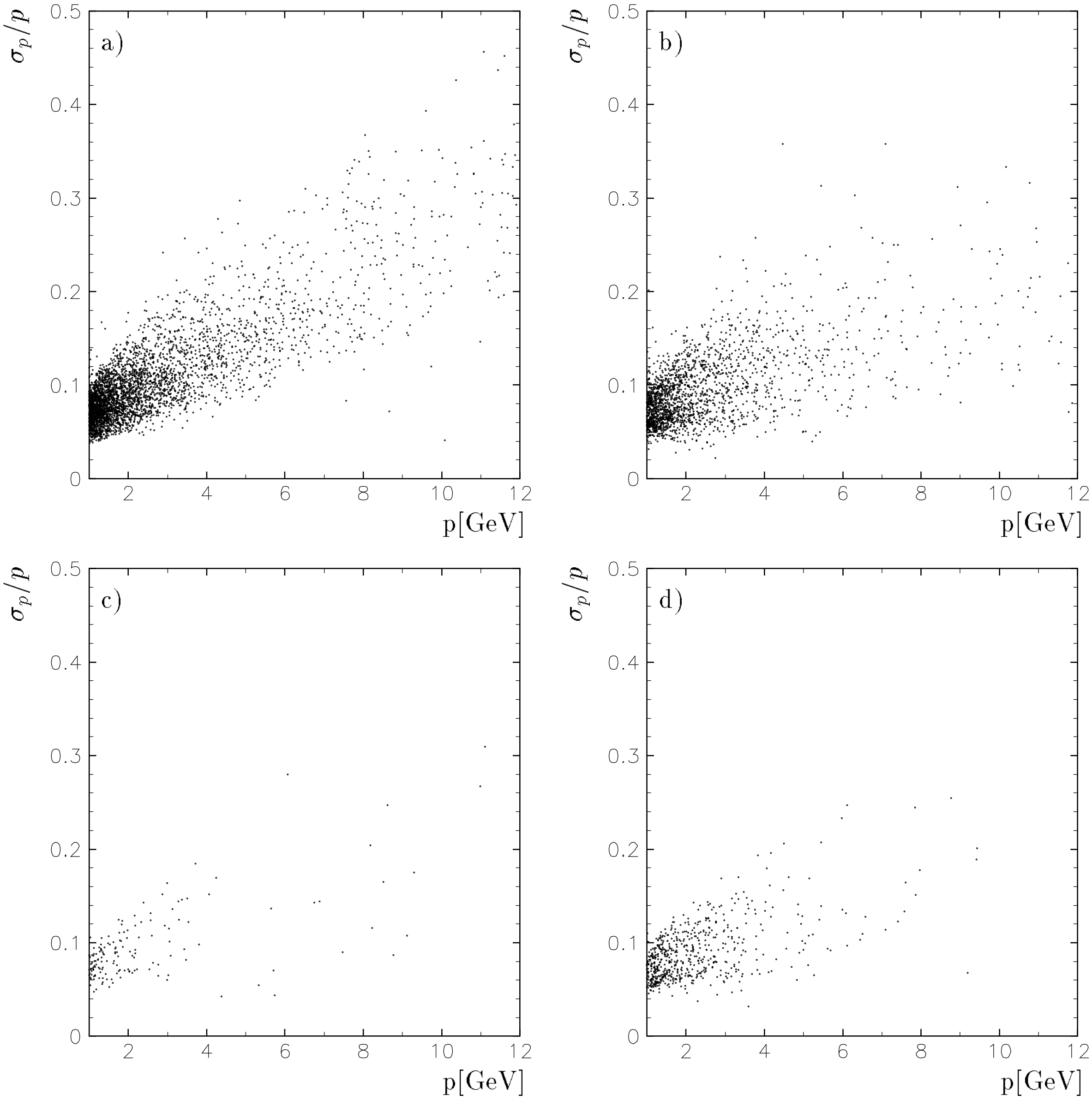

Abbildung 6.1: *Relativer Impulsfehler σ_p/p in Abhängigkeit vom Impuls p von vertexangepaßten Vorwärtsspuren aus 5000 Positron-Ereignissen. a) Spuren mit genau einem planaren Segment b) mit einem planaren und einem radialen Segment c) mit genau zwei planaren Segmenten d) mit zwei planaren und einem radialen Segment*

6.2 Vorselektion: Die Myonklasse

I	**Die Myonklasse enthält Ereignisse mit**	
	• 1 im Eisen oder FMD identifiziertem Myon	oder
	• mindestens 2 Myonen im Eisen, FMD oder LAr-Kalorimeter	oder
	• 1 Myon (im Eisen, FMD oder LAr) und mindestens 1 Elektron	oder
	• 1 Myon und ≤ 5 weitere Spuren im Spurkammersystem	oder
	• 1 Lepton und genau 1 weitere Spur im Spurkammersystem	
II	**Spuren im Spurkammersystem**	
	• Nur vertexangepaßte Spuren mit $\|z_0\| \leq 40\,cm$	
	• Kombinierte Spuren: Keine weiteren Schnitte	
	• Zentrale Spuren: ≥ 10 Treffer in den Spurkammern und $R_{Start} < 30\,cm$	
	• Vorwärtsspuren:	
	$\chi^2_{Vertex}/NDF < 20$	
	$\chi^2_{Spur}/NDF < 10$	
	$R_0 < 5.0\,cm$	
	$p \geq 1.0\,GeV$	
	$N_{Module} \geq 2$	
III	**Spuren im FMD**	
	• $\chi^2_{Fit} \leq 20$	
	• $\|\phi_{ein} - \phi_{aus}\| \leq 1.0\,rad$	
	• $-400\,cm \leq z_{Vertex} \leq 300\,cm$	
IV	**Spuren im instrumentierten Eisen**	
	• mindestens 6/2/3 (FEC/Barrel/BEC) Drahtlagen (ohne Myonboxen)	
	• $\rho \leq 100\,cm$	
V	**Verbindung der Spuren im Spurkammer- und Myonsystem**	
	• $P(\chi^2) \geq 0.001$	
VI	**Leptonidentifikation im LAr-Kalorimeter**	
	• Myon: mindestens normale Qualität	
	• Elektron: mindestens normale Qualität	
VII	**Schwache Reduktion kosmischer Myonen**	

Tabelle 6.2: *DST-Selektion der Myonklasse*

Die Daten bei H1 liegen in verschiedene physikalische Klassen eingeteilt für die Analyse vor. Eine ist die Klasse 24, die wiederum aus einer Elektron- und einer Myonklasse besteht. Ein Ereignis wird dieser Myonklasse zugeordnet, wenn es den in Tabelle 6.2 aufgeführten Bedingungen genügt. Da diese Arbeit sich mit dem Zerfall des J/Ψ in Myonen beschäftigt, bildet die Myonklasse einen guten Ausgangspunkt für die Datenselektion. Die hierfür relevanten Größen in Vorwärtsrichtung des Detektors und die darauf angewendeten Schnitte, die in Tabelle 6.2 aufgeführt sind, werden nun genauer erläutert. Da in dieser Arbeit nur die Myonidentifikationen im Eisen und im LAr-Kalorimeter zum Nachweis von J/Ψ-Mesonen benutzt werden, wird auf die Schnitte für die Elektronidentifikation (Teil VI der Tabelle 6.2) und auf die Schnitte auf die Spuren im FMD (Teil III) nicht eingegangen.

Selektion von Spuren im Spurkammersystem
(Teil II der Tabelle 6.2)

Um sicherzustellen, daß eine Spur ihren Ursprung tatsächlich am primären Vertex (dem *Ereignisvertex*) hat, wird eine **Vertexanpassung** der im Spurkammersystem rekonstruierten Spuren gefordert.

Für kombinierte Spuren wird nur ein Schnitt auf die z-Koordinate z_0 des Ereignisvertex durchgeführt. Dieser Schnitt lautet $|z_0| \leq 40\,cm$.

Für Vorwärtsspuren wird zusätzlich der Abstand R_0 in der x-y-Ebene zwischen extrapolierter Spur und Ereignisvertex verwendet, mit

$$R_0 = \sqrt{(x - x_{Vertex})^2 + (y - y_{Vertex})^2}.$$

x_{Vertex} und y_{Vertex} sind dabei die x- und y-Koordinate des Ereignisvertex, x und y sind die Koordinaten der im FTD rekonstruierten Spur an der z-Koordinate des Ereignisvertex. Es wird $R_0 < 5\,cm$ verlangt. Außerdem wird als Maß für die Verbindung einer Spur mit dem Ereignisvertex das χ^2_{Vertex} der Vertexanpassung benutzt. Der Schnitt zur Klassifikation eines Ereignisses in die Myonklasse lautet $\chi^2_{Vertex}/NDF < 20$. Dieser Schnitt wird an späterer Stelle für diese Arbeit auf $\chi^2_{Vertex}/NDF < 10$ verstärkt. Dabei bedeutet NDF die Zahl der Freiheitsgrade.

Das χ^2_{Spur} der **Spuranpassung** wird einerseits groß mit einer hinreichenden Anzahl schlechter Treffer und andererseits mit einer großen Zahl von Treffern auf langen Spuren. Auch hier ist es besser, auf das χ^2 dividiert durch die zugehörige Zahl der Freiheitsgrade zu schneiden. Dieser Schnitt für Vorwärtsspuren wird später ebenfalls mit $\chi^2_{Spur}/NDF < 8.5$ stärker gewählt als der, der für die Myonklasse verlangt wird.

Die Größen χ^2_{Vertex}/NDF und χ^2_{Spur}/NDF sind in Abbildung 6.2 dargestellt für Vorwärtsspuren, die als Eisenmyon oder gutes Kalorimetermyon ($MYQUAL \geq 3$) erkannt wurden und aus 5000 Ereignissen der Myonklasse mit mindestens zwei identifizierten Myonen (davon mindestens eines in Vorwärtsrichtung) stammen.

Auf den **Impuls** und die **Anzahl der angesprochenen Module** von Vorwärtsspuren wurde in der Selektion guter Spuren (Tabelle 6.1) bereits geschnitten. Die Myonklasse verlangt einen stärkeren Impulsschnitt von $p \geq 1.0\,GeV$.
Alle Größen sind für die verbleibenden Ereignisse nach der Selektion dieses Kapitels in den Abbildungen 7.3, 7.4 und 7.5 dargestellt.

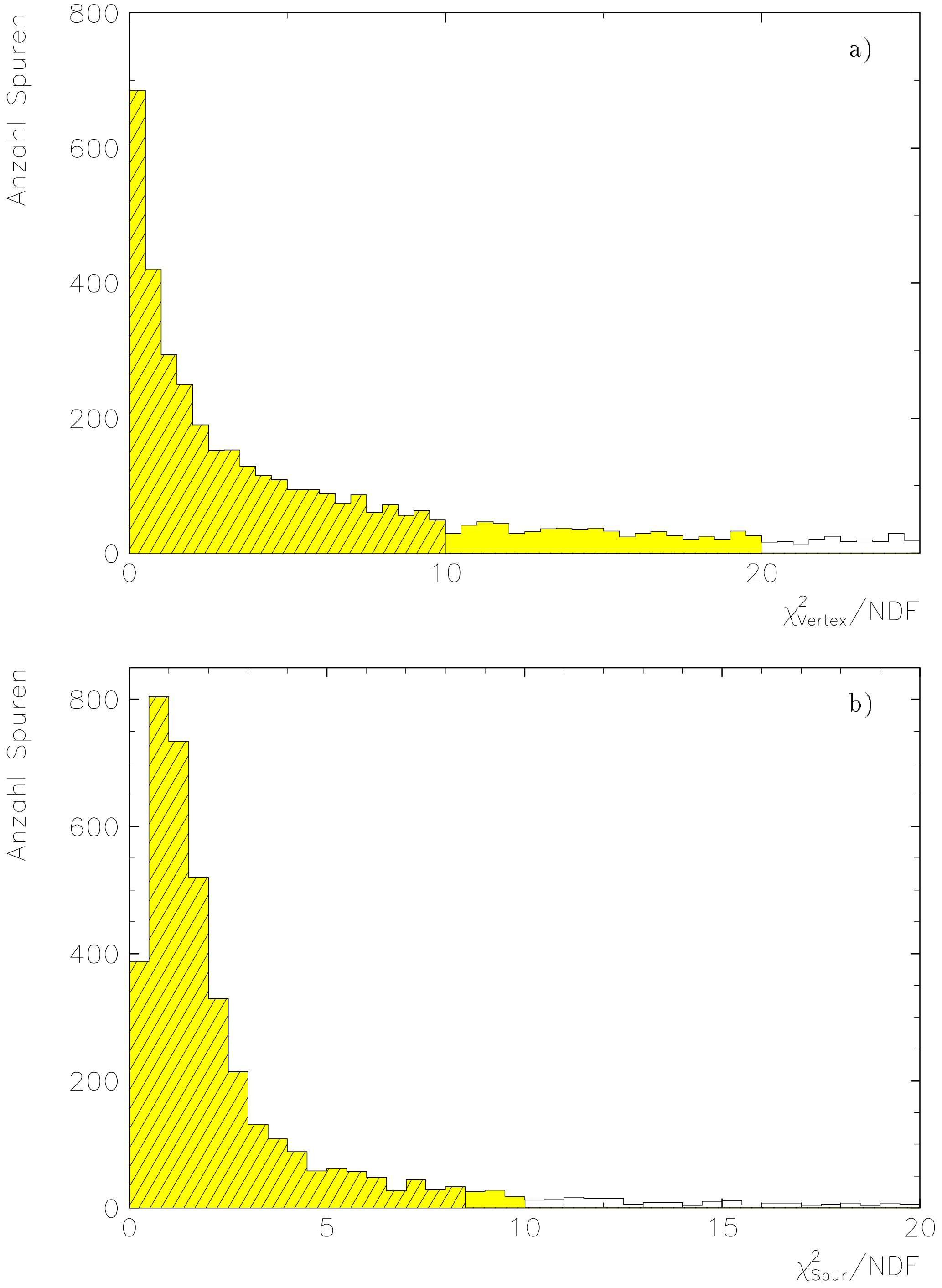

Abbildung 6.2: *a) χ^2_{Vertex}/NDF und b) χ^2_{Spur}/NDF für Spuren in den vorderen Spurkammern unterhalb von $\theta = 20°$, die als Myon mit $MYQUAL \geq 3$ identifiziert worden sind. Benutzt wurden 5000 Ereignisse der Myonklasse, die mindestens zwei Myonen enthalten, von denen eines in Vorwärtsrichtung erkannt wurde. Die Akzeptanzbereiche der Schnitte der Myonklasse sind grau unterlegt, die der späteren Selektion dieser Arbeit sind schraffiert dargestellt.*

Die Schnitte auf zentrale Spuren sind für diese Arbeit nicht von Interesse, da für die Myonen, die diese Vorselektion der Myonklasse erfüllen sollen, im Detektor ein Polarwinkelbereich $\theta \leq 20°$ verlangt wird. Im Kapitel 7 zeigt sich, daß diese Myonen nie alleine in den zentralen Spurkammern rekonstruiert werden (Tabelle 7.2).

Selektion von Spuren im instrumentierten Eisen
(Teil IV und V der Tabelle 6.2)

Ein Qualitätskriterium der Myonklasse für Spuren im instrumentierten Eisen ist die **Anzahl der angesprochenen Drahtlagen** auf einer Spur. Von maximal 16 angesprochenen Lagen werden in der vorderen Endkappe mindestestens 6 verlangt.
Auch für Eisenspuren der vorderen Endkappen wird eine **Vertexanpassung** an den Ereignisvertex gefordert. Dazu wird die Eisenspur ins Spurkammersystem extrapoliert, und dann werden die Abstände $\rho = |z - z_{vertex}|$ für die z-Koordinate am Ort $y = y_{vertex}$ und am Ort $x = x_{Vertex}$ berechnet. Für beide Abstände wird gefordert: $\rho \leq 100\,cm$.
Die **Wahrscheinlichkeit für die Verbindung der Spur** im Eisen mit der im Spurkammersystem muß für die Myonklasse den Schnitt $P(\chi^2) \geq 0.001$ erfüllen.

