

UNIVERSITÄT BONN

Physikalisches Institut

Analyse der Reaktion $\gamma p \rightarrow J/\psi p, J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ mithilfe der planaren Driftkammern des ZEUS-Detektors

von
Katrin Coböken

The software for track segment reconstruction in the forward planar drift chambers, *FTD1-3*, in the ZEUS experiment at the electron-proton storage ring HERA at DESY (Hamburg) has been improved and extended. A global forward track fit has been developed combining the segments in *FTD1-3* with track segments in the central drift chamber and the forward muon chambers using Kalman filter techniques.

Photoproduction events from the reaction $ep \rightarrow J/\psi p, J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ were studied. The reaction cross section as a function of the hadronic mass W in the range from 20 GeV to 130 GeV has been measured. The cross section for W between 20 and 30 GeV has been determined for the first time. This was only possible using the new developed forward track fit. This measurement fills the W gap between fixed target experiments and previous HERA measurements at higher values.

Post address:
Nussallee 12
53115 Bonn
Germany



BONN-IR-2000-08
Bonn University
March 2000
ISSN-0172-8741

UNIVERSITÄT BONN
Physikalisches Institut

**Analyse der Reaktion $\gamma p \rightarrow J/\psi p, J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$
mithilfe der planaren Driftkammern des
ZEUS-Detektors**

von
Katrin Coböken

Dieser Forschungsbericht wurde als Dissertation von der Mathematisch -
Naturwissenschaftlichen Fakultät der Universität Bonn angenommen.

Angenommen am: 5.7.2000
Referent: Prof. Dr. E. Paul
Korreferent: Prof. Dr. W. J. Schuille

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Elastische Photoproduktion J/ψ	5
2.1	Die Skala in der QCD	5
2.2	Kinematik	6
2.3	Das J/ψ -Meson	8
2.4	Photonfluß	8
2.5	Diffraction	9
2.6	Vektormeson-Produktion	10
2.7	Regge-Phänomenologie	11
2.8	Gluon-Dichte im Proton	16
2.9	Modell der perturbativen QCD	17
3	Das Experiment	19
3.1	Der Speicherring HERA	19
3.2	Der ZEUS Detektor	21
3.2.1	Innerer Detektor für die Spurvermessung	23
3.2.2	Kalorimetrie	26
3.2.3	Äußerer Detektor und weitere Komponenten	27
3.2.4	Triggersystem	28
3.3	Aufbau von $FTD1-3$ und RTD	29
4	Die Spur-Rekonstruktion	33
4.1	Das Prinzip der Spur-Rekonstruktion	33
4.1.1	<i>hit</i> -Ebene	34
4.1.1.1	Elektronendrift in den $FTDs$	34
4.1.1.2	Auslese und Umwandlung der Signale in Driftzeiten	35
4.1.1.3	Die Orts-Driftzeit-Beziehung (ODB)	36
4.1.1.4	Generation von <i>hits</i> in Monte-Carlo-Ereignissen	39
4.1.2	LTE-Ebene	39
4.1.3	Segment-Ebene	40
4.2	Fehler der Driftzeitmessung	44
4.2.1	Monte-Carlo-Studien	44
4.2.2	Neue Driftzeitfehlerfunktion	48
4.2.3	Simulation von Monte-Carlo-Ereignissen mit der neuen Driftzeitfehlerfunktion	50
4.3	Effizienz der planaren Driftkammern	52

4.3.1	Prinzip der Effizienzbestimmung mit der CTD	52
4.3.2	Effizienzmessung unabhängig von anderen Komponenten . . .	57
4.4	Rekonstruktionserweiterung	58
4.4.1	Reduzierte-Rekonstruktion	58
4.4.2	Segmentfindung mit 2 Lagen	61
5	Der Vorwärts-Spurfit	67
5.1	Spurmodell und Extrapolation von Spuren	67
5.2	Anbindung Myonkammern und <i>FTDs</i>	70
5.2.1	Prinzip des Kalmanfilters	70
5.2.2	Eichung der Kovarianzmatrizen für Monte-Carlo-Ereignisse . .	72
5.2.3	Der Vorwärts-Fit in den <i>FTDs</i> mit Daten	75
5.3	Weiterführung des Filters zum Vertex	79
5.3.1	Regulärer Spurfit mit der CTD	79
5.3.2	FTD-Vertex-Fit	80
5.3.3	Vergleich der beiden Methoden in Auflösung und Effizienz . .	81
6	Wirkungsquerschnitt $\gamma p \rightarrow J/\psi p$	84
6.1	Ereignisselektion	84
6.1.1	Definition der Datensample	84
6.1.2	Monte Carlo Generation	84
6.1.3	Trigger Bedingungen	85
6.1.4	Qualitäts- und Untergrundschnitte	86
6.1.4.1	Standard-Selektion	86
6.1.4.2	<i>FTD</i> -Selektion	87
6.1.4.3	Übersicht über die Schnitte in Daten und Monte- Carlo-Ereignissen	88
6.1.4.4	Ereignis- <i>sample</i>	88
6.1.5	Daten-Monte Carlo-Vergleich für die <i>FTD</i> -Analyse	89
6.2	Rekonstruktion der Variablen	90
6.3	Detektor Akzeptanz	93
6.4	Untergrund	94
6.4.1	Bethe-Heitler	94
6.4.2	Proton-dissoziative J/ψ -Produktion	94
6.5	Wirkungsquerschnitte	96
7	Zusammenfassung	99