Myonidentifikation im LAr-Kalorimeter
(Teil VI der Tabelle 6.2)

Ein Ereignis muß kein Signal im Eisen oder FMD aufweisen, um in die Myonklasse eingeordnet zu werden (siehe Teil I der Tabelle 6.2). Dann müssen allerdings Leptonen im Kalorimeter nachgewiesen werden. Für ein im Kalorimeter erkanntes Myon wird mindestens normale Qualität (siehe Tabelle 5.1) gefordert.

6.3 Selektion von J/Ψ-Ereignissen mit geringer Spurmultiplizität

Myon 1 und Myon 2

In der vorliegenden Arbeit wird von nun ab zwischen den beiden zu selektierenden Zerfallsmyonen des J/Ψ unterschieden. Sie werden als Myon 1 und Myon 2 bezeichnet.
Das **Myon 1** soll im Detektor in einem Polarwinkelbereich von $\theta \leq 20°$ nachgewiesen werden. Dieses Myon soll als Eisenmyon oder als gutes Kalorimetermyon identifiziert worden sein ($MYQUAL_{Myon1} \geq 3$, siehe Abschnitt 5.3), und es soll die Selektionskriterien der Myonklasse erfüllen, d.h. *ein Ereignis soll wegen dieses Myons der Myonklasse zugeordnet werden.*
Ein weiteres Myon (**Myon 2**) soll unter beliebigem Winkel als Eisenmyon oder mindestens als normales Kalorimetermyon ($MYQUAL_{Myon2} \geq 2$) identifiziert werden. Für die invariante Masse des Myonpaares wird dabei $m_{\mu\mu} \geq 1.5\,GeV$ gefordert.

Von über 9 Millionen Positron-Ereignissen des Jahres 1994 verbleiben nach diesen Forderungen 17909 Ereignisse. Die Selektion ist an Punkt 2 der Tabelle 6.3 auf der letzten

Seite dieses Kapitels angelangt, die einen Überblick über die Schritte der Datenselektion gibt. In dieser Tabelle sind die Anzahlen verbleibender Ereignisse nach den verschiedenen Selektionsschritten aufgeführt. In der rechten Tabellenspalte stehen die Anzahlen verbleibender Ereignisse, die genau zwei *gute Teilchen* beinhalten. Der Begriff „gute Teilchen" wird später im Abschnitt 6.4 erläutert.
Die weiteren Selektionsschritte werden in der in Tabelle 6.3 aufgeführten Reihenfolge beschrieben.

Im Hinblick auf das Ziel der Selektion diffraktiver J/Ψ wird zusätzlich ein Schnitt auf die Spurmultiplizität eines Ereignisses eingeführt. Für die **Anzahl guter Spuren** $N_{guteSpuren}$ in einem Ereignis soll gelten: $N_{guteSpuren} \leq 10$ (Punkt 3 der Tabelle 6.3).

Untergrund durch kosmische Myonen

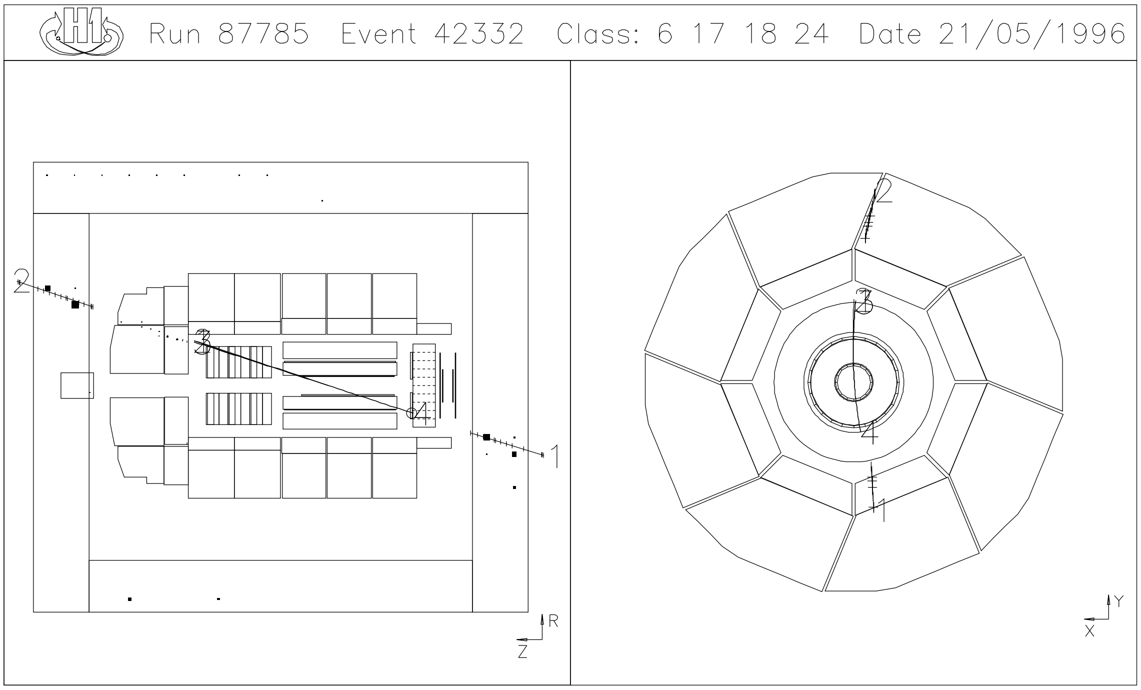

Abbildung 6.3: *Beispiel eines kosmischen Myons*

Myonen, die aus der kosmischen Höhenstrahlung kommend den H1–Detektor durchqueren, werden von H1REC häufig als Ereignisse mit zwei etwa kolinear zueinander auftretenden Myonspuren interpretiert. Sie bilden einen Großteil des Untergrundes. Abbildung 6.3 zeigt die Signatur eines kosmischen Myons im H1–Detektor. Als Spuren dargestellt sind zwei Eisenspuren und vier im Spurkammersystem rekonstruierte Spuren, von denen die Spuren 1, 2 und 3 die kombinierte, die reine Vorwärtsspur und die zentrale Spur ein und desselben Teilchens sind. Dieses Ereignis wurde von der bisherigen Selektion als Ereignis mit zwei Eisenmyonen erkannt, welches vier gute Spuren enthält.

Viele kosmische Myonen können schon durch die bereits besprochenen Vertexbedingungen an Spuren verworfen werden. Als weitere Schnittgröße gegen kosmische Myonen wird das Skalarprodukt der Einheitsvektoren in Richtung der beiden rekonstruierten Myonspuren definiert:

$$SKALAR = \sin\theta_1 \cos\phi_1 \cdot \sin\theta_2 \cos\phi_2 + \sin\theta_1 \sin\phi_1 \cdot \sin\theta_2 \sin\phi_2 + \cos\theta_1 \cdot \cos\theta_2$$

θ_1, ϕ_1 sind die Winkel der Spur von Myon 1 am Vertex, θ_2, ϕ_2 die der Spur des zweiten Myons.

Der Schnitt auf diese in Abbildung 6.4 dargestellte Größe lautet: $SKALAR > -0.996$, d.h. es werden nur Ereignisse zugelassen, in denen die beiden Myonspuren einen Winkel kleiner als 174.87° zueinander aufweisen.

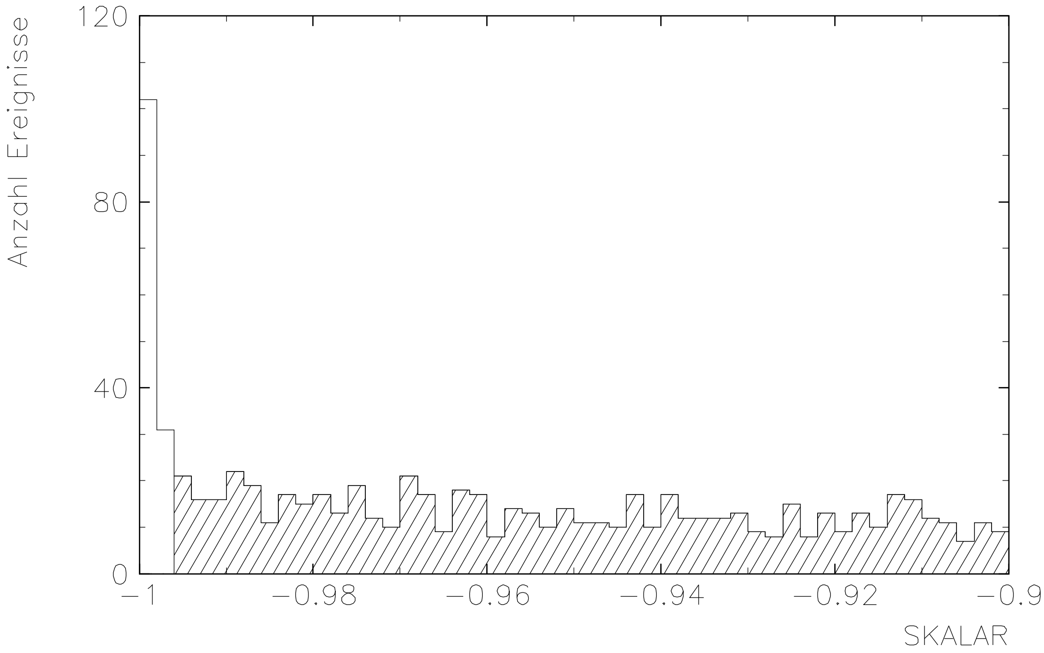

Abbildung 6.4: *Schnitt auf die Größe SKALAR. Der schraffiert gekennzeichnete Akzeptanzbereich reicht aufgrund der Definition des Skalarproduktes bis* $SKALAR = 1$.

Weitere Schnitte

Da das J/Ψ ungeladen ist, müssen dessen Zerfallsmyonen entgegengesetzte **Ladung** besitzen (Punkt 4 der Tabelle 6.3).

In Abbildung 6.5 ist die invariante Masse des Myonpaarsystems zweier Myonen entgegengesetzter Ladung dargestellt für verschiedene Multiplizitäten guter Spuren in den Ereignissen. Da bis zur **Spurmultiplizität** 6 ein gutes Signal im Massebereich des J/Ψ zu erkennen ist, wird an dieser Stelle ein erneuter Schnitt gemacht, um vorerst ein möglichst gutes Signal (auch nicht diffraktiver J/Ψ-Ereignisse) zu erreichen.

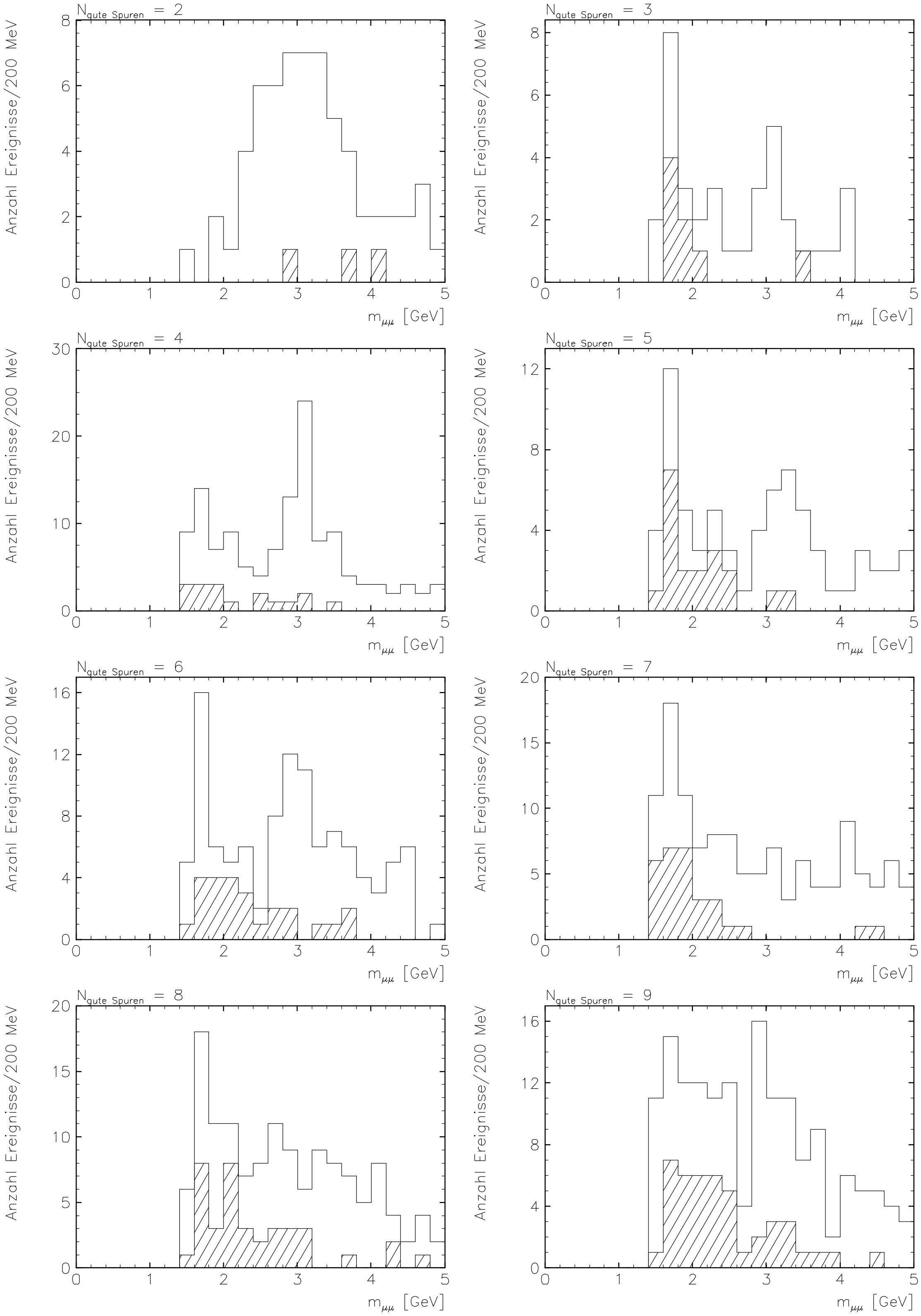

Abbildung 6.5: *Invariante Masse $m_{\mu\mu}$ für verschiedene Multiplizitäten guter Spuren $N_{guteSpuren}$ in den Ereignissen. Die Beiträge der Ereignisse mit $MYQUAL_{Myon2} = 2$ sind jeweils schraffiert dargestellt.*

Schraffiert dargestellt sind in der Abbildung zusätzlich diejenigen Ereignisse, in denen das zweite Myon nur als normales Kalorimetermyon ($MYQUAL_{Myon2} = 2$) erkannt wurde. Es ist deutlich sichtbar, daß diese Ereignisse kaum zum Signal des J/Ψ-Mesons, sondern im Wesentlichen zum Untergrund bei kleineren invarianten Massen beitragen. Daher wird der Schnitt auf die **Myonqualität des zweiten Myons** auf $MYQUAL_{Myon2} \geq 3$ gesetzt.

Wie schon in Abschnitt 6.2 erwähnt, werden die χ^2-Schnitte für **Vorwärtsspuren** gegenüber denen der Myonklasse etwas verschärft (Punkt 5 der Tabelle 6.3):

$$\chi^2_{Vertex}/NDF < 10$$
$$\chi^2_{Spur}/NDF < 8.5$$

Diese Bedingungen werden sowohl an Vorwärtsspuren des ersten, als auch an die des zweiten Myons gestellt, auch wenn das Myon durch eine kombinierte Spur beschrieben wird.

Da für das zweite Myon der gesamte θ-Bereich des Detektors zugelassen wird, ist es sinnvoll Qualitätskriterien an **zentrale Spuren des Myon 2** zu fordern. Bedingungen werden in dieser Arbeit an den radialen Abstand R_{Start} des ersten Treffers einer Spur vom Wechselwirkungspunkt aus gesehen und an die radiale Spurlänge R_{Len} der Spur gestellt:

$$R_{Start} < 30\,cm$$
$$R_{Len} > 13\,cm$$

Der Schnitt auf R_{Start} wurde aus der Myonklasse übernommen. Die Akzeptanz des Schnittes auf R_{Len} ist in Abb. 6.6 am Beispiel der bisher selektierten Ereignisse gezeigt.

Eine weitere Verbesserung des Verhältnisses von Signal zu Untergrund tritt ein, wenn man für **Vorwärtsspuren des zweiten Myons** die Bedingungen der Myonklasse (Tabelle 6.2) in Bezug auf R_0 und den Impuls von Spurkammerspuren und in Bezug auf die Schnitte für Eisenspuren fordert (Punkt 6 der Tabelle 6.3). Ereignisse, deren zweites Myon ein Vorwärtsmyon ist, welches die Kriterien der Myonklasse nicht erfüllt, tragen ebenfalls nur zum Untergrund kleinerer invarianter Massen bei (s. Abb. 6.7).

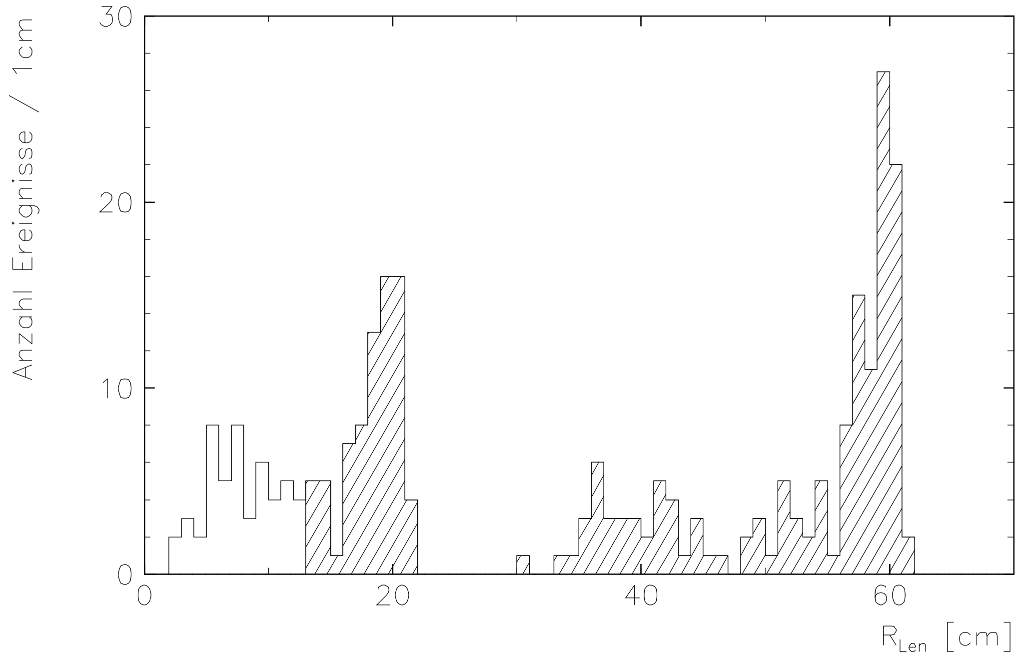

Abbildung 6.6: *Schnitt auf die radiale Spurlänge R_{Len} für zentrale Spuren*

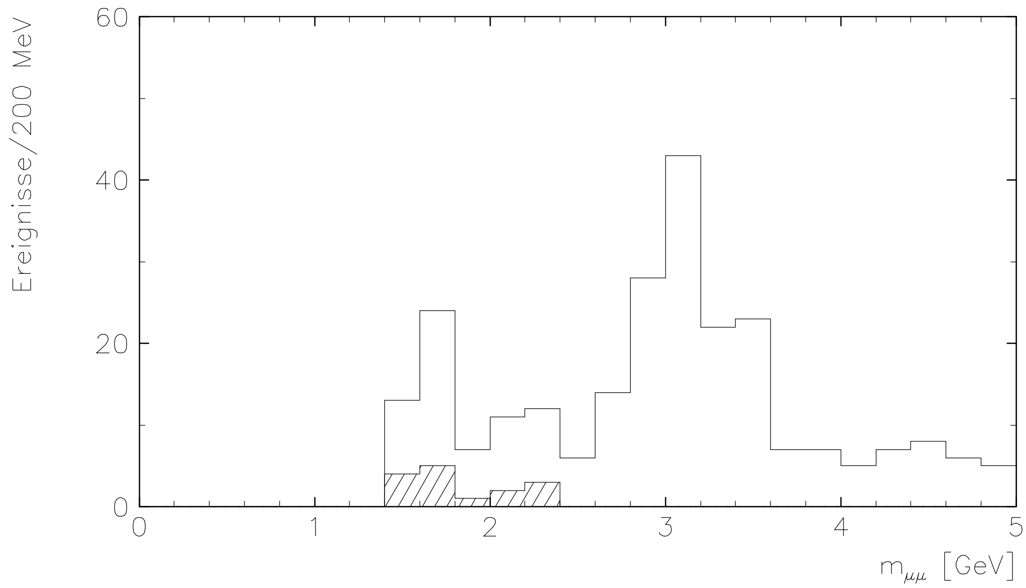

Abbildung 6.7: *Invariante Masse $m_{\mu\mu}$ der bisherigen Selektion. Schraffiert dargestellt ist der Beitrag der Ereignisse, in denen das Myon 2 ein Vorwärtsmyon ist, das nicht die Bedingungen der Myonklasse (Tab. 6.2) erfüllt.*

Damit ist die J/Ψ-Selektion für Ereignisse mit kleinen Spurmultiplizitäten abgeschlossen. Abbildung 6.8 a) zeigt die invariante Masse $m_{\mu\mu}$ von Myonpaaren dieser vollständigen Selektion im Bereich der Masse des J/Ψ-Mesons. Der Untergrund wird durch Myonpaare gleicher Ladung (schraffiert) gut beschrieben. An die Datenpunkte wurde eine Gaußkurve

$$G(x) = a \cdot e^{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}} \tag{6.1}$$

mit der Amplitude a dem Mittelwert μ und der Breite σ angepaßt. Die angepaßten Parameter und ihre statistischen Fehler sind:

$$a = 34.33 \pm 3.91 \quad \mu = (3.12 \pm 0.04)\, GeV \quad \sigma = (0.33 \pm 0.04)\, GeV$$

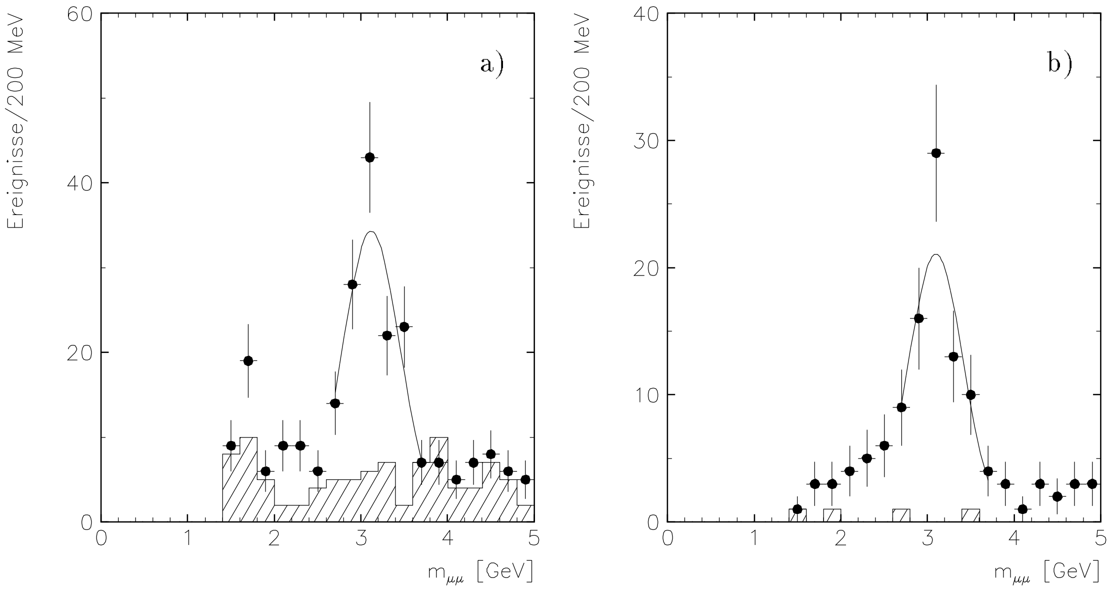

Abbildung 6.8: *Invariante Masse $m_{\mu\mu}$ von Myonpaaren der J/Ψ-Selektion aus a) Ereignissen mit geringer Spurmultiplizität ($N_{guteSpuren} \leq 6$) und b) Ereignissen mit $N_{guteTeilchen} = 2$. Schraffiert dargestellt ist der Untergrund durch Myonpaare gleicher Ladung, die die Selektion bis auf die Forderung nach entgegengesetzten Ladungen passieren. Ereignisse, die die volle Selektion erfüllen, sind als schwarze Punkte mit ihren statistischen Fehlern gezeigt. An diese wurde im Signalbereich eine Gaußkurve angepaßt.*

6.4 Selektion diffraktiver Ereignisse

Um diffraktive Ereignisse zu selektieren, wird gefordert, daß die guten Spuren, die in den Spurkammern rekonstruiert werden, nur von den beiden Myonen stammen. Es wurde bereits kurz darauf eingegangen, daß aufgrund eines Teilchens, das sowohl die zentralen als auch die vorderen Spurkammern durchdringt, bis zu drei Spuren rekonstruiert werden können, die alle in der DTRA-Bank aufgeführt werden. Zwei Myonen können folglich 2

bis 6 gute Spuren bilden. Diese Mehrfachzählung beim Auftreten kombinierter Spuren muß aufgehoben werden. Der Schnitt zum Erhalt diffraktiver Ereignisse wird auf die Anzahl „guter Teilchen“ $N_{guteTeilchen}$ gemacht (Punkt 7 der Tabelle 6.3). Dabei ist ein gutes Teilchen ein Teilchen, welches mindestens eine gute Spur im Detektor verursacht. Der Schnitt lautet: $N_{guteTeilchen} = 2$
Existiert zu einem Myon eine kombinierte Spur, dann wird immer diese benutzt.

In Abbildung 6.9 ist die invariante Masse der selektierten Myonpaare vor dem Schnitt auf $N_{guteTeilchen}$, jedoch getrennt nach den Multiplizitäten guter Teilchen in den Ereignissen dargestellt.

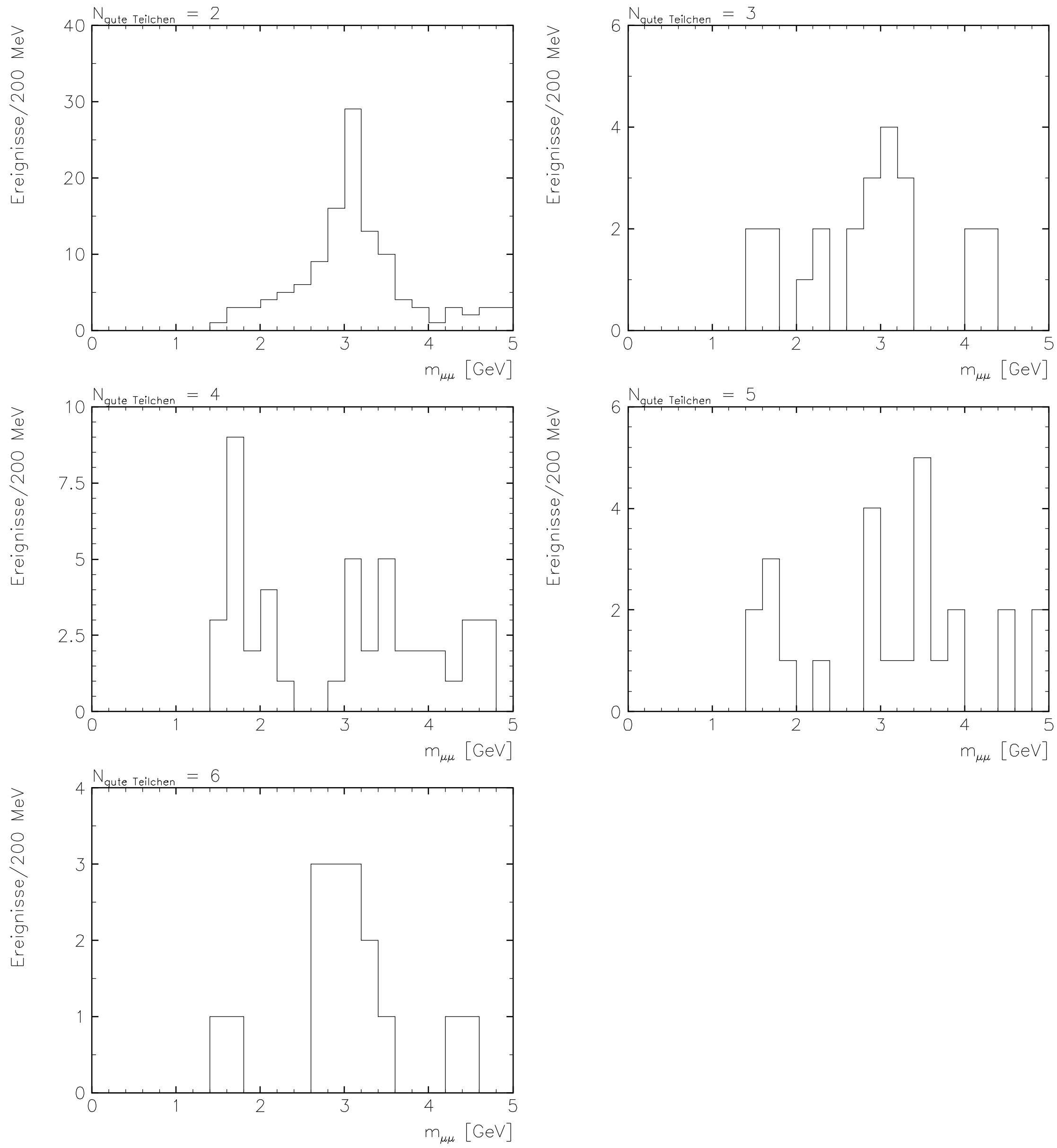

Abbildung 6.9: *Invariante Masse $m_{\mu\mu}$ für verschiedene Multiplizitäten guter Teilchen $N_{guteTeilchen}$ in den Ereignissen.*

Die invariante Masse $m_{\mu\mu}$ von Myonpaaren der Selektion inklusive dem diffraktiven Schnitt auf die Anzahl guter Teilchen ist in der Abbildung 6.8 b) gezeigt. Es ist zu erkennen, daß durch die Forderung nach genau zwei guten Spuren im Detektor der Untergrund durch Ereignisse mit gleichgeladenen Myonen fast ganz unterdrückt wird. Hier wurde an die Datenpunkte wiederum eine Gaußkurve angepaßt. Deren Parameter und statistische Fehler sind:

$$a = 21.06 \pm 3.24 \quad \mu = (3.10 \pm 0.04)\, GeV \quad \sigma = (0.31 \pm 0.04)\, GeV$$

Man kann bei den selektierten Ereignissen noch nicht davon ausgehen, daß es sich bei ihnen um diffraktive J/Ψ-Ereignisse handelt. Es muß noch untersucht werden, wieviel Energie im Detektor außerhalb der Myonspuren deponiert sein darf, damit ein Ereignis diffraktiver Natur ist.

Außerdem gilt es zu klären, wie man diffraktiv elastische Ereignisse von solchen mit Proton-Dissoziation unterscheiden kann.

Um diese Fragen zu beantworten, vergleicht man die gemessenen selektierten Daten mit Daten aus Monte-Carlo-Modellen. Dieser Vergleich folgt im nächsten Kapitel.