Kapitel 1

Einleitung

Die Frage nach den kleinsten Bestandteilen der Materie beschäftigt die Menschheit seit Demokrit (ca 460-371 v. Chr), der den Begriff des Atoms ($\alpha\tau\omicron\mu\omicron\varsigma = \text{unteilbar}$) prägte. Er bezeichnete damit die kleinste Unterstruktur der Materie. Anfang des 20. Jahrhunderts glaubte man diese elementaren Teilchen mit dem Elektron und dem Proton gefunden zu haben. Das Bild hat sich inzwischen erweitert. Außer dem Elektron gibt es noch 5 weitere Leptonen, es gibt die Wechselwirkungsbosonen, und das Proton wird nicht mehr als elementar angesehen, sondern wie alle Hadronen als zusammengesetzt aus Quarks und Gluonen.

Damit scheint man Anfang des 21. Jahrhunderts ein gut strukturiertes und vollständiges Bild von den "kleinsten Teilchen" zu haben, allerdings bleiben noch viele Fragen offen. Eine davon, die Frage nach der genauen Zusammensetzung des Protons, versuchen die Experimente ZEUS und H1 an der Hadron-Elektron-Ring-Anlage HERA am Deutschen-Elektronen-Synchrotron Desy in Hamburg zu beantworten.

Ein Aspekt der HERA-Forschung ist die Produktion von Vektormesonen über die Streuung von quasi-reellen Photonen an Protonen. Die Produktion der leichten Vektormesonen (ρ, ω, ϕ) wird schon seit den 60er Jahren in *fixed target* Experimenten untersucht [11]. Sie kann sehr gut mit sogenannten *soft pomeron* Modellen [15] beschrieben werden. Durch den großen kinematischen Bereich, der mit HERA zur Verfügung steht, haben diese Untersuchungen neues Interesse erreicht. Hier kann auch das 1974 bei SLAC entdeckte J/ψ , das aus einem $c\bar{c}$ Quark-Paar besteht, gut untersucht werden. Durch seine hohe Masse von 3 GeV unterscheidet sich die Produktion deutlich von der der leichten Vektormesonen. Es sind verschiedene theoretische Modelle entwickelt worden, die diese Produktion beschreiben, unter anderem auch Rechnungen der perturbativen QCD, die beinhalten, daß der Wirkungsquerschnitt vom Quadrat der Gluon-Dichte im Proton abhängt. Die Vektormeson-Produktion bietet also die Möglichkeit, die Gluon-Dichte zu bestimmen.

Bei QCD-Rechnungen können höhere Ordnungen von α_s im allgemeinen nicht vernachlässigt werden. Rechnungen sind daher nur möglich, wenn eine "harte Skala" eingeführt wird. Dies wird für das J/Ψ bereits durch die Masse des Vektormesons vorgegeben. Rechnungen für das J/Ψ sind also für alle Viererimpulsüberträge Q^2 in der ep-Streuung möglich, wogegen die leichten Vektormesonen zunächst nur durch nicht perturbative Modelle, mit zunehmendem Impulsbetrag schließlich aufgrund der harten Skala in Q^2 durch QCD-Rechnungen beschrieben werden. Daher ist die Vektormeson-Produktion ein Test unseres Verständnisses der QCD in exklusiven

Reaktionen, wobei der Bereich, der perturbativ zugänglich ist, mit dem nicht perturbativ zugänglichen zusammentrifft.

Da im diffraktiven Streuprozess keine Quantenzahlen ausgetauscht werden, bietet die Vektormeson-Produktion zudem die Möglichkeit, den Vakuumaustausch (in der Sprache der Regge-Theorie Pomeron-austausch genannt) zu studieren.