Schnitte der Datenselektion	Anzahl verbleibender Ereignisse	Anzahl Ereignisse mit $N_{guteTeilchen} = 2$
1 POSITRON-Daten 1994	9180977	
Klasse 24	938082	
Myonklasse	575748	
2 Spurselektion (Abschnitt 6.1) und Bedingungen an Myon 1 und Myon 2	17909	
3 $N_{guteSpuren} \leq 10$	2194	289
$SKALAR > -0.996$	2061	196
4 $N_{guteSpuren} \leq 6$	710	196
entgegengesetzte Ladung der Myonen	468	183
$MYQUAL_{Myon2} \geq 3$	396	174
5 Vorwärtsspuren beider Myonen: $\chi^2_{Vertex} < 10$ $\chi^2_{Spur} < 8.5$	339	146
Zentrale Spuren des Myon 2: $R_{Start} < 30\,cm$ $R_{Len} > 13\,cm$	285	138
6 Falls Myon 2 reine Vorwärtsspur: Myonklassifikation wie Myon 1	270	137
7 $N_{guteTeilchen} = 2$	137	137

Tabelle 6.3: *Schritte der Datenselektion und die dazu gehörende Anzahl verbleibender Ereignisse. Von den letztendlich 137 Ereignissen sind 77 Ereignisse im Signalbereich* $2.6\,GeV < m_{\mu\mu} < 3.6\,GeV$*. In der rechten Spalte ist die Anzahl verbleibender Ereignisse aufgeführt, die die Bedingung* $N_{guteTeilchen} = 2$ *erfüllen.*

Kapitel 7

Ergebnisse

Dieses Kapitel beginnt mit einigen statistischen Auswertungen der 77 Ereignisse im J/Ψ-Massebereich der vollständigen Datenselektion des Kapitels 6. Danach werden Verteilungen relevanter Größen dieser Ereignisse gezeigt und mit aus dem DIFFVM-Monte-Carlo generierten und rekonstruierten Daten verglichen. Aus den simulierten Ereignissen werden weitere Schnitte zur Selektion diffraktiver J/Ψ-Ereignisse entwickelt. Es wird eine Unterscheidung zwischen diffraktiv elastischen Ereignissen und solchen mit Proton-Dissoziation erarbeitet und schließlich werden ep- und γp-Wirkungsquerschnitte für die Erzeugung diffraktiver J/Ψ-Mesonen im Bereich $20\,GeV < W_{\gamma p} < 50\,GeV$ berechnet.

7.1 Die 77 Ereignisse im J/Ψ-Massebereich

Nach der kompletten Datenselektion des Kapitels 6 verbleiben 77 Ereignisse im Bereich $2.6\,GeV < m_{\mu\mu} < 3.6\,GeV$. Tabelle 7.1 gibt Auskunft darüber, ob die identifizierten Myonen nur im Eisen, nur im Kalorimeter, oder ob sie in beiden erkannt wurden. Die Verteilung der Myonspuren der 77 J/Ψ-Kandidaten auf die verschiedenen Spurkammersysteme ist in Tabelle 7.2 aufgeführt.

Myon 2 / **Myon 1**	Eisen und Kalorimeter	Eisen	Kalorimeter
Eisen und Kalorimeter	14	19	13
Eisen	8	4	4
Kalorimeter	5	10	0

Tabelle 7.1: *Verteilung der Myonen in den 77 Ereignissen auf die Art ihrer Identifikation*

Myon 2 / **Myon 1**	Vorwärtsspur	Kombinierte Spur	Zentrale Spur
Vorwärtsspur	3	6	24
Kombinierte Spur	4	10	30

Tabelle 7.2: *Verteilung der Myonspuren in den 77 Ereignissen auf die verschiedenen Spurkammersysteme*

Die Abbildung 7.1 zeigt nochmals die invariante Masse der Myonpaare nach der vollständigen Datenselektion. Die Ereignisse sind jedoch getrennt nach unterschiedlichen Verteilungen der beiden Myonspuren auf die verschiedenen Spurkammersysteme aufgeführt.

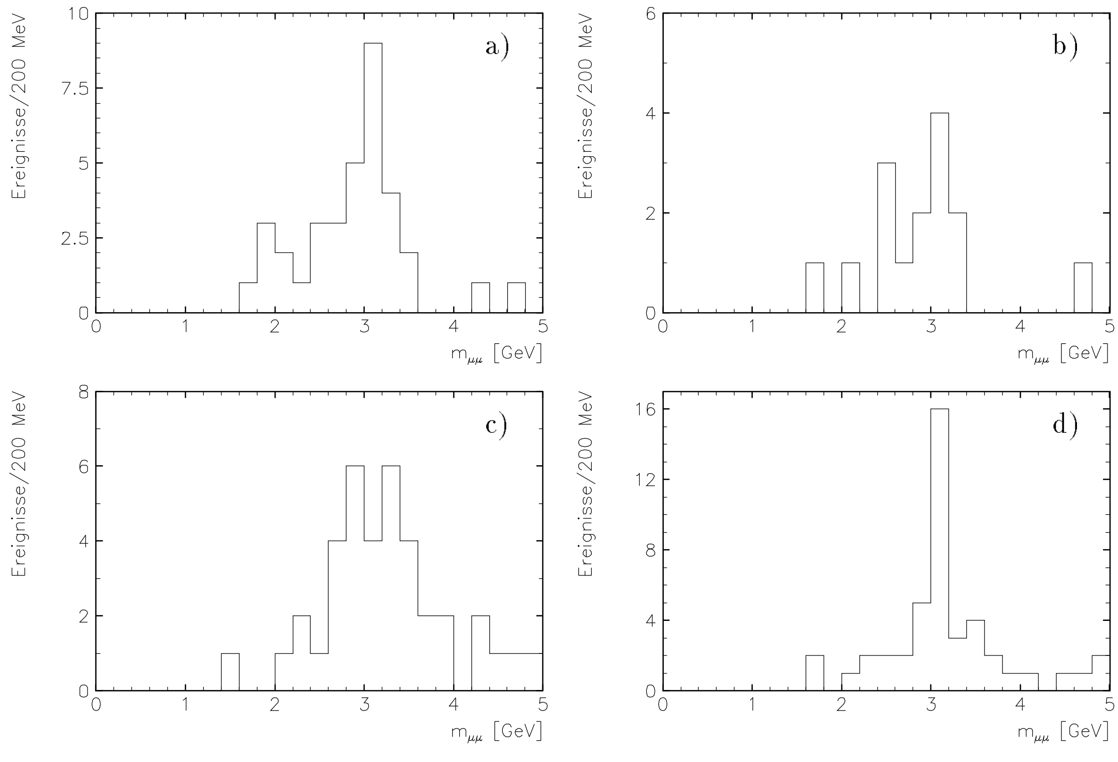

Abbildung 7.1: *Invariante Masse $m_{\mu\mu}$ für verschiedene Verteilungen der Myonspuren auf die Spurkammersysteme. a) Beide Myonspuren sind Vorwärts- oder kombinierte Spuren. b) Die erste Myonspur ist eine Vorwärtsspur, die zweite eine Vorwärts- oder kombinierte Spur. c) Die erste Myonspur ist eine Vorwärts-, die zweite eine zentrale Spur. d) Die erste Myonspur ist eine kombinierte, die zweite eine zentrale Spur.*

Die folgende Tabelle 7.3 gibt Aufschluß darüber, wieviele der 77 J/Ψ-Kandidaten selektiert worden wären ohne die Kalorimetermyonerkennung und ohne die Tatsache, daß 1994 auch sekundäre und tertiäre Spursegmente in den vorderen Spurkammern berücksichtigt wurden.

	Anzahl der Ereignisse innerhalb $2.6\,GeV < m_{\mu\mu} < 3.6\,GeV$ nach kompletter Datenselektion
ohne Kalorimetermyonerkennung	45
ohne sekundäre und tertiäre Spursegmente im Vorwärtsspurkammersystem	65
ohne beides	**35**

Tabelle 7.3: *Ereignisanzahl ohne Kalorimetermyonen und Zulassung schlechterer Spursegmente in den vorderen Spurkammern.*

Durch die Einbeziehung dieser beiden Faktoren wurde die Anzahl der selektierten Ereignisse folglich *um 120% erhöht!*

Die Effizienz der Kalorimetermyonerkennung für das erste Myon unter $\theta = 20°$ für diese Selektion wird mit Hilfe der erkannten Eisenmyonen berechnet. Mit den Zahlen der Tabelle 7.1 beträgt sie etwa 74 %. Die Nachweiswahrscheinlichkeit von Eisenmyonen unter $\theta = 20°$ liegt anhand der erkannten Kalorimetermyonen bei ca. 75 %.

7.2 Vergleich: Daten und Monte-Carlo

Die aus den gemessenen Daten gewonnenen 77 Ereignisse mit J/Ψ-Kandidaten werden in diesem Abschnitt verglichen mit Monte-Carlo-Ereignisssen elastisch diffraktiver J/Ψ-Produktion und unelastisch diffraktiver J/Ψ-Produktion mit Proton-Dissoziation. Die Monte-Carlo-Ereignisse werden der gesamten in Kapitel 6 aufgeführten Selektion unterzogen. Die Tabellen 7.4, 7.5 und 7.6 entsprechen den Tabellen 7.1, 7.2 und 7.3, beinhalten aber aus den Monte-Carlo-Datensätzen gewonnene Verteilungen. Die beiden Monte-Carlo-Datensätze wurden dabei zusammengefaßt, da sie sich in Beziehung auf diese Verteilungen kaum voneinander unterscheiden. Zum besseren Vergleich mit den Daten wurde in den Tabellen die Anzahl der Monte-Carlo-Ereignisse jeweils auf 77 normiert.

Der Tabelle 7.4 ist zu entnehmen, daß die Nachweiswahrscheinlichkeiten sowohl für Eisen- als auch für Kalorimetermyonen unterhalb von $\theta = 20°$ in der Simulation etwa 85 % betragen.

Myon 2 / Myon 1	Eisen und Kalorimeter	Eisen	Kalorimeter
Eisen und Kalorimeter	17.9	6.5	32.7
Eisen	3.4	1.3	5.4
Kalorimeter	2.4	3.1	4.3

Tabelle 7.4: *Verteilung der Myonen aus Monte-Carlo-Ereignissen auf die Art ihrer Identifikation. Die Anzahl der Ereignisse wurde auf 77 normiert.*

Myon 2 / Myon 1	Vorwärtsspur	Kombinierte Spur	Zentrale Spur
Vorwärtsspur	6.0	6.5	31.5
Kombinierte Spur	2.4	4.7	25.9

Tabelle 7.5: *Verteilung der Myonspuren aus Monte-Carlo-Ereignissen auf die verschiedenen Spurkammersysteme. Die Anzahl der Ereignisse wurde auf 77 normiert.*

Das Myon 2 wird in der Simulation wesentlich häufiger nur als Kalorimetermyon und wesentlich seltener nur als Eisenmyon erkannt. Durch die Polarwinkel- und Impulsverteilung des zweiten Myons (Abbildungen 7.3 b) und d)) läßt sich dieser Unterschied erklären:

1. Das zweite Myon wird in den simulierten Ereignissen seltener im Rückwärtsbereich des Detektors nachgewiesen. Im Bereich der Endkappe werden Myonen fast nur als Eisenmyon erkannt.
2. Die p-Verteilung des Myon 2 zeigt für die Simulation mehr Einträge bei kleineren Impulsen, bei denen die Erkennung von Eisenmyonen noch nicht möglich ist.

Aus Tabelle 7.5 ist ersichtlich, daß die Anzahl der Ereignisse, in denen das Myon 1 nur in den vorderen Spurkammern rekonstruiert wird in der Simulation ca. 14 % höher ist als in den Daten. Dieser Unterschied läßt sich durch die geringe Verschiebung der θ-Verteilung des ersten Myons zu kleineren Werten bei den Monte-Carlo–Ereignissen verstehen (siehe Abb. 7.3 a), die aber noch im Rahmen der statistischen Fehler liegt.

	Anzahl der Ereignisse innerhalb $2.6\,GeV < m_{\mu\mu} < 3.6\,GeV$ nach kompletter Datenselektion
ohne Kalorimetermyonerkennung	29.1
ohne sekundäre und tertiäre Spursegmente im Vorwärtsspurkammersystem	66.6
ohne beides	**24.6**

Tabelle 7.6: *Mit der Simulation ermittelte Ereignisanzahl ohne Kalorimetermyonen und Zulassung schlechterer Spursegmente in den vorderen Spurkammern. Die Gesamtzahl der Ereignisse wurde auf 77 normiert.*

Die Anzahl der aus der Simulation entnommenen ohne die Kalorimetererkennung gefundenen Ereignisse in Tabelle 7.6 ist aufgrund der Verteilung der Myonen auf die Art ihrer Identifikation sehr klein. Die Anzahl der selektierten Ereignisse ohne die Zulassung schlechterer Spursegmente in den vorderen Spurkammern stimmt zwischen den Daten und der Simulation jedoch sehr gut überein.

Die Abbildung 7.2 zeigt für die simulierten Ereignisse mit Proton-Dissoziation die invariante Masse der Myonpaare nach der vollständigen Selektion des Kapitels 6. Sie entspricht der Abbildung 7.1. Die Ereignisse sind getrennt nach unterschiedlichen Verteilungen der beiden Myonspuren auf die verschiedenen Spurkammersysteme aufgeführt. Die gleichen Verteilungen für den elastischen Monte-Carlo-Datensatz unterscheiden sich qualitativ nicht von den hier abgebildeten und werden daher nicht extra dargestellt.
Auch im Monte-Carlo ergibt sich das beste (schmalste) Signal bei der Forderung, daß die erste Myonspur eine kombinierte und die zweite eine zentrale Spur ist (Abbildung 7.2 d). In den anderen Fällen, in denen mindestens eine Myonspur eine Vorwärtsspur ist, ist das Signal breiter.

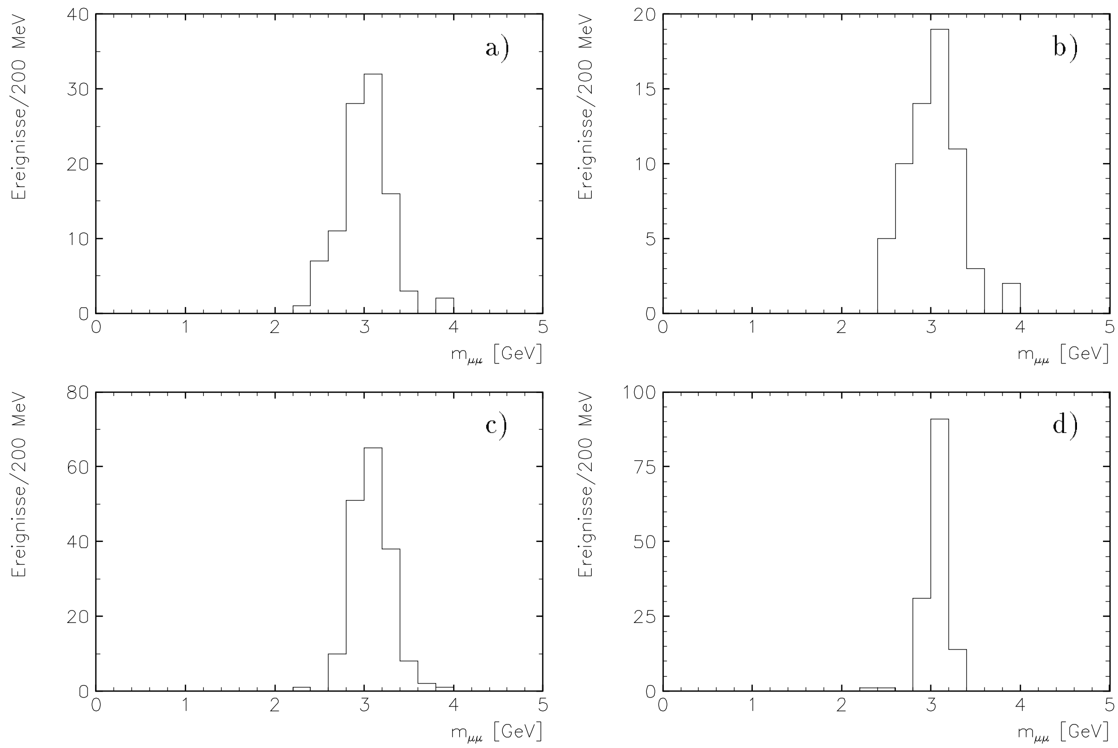

Abbildung 7.2: *Invariante Masse $m_{\mu\mu}$ für verschiedene Verteilungen der Myonspuren auf die Spurkammersysteme aus der Simulation. a) Beide Myonspuren sind Vorwärts- oder kombinierte Spuren. b) Die erste Myonspur ist eine Vorwärtsspur, die zweite eine Vorwärts- oder kombinierte Spur. c) Die erste Myonspur ist eine Vorwärts-, die zweite eine zentrale Spur. d) Die erste Myonspur ist eine kombinierte, die zweite eine zentrale Spur.*

Neben den bereits erwähnten Verteilungen stellen die Abbildungen 7.3 und 7.4 auf den nächsten beiden Seiten die Verteilungen einiger weiterer Größen dar. Die Anzahl der Monte-Carlo-Ereignisse, die die Selektion erfüllten, wurde auch hierbei jeweils auf 77 normiert.

Bis auf die χ^2-Verteilungen der Spur- und der Vertexanpassung von Vorwärtsspuren, die für die Simulation im Gegensatz zu den Daten bei kleinen Werten wesentlich mehr Einträge aufweisen, stimmen die anderen abgebildeten Verteilungen im Rahmen der Statistik mit den Daten überein.

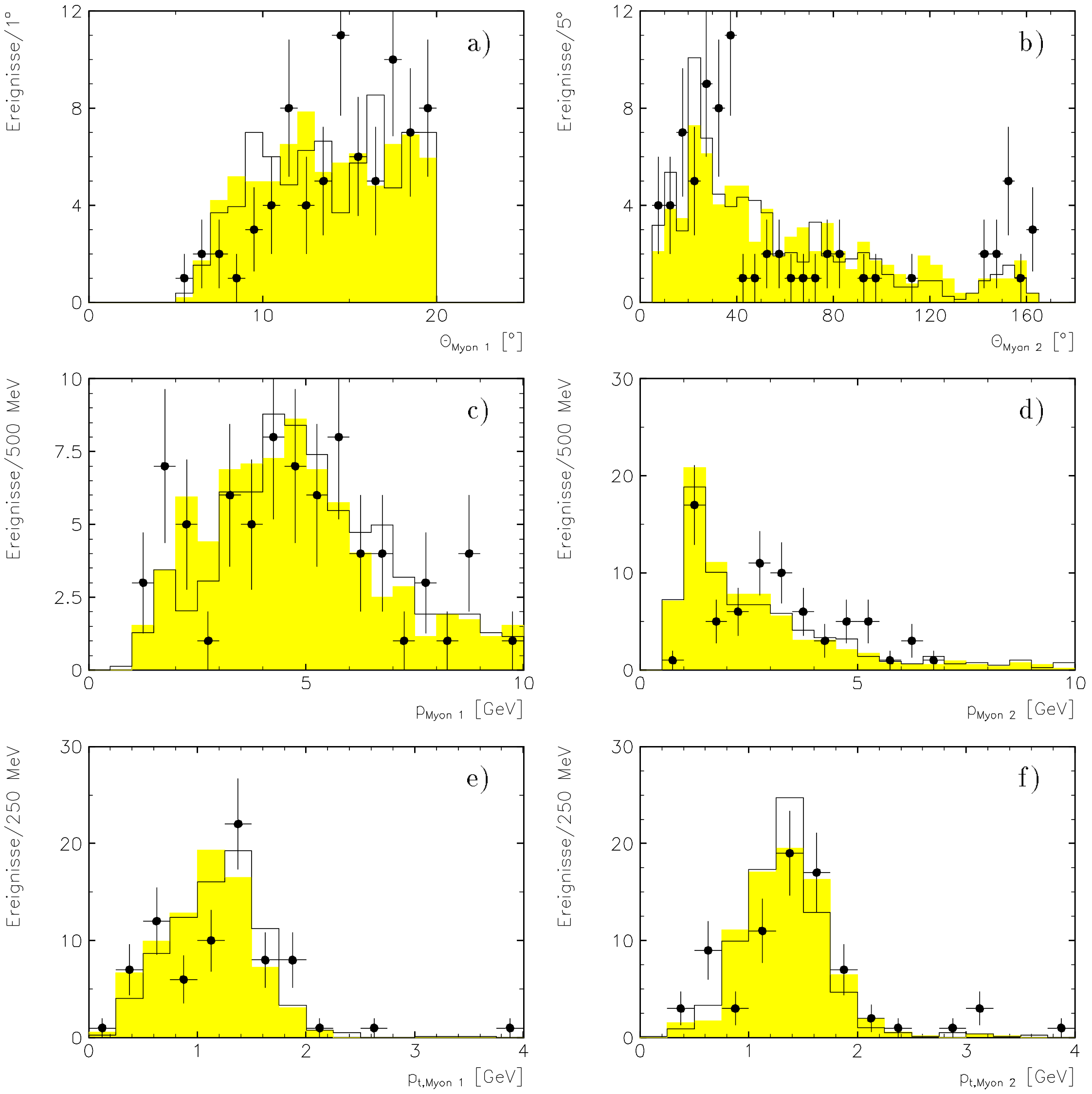

Abbildung 7.3: *Verteilungen topologischer und kinematischer Größen. Dargestellt sind a) der Polarwinkel des ersten und b) des zweiten Myons, c) der Gesamtimpuls des ersten und d) des zweiten Myons und e) der Transversalimpuls des Myons 1 und f) des Myons 2. Die schwarzen Punkte beschreiben die gemessenen 77 Ereignisse inklusive der statistischen Fehler. Die durchgezogene Verteilung stellt die elastische Simulation dar. Grau unterlegt ist die Verteilung der diffraktiv unelastischen Simulation mit Proton-Dissoziation. Die Anzahl der Monte-Carlo-Ereignisse wurde jeweils auf 77 normiert.*

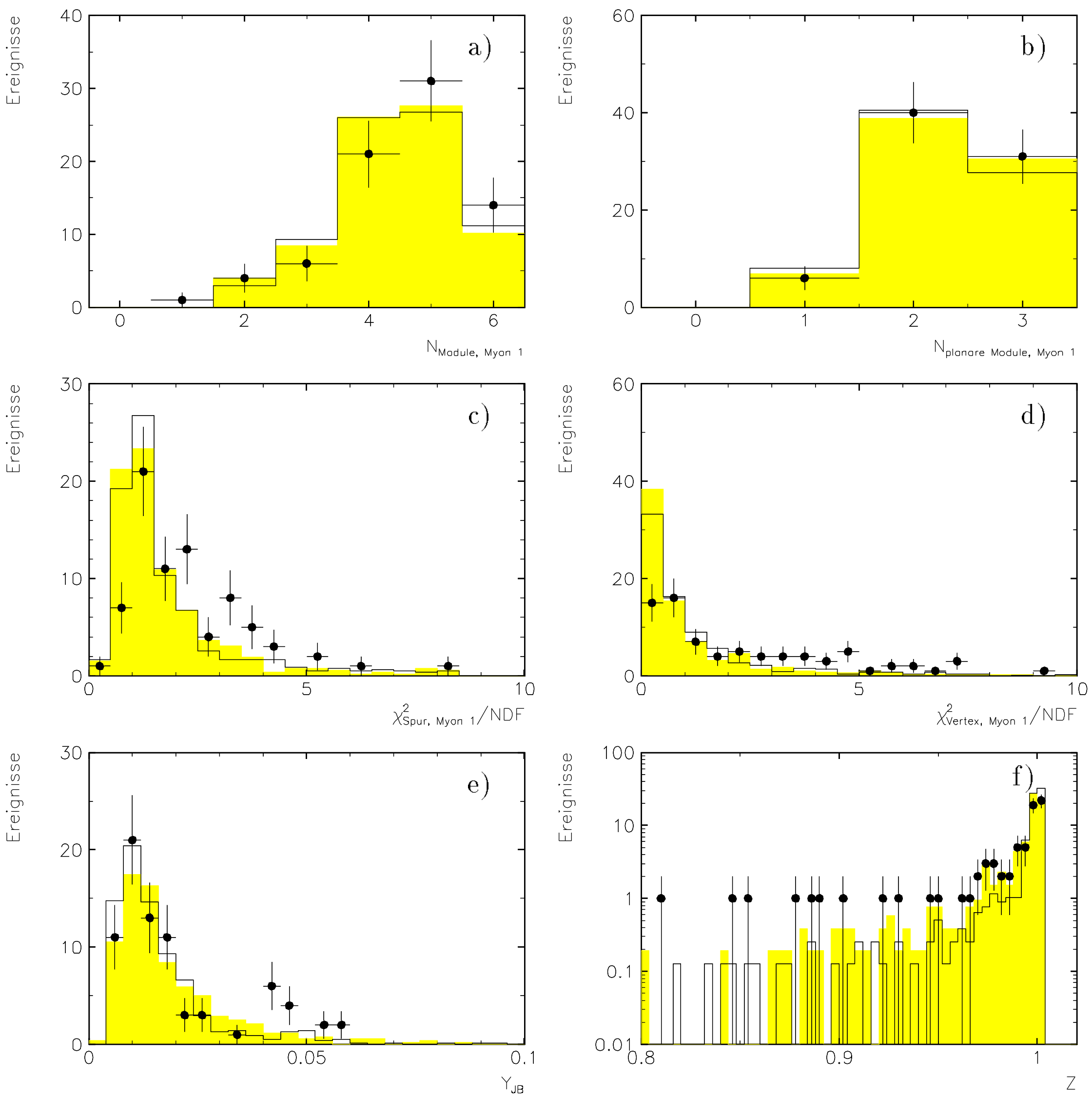

Abbildung 7.4: *Verteilungen weiterer relevanter Größen. Dargestellt sind a) die Anzahl aller Module und b) die Anzahl planarer Module, die im vorderen Spurkammersystem durch das erste Myon angesprochen haben. Weiterhin ist in c) das* χ^2 *der Spuranpassung und in d) das* χ^2 *der Vertexanpassung für die Vorwärtsspuren des Myon 1 gezeigt. Im Gegensatz zu den Schnitten auf* χ^2_{Spur} *und* χ^2_{Vertex} *wird der Schnitt auf* $N_{Module,Myon1}$ *nur gemacht, wenn die Myonspur des Myon 1 eine reine Vorwärtsspur ist. In e) ist der Energieübertrag vom Lepton auf das Proton (berechnet nach der Methode von Jacquet-Blondel) und in f) die Inelastizität dargestellt. Beschrieben sind die gemessenen Daten (schwarze Punkte), sowie die diffraktiv elastische (durchgezogene Verteilung) und die unelastische Simulation mit Proton-Dissoziation (grau). Die Anzahl der Monte-Carlo-Ereignisse wurden jeweils auf 77 normiert.*

Die Abbildung 7.5 zeigt die Verteilungen weiterer Größen, auf die zur Einordnung eines Ereignisses in die Myonklasse geschnitten wird (siehe Tabelle 6.2). Abbildung 7.5 a zeigt den Abstand R_0 in der x-y-Ebene zwischen der aus den vorderen Spurkammern extrapolierten Myonspur und dem Ereignisvertex. Die Verteilung enthält die 33 J/Ψ-Kandidaten, bei denen die Spur des Myon 1 nur als Vorwärtsspur rekonstruiert wurde (Tabelle 7.2). In den Abbildungen 7.5 a), b) und c) sind die 62 Ereignisse enthalten, in denen das erste Myon als Eisenmyon erkannt wird. Der Grund dafür, daß einige Ereignisse in diesen drei Abbildungen die Schnitte der Myonklasse auf Spuren im Eisen (siehe Teil IV der Tabelle 6.2) nicht erfüllen, ist, daß diese Ereignisse selektiert wurden, weil das Myon 1 als gutes Kalorimetermyon erkannt wurde.

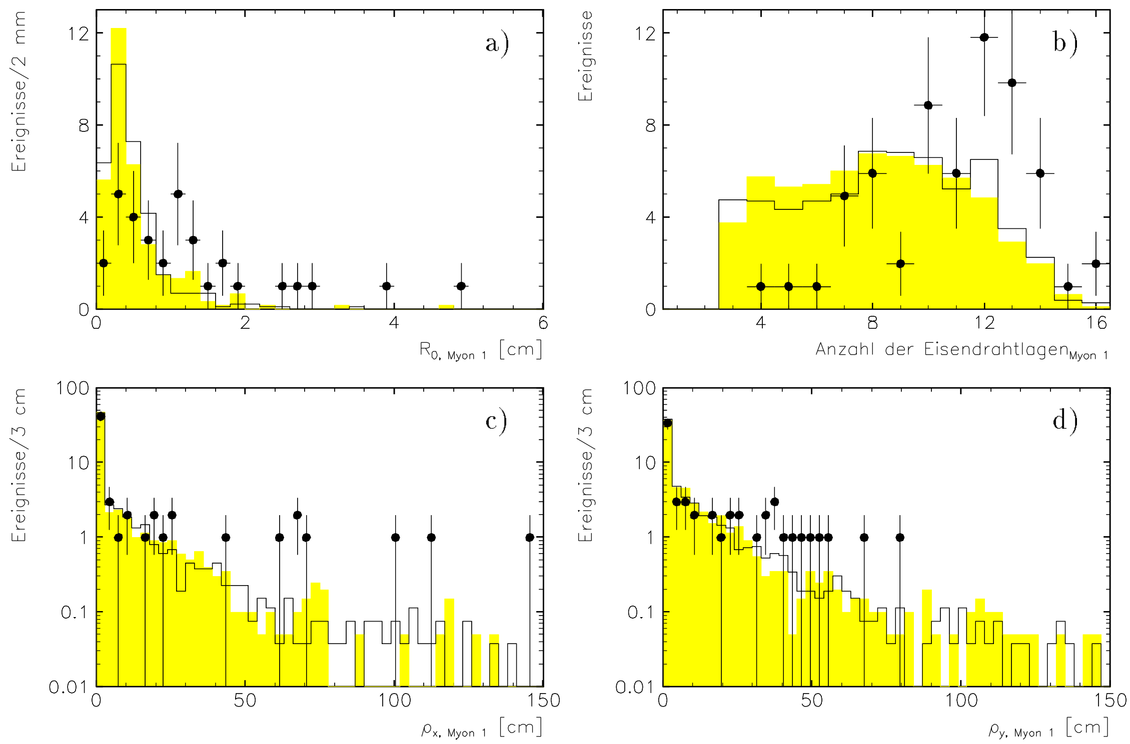

Abbildung 7.5: *Verteilungen weiterer Schnittgrößen des ersten Myons. a) Der Abstand R_0 in der x-y-Ebene zwischen der aus den vorderen Spurkammern extrapolierten Myonspur und dem Ereignisvertex. Dargestellt sind nur die Ereignisse, in denen die Myonspur des ersten Myons eine reine Vorwärtsspur ist, da nur in diesem Fall auf diese Größe geschnitten wird (s. Tab.6.2). b) Die Anzahl durch das Myon 1 angesprochener Drahtlagen im Eisen. c) Die Größen ρ_x und d) ρ_y werden zur Vertexanpassung der Myonspur im Eisen an den Ereignisvertex benutzt. In den Abbildungen b), c) und d) sind nur die Ereignisse dargestellt, in denen zum Myon 1 eine Spur im Eisen rekonstruiert wird. Die vier Größen sind im Abschnitt 6.2 erläutert. Dargestellt sind die gemessenen Daten (schwarze Punkte), sowie die diffraktiv elastische (durchgezogene Verteilung) und die unelastische Simulation mit Proton-Dissoziation (grau). Die Anzahl der Monte-Carlo-Ereignisse wurden in a) auf 33 und in b), c) und d) jeweils auf 62 normiert.*

7.3 Diffraktive Ereignisse

Für die Entwicklung weiterer Schnitte zur Selektion wirklich diffraktiver Ereignisse ist zur Verdeutlichung des Problems in Abbildung 7.6 eines der bisher selektierten Ereignisse dargestellt. Handelt es sich bei diesem Ereignis eventuell um ein diffraktiv unelastisches mit Proton-Dissoziation, oder ist im Kalorimeter außerhalb der beiden Myonspuren zuviel Energie deponiert?
In den vorderen Spurkammern sind fünf Spursegmente zu erkennen, die nicht an einen Vertex angepaßt und keiner der beiden Myonspuren zuzuordnen sind. Um herauszufinden, ob zusätzliche Spursegmente bei diffraktiven Ereignissen vorhanden sein dürfen und wieviel Energie im Detektor außerhalb der Myonspuren deponiert sein darf, werden einige Größen definiert, deren Verteilungen mit denen der Simulation verglichen werden:

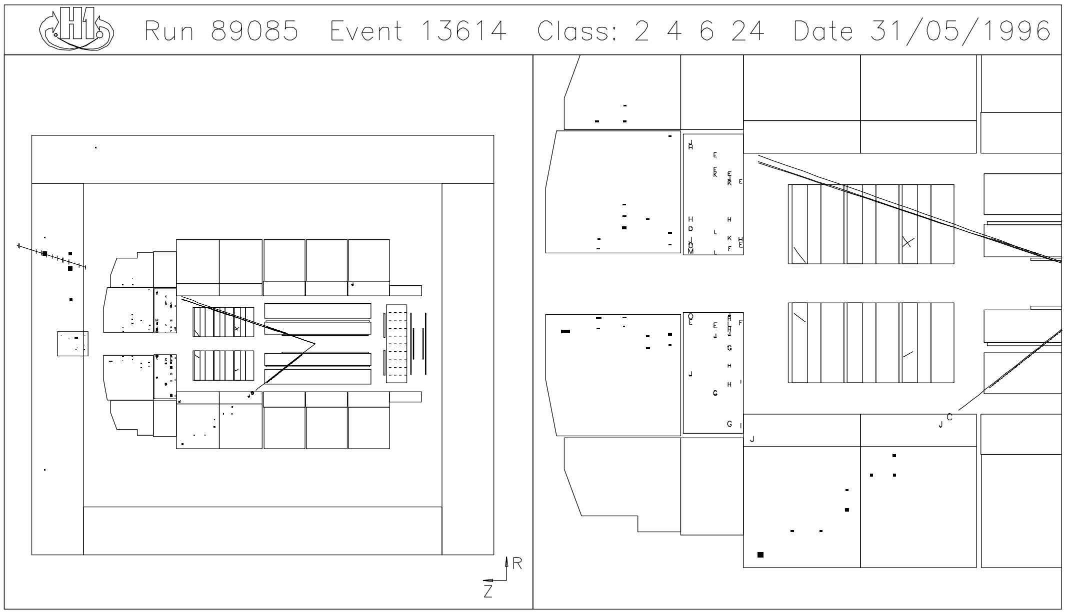

Abbildung 7.6: *Beispiel eines selektierten Ereignisses*

EARGON: Energiedeposition im Flüssig-Argon-Kalorimeter unterhalb eines Polarwinkels von $\theta = 10°$.
Falls ein Myon bei einem Polarwinkel $\theta_{Myon} < 10°$ erkannt wird, dann entspricht EARGON der aufsummierten Energie der angesprochenen Kalorimeterzellen im Bereich $\theta < \theta_{Myon}$.

EREST: Energiedeposition im gesamten Flüssig-Argon-Kalorimeter außerhalb der beiden Myonspuren. Dazu werden die beiden Spuren in das Kalorimeter extrapoliert und nur die Kalorimeterzellen außerhalb um die Spuren gelegter Schläuche mit Radien von $40\,cm$ ausgewertet.

RESTNV: Anzahl der nicht an einen Vertex angepaßten Spuren, die nicht einem der Myonen zugeordnet werden, sondern zusätzlich zu den Myonspuren rekonstruiert wurden.

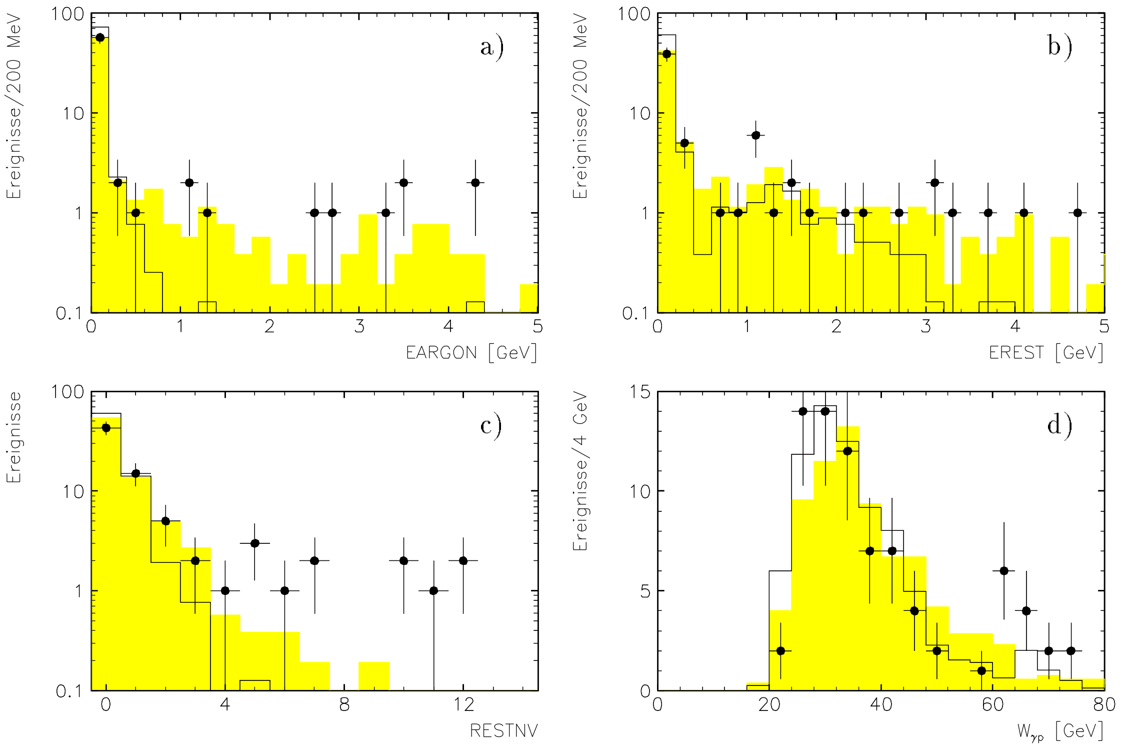

Abbildung 7.7: *a) EARGON, b) EREST, c) RESTNV und d) $W_{\gamma p}$ der diffraktiv unelastischen Simulation mit Proton-Dissoziation (grau), der elastisch diffraktiven Simulation (durchgezogene Linie) und der Daten (schwarze Punkte). EARGON, EREST, RESTNV sind in halblogarithmischer Darstellung aufgetragen. Die Anzahl der simulierten Ereignisse wurde jeweils auf 77 normiert.*

Die Verteilungen dieser drei definierten Größen sowie die $W_{\gamma p}$-Verteilung der selektierten J/Ψ-Kandidaten sind in Abbildung 7.7 gezeigt, in der die Anzahl der Monte-Carlo-Ereignisse wiederum auf 77 normiert wurde. Auch in diesen Verteilungen stimmen Daten und Simulation recht gut überein. Nicht zu erkennen ist, daß für die gemessenen Daten das Maximum von EARGON bei über 58 GeV und das von EREST bei etwa 63 GeV liegt. Bei $EREST > 10\,GeV$ liegen fast 12% der 77 Einträge. Bei diesen Ereignissen handelt es sich mit hoher Wahrscheinlichkeit um J/Ψ-Produktionsereignisse aus der Boson-Gluon-Fusion (BGF). Aus einem Datensatz simulierter BGF-Ereignisse wurden Ereignisse separiert, die die Selektion passieren und solche hohen EARGON- und EREST- Werte aufweisen.
In der diffraktiv unelastischen Simulation erreichen EARGON und EREST jeweils Werte bis zu 10 GeV. Oberhalb dieser Werte sind keine Einträge zu beobachten. Daher wird auf diese Größen jeweils bei 10 GeV geschnitten. Der Schnitt auf RESTNV erfolgt bei 5 zusätzlichen Spursegmenten. Weiterhin wird der $W_{\gamma p}$-Bereich eingeschränkt. In Tabelle 7.7 sind diese Bedingungen nochmals aufgeführt.

Diffraktive Schnitte
$EARGON < 10\,GeV$
$EREST < 10\,GeV$
$RESTNV < 5$
Kinematischer Schnitt auf den $W_{\gamma p}$-Bereich
$20\,GeV < W_{\gamma p} < 50\,GeV$

Tabelle 7.7: *Diffraktive Schnitte und Beschränkung des $W_{\gamma p}$-Bereiches*

Damit ist die Selektion diffraktiver Ereignisse abgeschlossen. Es verbleiben **79 Ereignisse im Bereich** $20\,GeV < W_{\gamma p} < 50\,GeV$, von denen 50 im Signalbereich des J/Ψ ($2.6\,GeV < m_{\mu\mu} < 3.6\,GeV$) liegen (siehe Abb. 7.8 a).

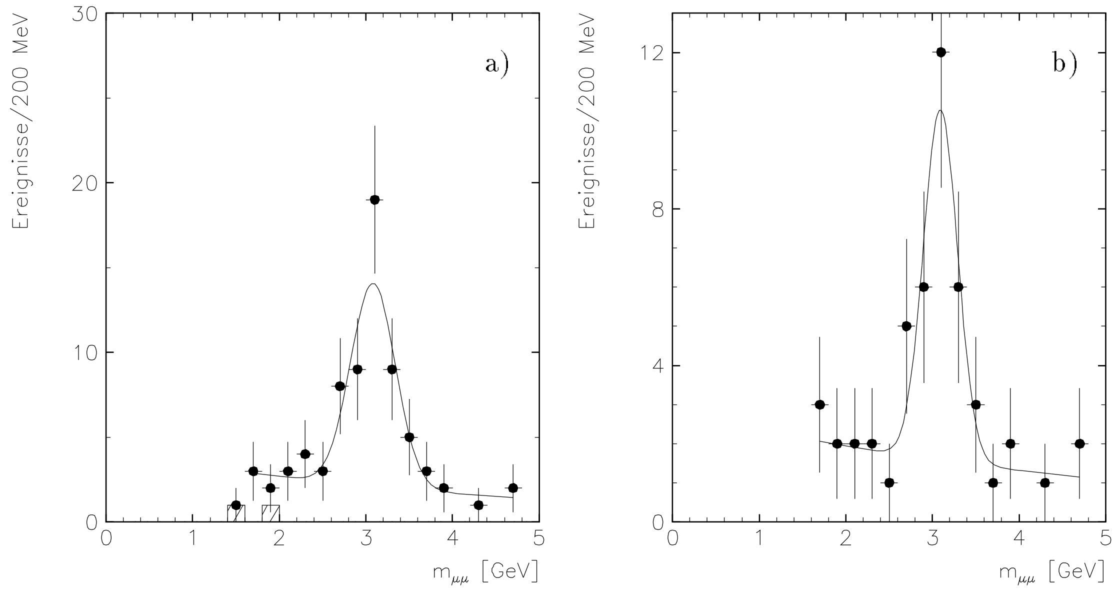

Abbildung 7.8: *Invariante Masse $m_{\mu\mu}$ von Myonpaaren der diffraktiven J/Ψ-Selektion im Bereich $20\,GeV < W_{\gamma p} < 50\,GeV$ a) ohne Subtriggerbedingung und b) mit Subtriggerbedingung. Schraffiert dargestellt ist der Untergrund durch Myonpaare gleicher Ladung, die die Selektion bis auf die Forderung nach entgegengesetzten Ladungen passieren. Ereignisse, die die volle Selektion erfüllen sind als schwarze Punkte mit ihren statistischen Fehlern eingezeichnet. An diese wurde eine Gaußverteilung und eine den Untergrund beschreibende Exponentialfunktion angepaßt.*

An das Massenspektrum wurde eine mit der Formel 6.1 bestimmte Gaußkurve mit exponentiell abfallendem Untergrund aus der Myonpaarbildung durch Photon-Photon-Wechselwirkung angepaßt. Die Parameter der Gaußverteilung und ihre statistischen Fehler sind:

$$a = 11.99 \pm 2.84 \quad \mu = (3.08 \pm 0.05)\,GeV \quad \sigma = (0.26 \pm 0.06)\,GeV$$

Der Untergrund wurde parametrisiert durch:

$$E(x) = e^{(1.46 \pm 0.66) + (-0.23 \pm 0.23) GeV^{-1} \cdot x}$$

7.4 Wirkungsquerschnitte

7.4.1 Subtrigger

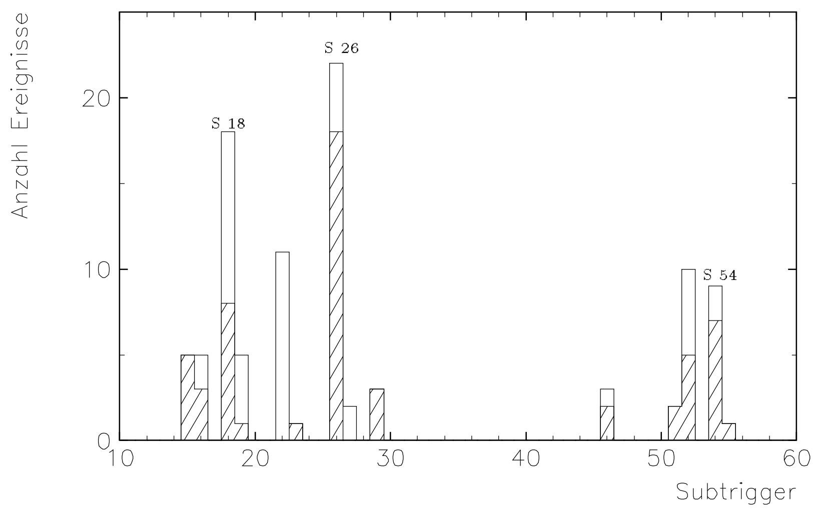

Abbildung 7.9: *Subtriggerverteilung der Ereignisse vor den Schnitten auf $EARGON, EREST, RESTNV$ und $W_{\gamma p}$. Schraffiert dargestellt ist die Verteilung nach dem Schnitt auf diese Größen.*

Die ep-Wirkungsquerschnitte zur Erzeugung diffraktiver J/Ψ-Mesonen werden berechnet mit Hilfe der Nachweiswahrscheinlichkeiten für das Auffinden eines Myons unterhalb von $\theta = 20°$ (α_θ) und für das Passieren sämtlicher Selektionsschritte der Datenanalyse ($\epsilon_{Analyse}$), die aus simulierten Monte-Carlo-Ereignissen bestimmt werden. Man benötigt außerdem die Wahrscheinlichkeit für das Ansprechen der verwendeten Subtrigger ($\epsilon_{Trigger}$). In Abbildung 7.9 sind die Subtriggerverteilungen der Ereignisse im Bereich $2.6\,GeV < m_{\mu\mu} < 3.6\,GeV$ vor und nach den Schnitten der Tabelle 7.7 dargestellt. Ein Ereignis kann durch mehrere Subtrigger getriggert werden. 64% der nach den Schnitten der Tabelle 7.7 im J/Ψ-Massebereich verbleibenden 50 Datenereignisse lösen Triggersignale in mindestens einem der drei Subtrigger **S 18**, **S 26** und **S 54** aus. Abbildung 7.8 b zeigt die invariante Masse von Myonpaaren der gesamten Selektion inklusive der Forderung nach diesen drei Subtriggern.

Die angepaßte Gaußverteilung wird beschrieben durch die Parameter

$$a = 8.96 \pm 2.86 \quad \mu = (3.09 \pm 0.06)\,GeV \quad \sigma = (0.19 \pm 0.06)\,GeV$$

mit einem exponentiell abfallenden Untergrund

$$E(x) = e^{(1.05\pm0.80)+(-0.19\pm0.27)GeV^{-1}\cdot x}$$

Im Signalbereich ($2.6\,GeV < m_{\mu\mu} < 3.6\,GeV$) ergibt sich dadurch ein Untergrund von 7.9 Ereignissen.

7.4.2 Nachweiswahrscheinlichkeiten der Analyseschritte

Tabelle 7.8 enthält die Anzahl verbleibender simulierter Ereignisse nach Anwendung einzelner Analyseschritte auf die beiden verwendeten Monte-Carlo-Datensätze. Die Bedingungen an den $W_{\gamma p}$-Bereich und an den θ-Bereich eines der beiden Myonen wurden bereits auf Generatorniveau gestellt. Hieraus ergeben sich die in Tabelle 7.9 mit ihren statistischen Fehlern aufgeführten Nachweiswahrscheinlichkeiten.

Analyseschritte	Diffraktiv elastische Simulation	Diffraktiv unelastische Simulation mit p-Dissoziation
Keine Selektion	N=10000	N=10000
$20\,GeV < W_{\gamma p} < 50\,GeV$	$N1_{EL} = 2037$	$N1_{PD} = 1147$
Ein Myon unterhalb $\theta = 20°$	$N2_{EL} = 1499$	$N2_{PD} = 861$
Selektion ohne Subtrigger	$N3_{EL} = 535$	$N3_{PD} = 317$
Selektion mit Subtrigger	$N4_{EL} = 58$	$N4_{PD} = 42$

Tabelle 7.8: *Anzahl simulierter Ereignisse nach einzelnen Analyseschritten.*

Die Nachweiswahrscheinlichkeit der verwendeten Subtigger ist sehr klein. Die simulierten Ereignisse werden zu über 80 % von Triggern getriggert, die aus Elementen von z-Vertex-Triggern und Driftkammertriggern bestehen und im Experiment aufgrund ihrer hohen Triggerraten um große Faktoren unterdrückt werden.
Der eigentliche Grund, weshalb die Anwendung der drei Subtrigger auf die selektierten Ereignisse derartig uneffizient ist, besteht darin, daß 1994 keine Verwendung von Triggerelementen vorgesehen war, um Myonen unterhalb eines Polarwinkels von $\theta = 20°$ zu erkennen. Der Beschreibung dieser Subtrigger in Abschnitt 3.2.5 ist zu entnehmen, daß

Analyseschritte	**Wahrscheinlichkeit in %**	
	Diffraktiv elastische Simulation	Diffraktiv unelastische Simulation
Ein Myon unterhalb $\theta = 20°$	$\alpha_{\theta,EL} = 73.59 \pm 0.98$	$\alpha_{\theta,PD} = 75.06 \pm 1.28$
Selektion ohne Subtrigger	$\epsilon_{Selektion,EL} = 35.69 \pm 1.24$	$\epsilon_{Selektion,PD} = 36.82 \pm 1.64$
Subtrigger	$\epsilon_{Trigger,EL} = 10.84 \pm 1.34$	$\epsilon_{Selektion,PD} = 13.25 \pm 1.90$
Gesamt	$\epsilon_{Ges,EL} = 2.85 \pm 0.37$	$\epsilon_{Ges,PD} = 3.66 \pm 0.54$

Tabelle 7.9: *Nachweiswahrscheinlichkeit für einzelne Analyseschritte mit den zugehörigen statistischen Fehlern*

ein Ereignis nie durch das Myon 1 alleine getriggert werden kann. Die genannten Subtrigger benötigen das Myon 2, um ausgelöst zu werden. Auf dieses Myon werden in der Selektion dieser Arbeit in Bezug auf die angesprochenen Eisenlagen keine Qualitätsanforderungen gestellt. Um aber im Myontrigger ein Signal auszulösen, muß es ein Eisenmyon sein und mindestens drei von fünf bestimmten Lagen angesprochen haben. Davon sind die Subtrigger **S 18** und **S 26** betroffen. **S 54** wird nur ausgelöst, wenn beide Myonspuren das zentrale Spurkammersystem durchqueren und zudem noch koplanar angeordnet sind. Die geringe Nachweiswahrscheinlichkeit der Subtrigger bei dieser Selektion ist also durchaus zu verstehen.

7.4.3 Die Vorwärtsselektion: Elastische und unelastische Ereignisse

Es verbleibt noch die Trennung der elastischen Ereignisse von denen mit Proton-Dissoziation, um die einzelnen Wirkungsquerschnitte beider Fälle bestimmen zu können. Für diese Trennung werden die in Tabelle 7.10 aufgeführten Unterscheidungskriterien in Vorwärtsrichtung des Detektors herangezogen, um elastische Ereignisse zu separieren. Es wäre gut, auch das Vorwärts-Myon-System in die Vorwärtsselektion mit einbeziehen zu können. Die DST-Daten beinhalten jedoch nur Informationen über die Anzahl von Treffern und Trefferpaaren in den einzelnen Lagen des FMD. Ein Schnitt auf diese Größen ist bei dieser Selektion nicht möglich, da das Myon 1 selbst das Ansprechen des FMD verursachen kann.

Mit dieser Vorwärtsselektion werden von den $N4_{EL} = 58$ Ereignissen der diffraktiv elastischen Simulation $N5_{EL} = 51$ Ereignisse als elastisch erkannt. Es verbleiben $N6_{EL} = 7$ Ereignisse, die als unelastische Ereignisse mit Proton-Dissoziation fehlinterpretiert werden.
Von den $N4_{PD} = 42$ Ereignissen der unelastischen Simulation werden $N5_{PD} = 17$ als elastisch fehlidentifiziert und $N6_{PD} = 25$ Ereignisse richtig als Protondissoziationsereignisse erkannt. Diese Ereignisanzahlen sind nochmal in Tabelle 7.11 aufgeführt. Es lassen

sich nun die vier in Tabelle 7.12 aufgeführten Nachweiswahrscheinlichkeiten berechnen, die zur Bestimmung der ep-Wirkungsquerschnitte benötigt werden.
Der hohe Anteil $N5_{PD}$ an falsch erkannten elastischen Ereignissen ist darauf zurückzuführen, daß der Protonrest den Detektor in Vorwärtsrichtung unter sehr kleinem Winkel zum Strahl verläßt. Diese Ereignisse werden nicht vom Proton-Tagger erfaßt und sie hinterlassen keine Energie im Vorwärtsbereich des Flüssig-Argon-Kalorimeters.

Vorwärtsselektion
Kein Signal im Proton-Tagger
$EARGON < 0.25\,GeV$

Tabelle 7.10: *Vorwärtsselektion zur Separation elastischer Ereignisse.*

Ereignis erkannt als diffraktiv	Diffraktiv elastische Simulation	Diffraktiv unelastische Simulation
elastisch	$N5_{EL} = 51$	$N5_{PD} = 17$
unelastisch mit p-Diss.	$N6_{EL} = 7$	$N6PD = 25$

Tabelle 7.11: *Ereignisanzahlen diffraktiv elastischer und diffraktiv unelastischer Ereignisse in der Simulation.*

Ereignis erkannt als diffraktiv	**Wahrscheinlichkeit in %**	
	Diffraktiv elastische Simulation	Diffraktiv unelastische Simulation
elastisch	$\epsilon_{EL}^{el} = 2.50 \pm 0.35$	$\epsilon_{PD}^{el} = 1.48 \pm 0.36$
unelastisch mit p-Diss.	$\epsilon_{EL}^{pd} = 0.34 \pm 0.13$	$\epsilon_{PD}^{pd} = 2.18 \pm 0.43$

Tabelle 7.12: *Nachweiswahrscheinlichkeiten diffraktiv elastischer und diffraktiv unelastischer Ereignisse in der Simulation mit ihren statistischen Fehlern.*

7.4.4 ep-Wirkungsquerschnitte

Von den 32 aus den Daten selektierten J/Ψ-Kandidaten inklusive ihrem Untergrund von 7.9 Ereignissen wurden mittels der Vorwärtsselektion $N_{EL} = 18 - 4.4 = 13.6$ elastische Ereignisse und $N_{PD} = 14 - 3.5 = 10.5$ Ereignisse mit Proton-Dissoziation erkannt. Der Untergrund von 7.9 Ereignissen wurde hier dem Verhältnis 18:14 entsprechend aufgeteilt.

Als statistische Fehler werden $\Delta N_{EL} = \sqrt{18} \approx 4.2$ und $\Delta N_{PD} = \sqrt{14} \approx 3.7$ angenommen.
Zur Berücksichtigung der bereits angesprochenen Fehlidentifikationen läßt sich das folgende Gleichungssystem aufstellen [Jan95]:

$$N_{EL} = \left(\sigma_{ep}^{el} \cdot \epsilon_{EL}^{el} + \sigma_{ep}^{pd} \cdot \epsilon_{PD}^{el}\right) \cdot BR \cdot \int \mathcal{L}dt$$
$$N_{PD} = \left(\sigma_{ep}^{el} \cdot \epsilon_{EL}^{pd} + \sigma_{ep}^{pd} \cdot \epsilon_{PD}^{pd}\right) \cdot BR \cdot \int \mathcal{L}dt$$

Die Werte der Nachweiswahrscheinlichkeiten sind der Tabelle 7.12 zu entnehmen. Weiterhin bedeuten $BR = (6 \pm 0.25)\,\%$ [PDG94] das Verzweigungsverhältnis des J/Ψ in zwei Myonen und $\int \mathcal{L}dt = 2.7\,pb^{-1}$ die zur Verfügung stehende integrierte Luminosität.
Löst man die zwei Gleichungen nach ihren beiden unbekannten ep-Wirkungsquerschnitten auf, ergeben sich die folgenden Werte:

$$\sigma_{ep}^{el}(20\,GeV < W_{\gamma p} < 50\,GeV) \quad = (1.76 \pm 1.40)\,nb$$
$$\sigma_{ep}^{pd}(20\,GeV < W_{\gamma p} < 50\,GeV) \quad = (2.69 \pm 1.47)\,nb$$

7.4.5 γp-Wirkungsquerschnitte

Der γp-Wirkungsquerschnitt ergibt sich aus dem ep-Wirkungsquerschnitt und dem Photonflußfaktor $\mathcal{F}_{e/\gamma}$ nach der Formel $\sigma_{\gamma p} = \sigma_{ep}/\mathcal{F}_{e/\gamma}$ [Jan95]. Integriert über die Bereiche $Q^2 \leq 4\,GeV^2$ und $20\,GeV < W_{\gamma p} < 50\,GeV$ erhält man für den Photonflußfaktor den Wert $\mathcal{F}_{e/\gamma} = 0.1024$ [Sch96.2]. Hieraus resultieren die folgenden γp-Wirkungsquerschnitte für die diffraktive J/Ψ-Erzeugung:

$$\sigma_{\gamma p}^{el}(20\,GeV < W_{\gamma p} < 50\,GeV) \quad = (17.18 \pm 13.67)\,nb$$
$$\sigma_{\gamma p}^{pd}(20\,GeV < W_{\gamma p} < 50\,GeV) \quad = (26.35 \pm 14.38)\,nb$$

Wegen der geringen Ereignisanzahlen N_{EL} und N_{PD}, die beide in die Berechnung jedes Wirkungsquerschnittes eingehen, ist der statistische Fehler sehr groß.

7.5 Mischungsverhältnis der simulierten Datensätze

Eine andere Methode zur Bestimmung der Wirkungsquerschnitte wird in [Aid96] benutzt. Als erstes wird untersucht, in welchem Verhältnis die beiden verwendeten Monte-Carlo-Datensätze miteinander vermischt werden müssen, um für die einzelnen Schnitte der

Vorwärtsselektion (Tabelle 7.10) die beste Übereinstimmung mit den Daten zu erzielen. Dazu werden die simulierten Datensätze in unterschiedliche Verhältnisse vermischt und für jedes Mischungsverhältnis der Anteil der durch einen Schnitt der Vorwärtsselektion selektierten Ereignisse bestimmt. Das Mischungsverhältnis, bei dem die Abweichung dieses Anteils vom aus den Daten bestimmten Anteil am geringsten ist, beschreibt die Daten am besten. Diese Untersuchung wird für jeden Schnitt der Vorwärtsselektion durchgeführt [Sch96.1]. Sie ergab für alle untersuchten Bereiche höherer $W_{\gamma p}$-Werte die besten Übereinstimmungen bei einem Mischungsverhältnis von 1:1 zwischen dem elastischen und dem protondissoziierten Monte-Carlo-Datensatz.
Dieses Mischungsverhältnis von 1:1 konnte mit den selektierten Ereignissen dieser Arbeit im statistischen Rahmen ebenfalls ermittelt werden. Da die verwendeten Datensätze der Simulation beide $N = 10000$ Ereignisse enthalten, muß unter der Annahme eines Mischungsverhältnisses von 1:1 kein Umwichten der Ereignisse durchgeführt werden.

Der Anteil als elastisch erkannter Ereignisse aus der Simulation mit Proton-Dissoziation zu den insgesamt als elastisch erkannten Ereignissen beträgt:

$$f_{PD} = \frac{N5_{PD}}{N5_{PD} + N5_{EL}} = 0.25 \pm 0.07$$

Ebenso läßt sich der Anteil unelastisch erkannter Ereignisse aus der elastischen Simulation zu den gesamt erkannten Ereignissen mit Proton-Dissoziation bestimmen:

$$f_{EL} = \frac{N6_{EL}}{N6_{EL} + N6_{PD}} = 0.22 \pm 0.09$$

Die Werte für $N5_{EL}, N5_{PD}, N6_{EL}, N6_{PD}$ sind der Tabelle 7.11 zu entnehmen.

Die ep-Wirkungsquerschnitte berechnen sich aus den folgenden Formeln, in denen wiederum $\int \mathcal{L}dt = 2.7\,pb^{-1}$ die zur Verfügung stehende integrierte Luminosität und $BR = 0.06$ das Verzweigungsverhältnis des J/Ψ-Zerfalls in zwei Myonen bedeuten. Weiterhin ist $N_{EL} = 13.6 \pm 4.24$ die Zahl der auf Untergrund korrigierten elastisch erkannten Daten-Ereignisse und $N_{PD} = 10.5 \pm 3.74$ die Anzahl der ebenfalls korrigierten gemessenen Ereignisse mit Proton-Dissoziation. Die Werte für $\epsilon_{EL^{el}}$ und $\epsilon_{PD^{pd}}$ sind in Tabelle 7.12 eingetragen.

$$\begin{aligned}
\sigma_{ep}^{el}(20\,GeV < W_{\gamma p} < 50\,GeV) &= \tfrac{N_{EL}\cdot(1-f_{PD})}{\epsilon_{EL}^{el}\cdot BR\cdot\int\mathcal{L}dt} = (2.52 \pm 0.89)\ nb \\
\sigma_{ep}^{pd}(20\,GeV < W_{\gamma p} < 50\,GeV) &= \tfrac{N_{PD}\cdot(1-f_{EL})}{\epsilon_{PD}^{pd}\cdot BR\cdot\int\mathcal{L}dt} = (2.32 \pm 0.97)\ nb
\end{aligned}$$

Die γp-Wirkungsquerschnitte betragen:

$$\begin{aligned}
\sigma_{\gamma p}^{el}(20\,GeV < W_{\gamma p} < 50\,GeV) &= (24.61 \pm 8.69)\,nb \\
\sigma_{\gamma p}^{pd}(20\,GeV < W_{\gamma p} < 50\,GeV) &= (22.66 \pm 9.47)\,nb
\end{aligned}$$

In der Abbildung 7.10 ist der Wert des elastischen γp-Wirkungsquerschnitts als gefülltes schwarzes Quadrat eingetragen.

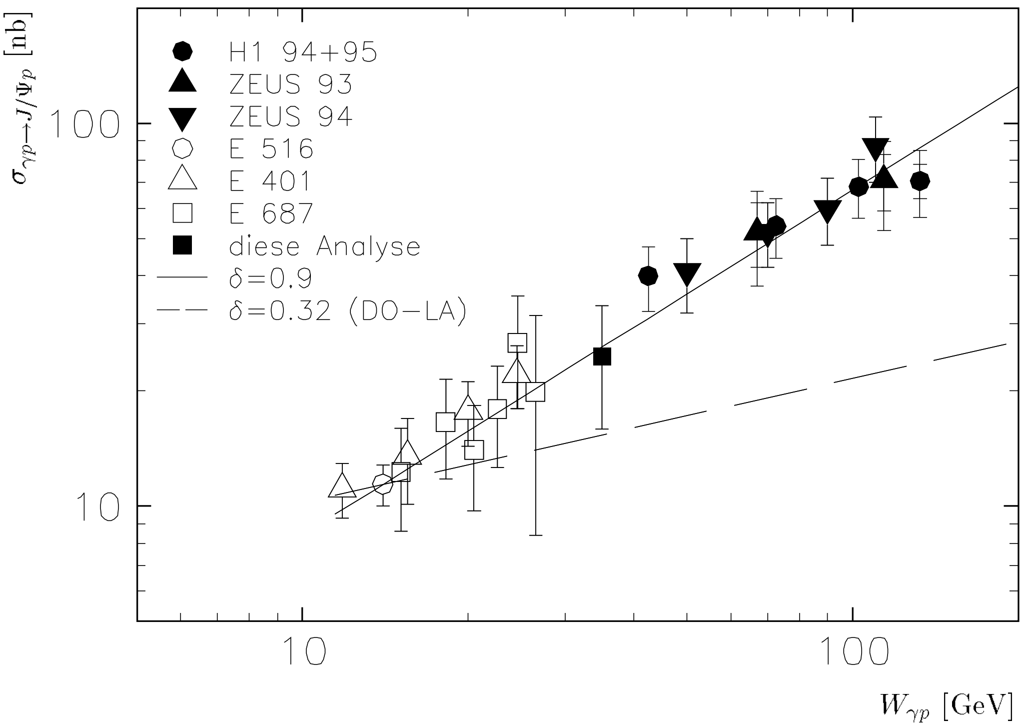

Abbildung 7.10: *Wirkungsquerschnitt für* **elastische** *J/Ψ-Photoproduktion. Die Fehlerbalken der bisherigen HERA-Punkte [Aid96, Sch96.3] beinhalten den statistischen und systematischen Fehler (quadratisch addiert). Das Ergebnis dieser Arbeit wird durch das gefüllte schwarze Quadrat mit statistischem Fehler dargestellt. Die Punkte bei kleineren Energien sind von anderen Experimenten [Fra93, Bin82, Den84] inklusive statistischer und systematischer Fehler. Falls nötig wurden sie mit dem aktuellen Verzweigungverhältnis des J/Ψ-Zerfalls korrigiert. Gezeigt ist außerdem eine $W_{\gamma p}$-Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes proportional zu $W_{\gamma p}^{\delta}$ mit $\delta = 0.9$ (durchgezogene Linie). Sie wurde an alle abgebildeten bisherigen Punkte angepaßt und auf den E 516 Punkt normiert. Die gestrichelte Linie ist ebenfalls auf den E 516 Punkt normiert. Sie geht zurück auf Donnachie und Landshoff [Don92, Don95].*

Für verschiedene Mischungsverhältnisse der beiden Monte-Carlo-Datensätze, bzw. für verschiedene Anteile x_{EL} elastisch simulierter Ereignisse zu den gesamt simulierten Ereignissen ergeben sich die in Tabelle 7.13 aufgeführten elastischen γp-Wirkungsquerschnitte. x_{EL} und $\sigma_{\gamma p}^{el}(20\,GeV < W_{\gamma p} < 50\,GeV)$ sind in Abbildung 7.11 gegeneinander aufgetragen.

x_{EL}	f_{PD}	$\sigma^{el}_{\gamma p}(20\,GeV < W_{\gamma p} < 50\,GeV)$ [nb]
0.1	0.75 $\pm$ 0.20	8.20 $\pm$ 7.12
0.2	0.57 $\pm$ 0.15	14.06 $\pm$ 6.87
0.3	0.44 $\pm$ 0.12	18.36 $\pm$ 7.81
0.4	0.33 $\pm$ 0.09	21.97 $\pm$ 8.00
0.5	0.25 $\pm$ 0.07	24.61 $\pm$ 8.69
0.6	0.18 $\pm$ 0.05	26.86 $\pm$ 9.28
0.7	0.12 $\pm$ 0.03	28.91 $\pm$ 9.86
0.8	0.08 $\pm$ 0.02	30.18 $\pm$ 10.31
0.9	0.04 $\pm$ 0.01	31.44 $\pm$ 10.74
1.0	0.00 $\pm$ 0.00	32.81 $\pm$ 11.20

Tabelle 7.13: *γp-Wirkungsquerschnitte diffraktiv elastischer J/Ψ-Erzeugung für verschiedene Anteile x_{EL} elastisch simulierter Ereignisse. Die angegebenen Fehler sind statistische Fehler.*

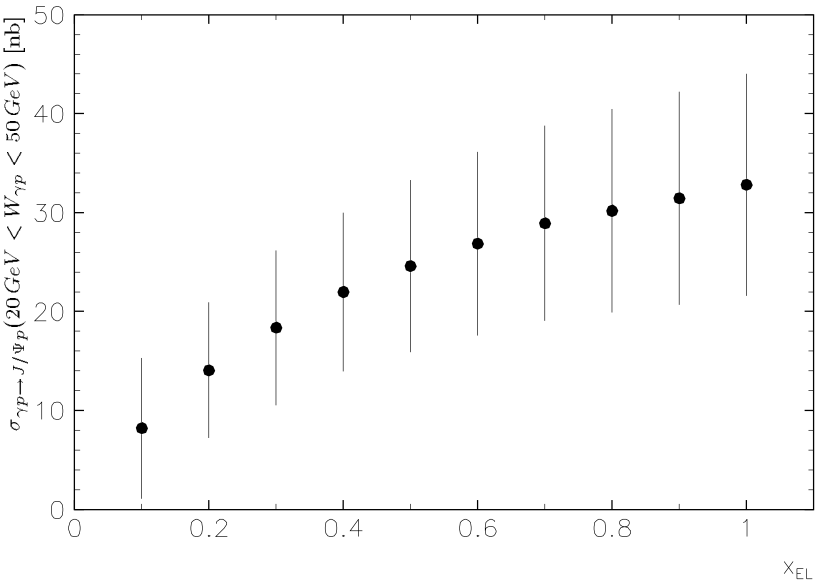

Abbildung 7.11: *γp-Wirkungsquerschnitte diffraktiv elastischer J/Ψ-Erzeugung mit statistischen Fehlern in Abhängigkeit von x_{EL}.*

Kapitel 8

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurden die H1-Positrondaten von 1994 auf ein J/Ψ-Signal diffraktiver J/Ψ-Mesonen mit Hilfe des Zerfalls in zwei Myonen untersucht. Mindestens eines der Myonen sollte im Detektor in dem Polarwinkelbereich $\theta \leq 20°$ rekonstruiert werden. Durch diese Forderung konnten diffraktive J/Ψ-Kandidaten bis zu einer unteren Grenze von $W_{\gamma p} = 20\,GeV$ selektiert werden. Die Nachweiswahrscheinlichkeit für Myonen mit $\theta \leq 20°$ im LAr-Kalorimeter wurde bestimmt zu 74 %. Die Nachweiswahrscheinlichkeit dieser Identifikation im Eisen beträgt 75 %. Diese Effizienzen stimmen gut mit bereits ermittelten Effizienzen bei größeren θ-Werten überein [Aid96]. Die Hinzunahme der Myonidentifikation durch das Kalorimeter erwies sich als wichtig. Gemeinsam mit der 1994 eingeführten Veränderung bei der Erkennung von Spursegmenten in den vorderen Spurkammern erhöhte sie die Anzahl selektierter J/Ψ-Kandidaten um 120 % gegenüber einer reinen Myonidentifikation im Eisen.

Die Verteilungen der wichtigsten physikalischen Größen werden im statistischen Rahmen gut vom Monte-Carlo-Generator DIFFVM beschrieben. Für die Arbeit wurden zwei von diesem Generator simulierte Datensätze verwendet. Der eine Datensatz enthielt diffraktiv elastische J/Ψ-Ereignisse, der andere diffraktive J/Ψ-Ereignisse mit Proton-Dissoziation. Mit Hilfe der Simulation konnten Schnitte zur Separation diffraktiver J/Ψ-Ereignisse entwickelt werden. Es wurden 32 diffraktive J/Ψ-Kandidaten im Schwerpunktsenergiebereich $20\,GeV < W_{\gamma p} < 50\,GeV$ selektiert. In diesen 32 Ereignissen ist ein Untergrund von 7.9 Ereignissen enthalten.

Durch den Nachweis von Schauerpartikeln im Vorwärtsbereich des LAr-Kalorimeters und im Proton-Tagger ist eine Unterscheidung in elastische Ereignisse und solche mit Proton-Dissoziation möglich. Von den 32 diffraktiven J/Ψ-Kandidaten wurden 18 als elastische Ereignisse und 14 als Protondissoziationsereignisse erkannt.

Mit diesen Ereignisanzahlen und den aus Monte-Carlo-Studien ermittelten Nachweiswahrscheinlichkeiten der Datenselektion konnte der γp-Wirkungsquerschnitt für protonelastische und -unelastische diffraktive J/Ψ-Erzeugung im Bereich $20\,GeV < W_{\gamma p} < 50\,GeV$ bestimmt werden:

$$\begin{aligned}
\sigma_{\gamma p}^{el}(20\,GeV < W_{\gamma p} < 50\,GeV) &= (17.18 \pm 13.67)\,nb \\
\sigma_{\gamma p}^{pd}(20\,GeV < W_{\gamma p} < 50\,GeV) &= (26.35 \pm 14.38)\,nb
\end{aligned}$$

Es hat sich gezeigt, daß die gemessenen Daten am besten mit dem Monte-Carlo übereinstimmen, wenn man die beiden verwendeten Monte-Carlo-Datensätze in einem Verhältnis von 1:1 in Bezug auf ihre Anzahl simulierter Ereignisse mischt. Unter der Annahme dieses Mischungsverhältnisses lassen sich die γp-Wirkungsquerschnitte durch eine zweite Methode berechnen:

$$\begin{aligned}
\sigma_{\gamma p}^{el}(20\,GeV < W_{\gamma p} < 50\,GeV) &= (24.61 \pm 8.69)\,nb \\
\sigma_{\gamma p}^{pd}(20\,GeV < W_{\gamma p} < 50\,GeV) &= (22.66 \pm 9.47)\,nb
\end{aligned}$$

Alle angegebenen Fehler sind statistische Fehler.
Bisherige bei H1 mit dieser zweiten Methode bestimmte γp-Wirkungsquerschnitte der elastischen J/Ψ-Photoproduktion wurden in höheren $W_{\gamma p}$-Bereichen ermittelt. Für sie wurde eine Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts proportional zu $W_{\gamma p}^{0.9}$ gemessen. Der in dieser Arbeit berechnete Wert bestätigt diese Abhängigkeit.

Die großen Fehler resultieren aus der sehr geringen Statistik, die größtenteils eine Folge der sehr kleinen Nachweiswahrscheinlichkeit der verwendeten Trigger ist. Eine Erhöhung der Statistik und somit eine genauere Messung wäre durch geeignete Trigger und durch Heranziehen des Zerfallskanals $J/\Psi \rightarrow e^+e^-$ möglich.

Eventuell liefern die J/Ψ-Erzeugung durch Photon-Gluon-Fusion und der Zerfall $\Psi' \rightarrow J/\Psi + 2\pi^0$ Beiträge zu den selektierten J/Ψ-Kandidaten. Sie wurden in dieser Arbeit nicht untersucht.

Anhang A

Verwendete Datensätze

Daten

Die folgenden Positrondaten des Jahres 1994 erhielt man über den H1 DST-Pool auf der dice2:

[h1dst.h1]CDST6.POSITRON.PART1.INDEX

[h1dst.h1]CDST6.POSITRON.PART2.INDEX

[h1dst.h1]CDST6.POSITRON.PART3.INDEX

Monte-Carlo

Die benutzten Monte-Carlo-Datensätze wurden von Benno List erstellt. Sie standen ebenfalls auf der dice2 zur Verfügung.

Diffraktiv elastisch:

JPSIELAS2.MUMU.S30611.R60017.DST.A00

Diffraktiv unelastisch mit Proton-Dissoziation:

JPSIPDIS2.MUMU.S30611.R60017.DST.A00

Literaturverzeichnis

[Aid96] S. Aid et al., H1 Collaboration
Elastic and Inelastic Photoproduction of J/Ψ Mesons at HERA
DESY Report 96-037 (März 1996)

[Abt96] I. Abt et al., H1 Collaboration
The H1 Detector at HERA
Internal Report DESY H1-96-01 (März 1996)

[Bin82] M. Binkley et al., E401 Collaboration
J/Ψ Photoproduction from 60 to 300 GeV/c
Phys. Rev. Lett. **48** (1982) 73

[Blo79] F. Jacquet, A. Blondel
Proceedings of the Study of an ep Facility for Europe
DESY 79-48 (1979) 391

[Bur93] S. Burke
How to use Forward Tracks
H1 Software Note 39 (1993)

[Bur95] S. Burke et al.
Track Finding and Fitting in the H1 Forward Track Detector
H1-Note H1-03/95-434

[Den84] B.H. Denby et al., FTPS Collaboration
Inelastic and Elastic Photoproduction of J/Ψ(3097)
Phys. Rev. Lett. **52** (1984) 795

[Don92] A.Donnachie, P.V. Landshoff
Total cross sections
Phys. Lett. **B 296** (1992) 227

[Don95] A.Donnachie, P.V. Landshoff
Exclusive Vectormeson Production at HERA
Phys. Lett. **B 348** (1995) 213

[Fen89] Z. Feng, C. Vallee
Mapping function of H1 Liquid Argon Calorimeter (ARMAP)
H1-Note H1-12/89-124

[Fra93] P.L. Frabetti et al., E687 Collaboration
A measurement of elastic J/Ψ photoproduction cross section at Fermilab E687
Phys. Lett. **B 316** (1993) 197

[Jan95] T. Jansen
Untersuchung diffraktiver J/Ψ-Erzeugung bei HERA
Dissertation, Hamburg (1995), Interner Bericht DESY F11/F22-95-03

[Kru94] U.-P. Krüger
Untersuchung der Erzeugung schwerer Quarks durch ihren Zerfall in Myonen im H1–Detektor bei HERA
Dissertation, Hamburg (1994)

[Lis93] B. List
Diffraktive J/Ψ-Produktion in Elektron-Proton-Stößen am Speicherring HERA
Diplomarbeit, Berlin (1993), H1-Note H1-10/93-319

[Lis95] B. List
Persönliche Mitteilung

[Mey95] A. Meyer
Nachweis von Myonen unter kleinem Polarwinkel im H1–Detektor bei HERA
Diplomarbeit, Hamburg (1995)

[PDG94] Particle Data Group
Review of Particle Properties
Phys. Rev. **D 50** (1994) No 3, Part I, 1173

[Reg59] T. Regge
Introduction to Complex Orbital Momenta
Nuovo Cim. **14** No. 5 (1959)

[Sch93.1] S. Schiek
Untersuchungen zur Spurverbindung zwischen dem H1-Myon-System und den inneren Spurkammern
Diplomarbeit, Hamburg (1993), H1-Note H1-01/94-339

[Sch93.2] G. Schmidt
Nachweis von Myonen im H1–Detektor
Diplomarbeit, Hamburg (1993), H1-Note H1-02/94-341

[Sch96.1] G.Schmidt
Dissertation in Vorbereitung

[Sch96.2] G.Schmidt
Persönliche Mitteilung

[Sch96.3] G.Schmidt
Status of J/Ψ analysis
Vortrag Heavy Flavour Arbeitsgruppe H1, 15.07.1996