Innerhalb dieser Arbeit wird die Photoproduktion von J/ψ im ZEUS-Experiment untersucht und zwar über die Reaktion:

$$\gamma p \rightarrow J/\psi p, \quad J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$$

Durch Einbeziehung der Messungen in den planaren Driftkammern des ZEUS-Detektors kann die Lücke zwischen den hohen Produktions-Energien des J/ψ 's, die im ZEUS-Experiment bisher untersucht wurden, zu den niederenergetischen *fixed target* Energien geschlossen werden.

Für die Physik-Analyse werden Impuls, Masse und Ladung der Teilchen benötigt, die am untersuchten physikalischen Prozess teilgenommen haben. Diese Eigenschaften zu messen, ist nicht einfach. Die heutigen Hochenergie-Experimente haben dafür Detektoren von beeindruckenden Ausmaßen gebaut. Für jedes vermessene physikalische Ereignis gibt der Detektor tausende von elektronischen Signalen aus. Ein wesentlicher Bestandteil des Experimentes ist daher auch die Software, die aus diesen Signalen die oben erwähnten physikalischen Größen rekonstruiert. Ein großer Teil dieser Arbeit beschäftigt sich mit der Rekonstruktionssoftware der von Bonn gebauten und betreuten planaren Driftkammern des ZEUS-Detektors, die im Rahmen dieser Arbeit weiterentwickelt worden ist.

Die vorliegende Arbeit ist wie folgt aufgebaut:

Als erstes wird auf die theoretischen Grundlagen der Photoproduktion des J/ψ -Mesons eingegangen. Es soll gezeigt werden, was die Untersuchung der J/ψ -Produktion zum Verständnis der Physik beitragen kann. Anschließend werden HERA und der ZEUS-Detektor beschrieben mit besonderem Schwerpunkt auf den planaren Driftkammern. Im vierten Kapitel wird auf die Rekonstruktionssoftware der Driftkammern eingegangen. Ein weiterer Schwerpunkt dieser Arbeit war die Entwicklung eines Vorwärts-Spurfits, der mehrere Komponenten miteinander verbindet. Dieser wird in Kapitel 5 vorgestellt. In Kapitel 6 werden die Ergebnisse einer Datenanalyse der J/ψ -Photoproduktion dargestellt und diskutiert. Abgeschlossen wird mit einer Zusammenfassung.

Während der ganzen Arbeit werden natürliche Einheiten verwendet: ($\hbar = c = 1$).

Kapitel 2

Elastische Photoproduktion J/ψ

2.1 Die Skala in der QCD

Ein Ziel von HERA ist die Untersuchung der starken Wechselwirkung. Diese wird durch die Theorie der Quanten-Chromo-Dynamik (QCD) beschrieben. Aus der Quanten-Elektrodynamik (QED) kennt man die laufende Kopplungskonstante α_{em} , die mit wachsendem Impulsübertrag zunimmt, da der Effekt der Abschirmung durch Vakuumpolarisation abnimmt, je näher sich die Teilchen kommen. Auch in der QCD ist die Kopplungskonstante α_s nicht konstant, sondern vom Impulsübertrag abhängig: Im Unterschied zur QED nimmt sie in der QCD mit wachsendem Impulsübertrag ab. Da die Austauscheteilchen der QCD, die Gluonen, selbst Farbladung tragen, wechselwirken sie mit sich selbst. Daher kommen in der Vakuumpolarisation zu den Quarkbeiträgen auch Beiträge der Gluonen hinzu. α_s läßt sich damit angeben als Funktion von Q^2 :

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{\alpha_s(\mu^2)}{1 + [\alpha_s(\mu^2)b_0/4\pi] \log(Q^2/\mu^2)}$$

wobei μ der Wert des Impulsübertrages Q^2 (definiert durch Gleichung 2.3) ist, bei dem α_s gemessen wird; b_0 ist definiert als $\frac{11}{3}N_c - \frac{2}{3}N_f$, mit N_c der Zahl der Farbladungen und N_f der Zahl der Flavor-Quanten-Zahlen. Mit $N_c = 3$ und $N_f = 6$ ist $b_0 > 0$, und α_s nimmt mit zunehmenden Impulsübertrag Q^2 ab.

Bei kleinem α_s , dem sogenannten Bereich mit harter Skala, sind perturbative Rechnungen möglich; wird α_s groß, dem weichen Bereich, ist man auf phänomenologische Modelle angewiesen, die aus Experimenten gewonnen werden. Die Region dazwischen nennt man Übergangsregion.

Da bis jetzt hauptsächlich harte oder weiche Prozesse untersucht wurden, ist über die Übergangsregion sehr wenig bekannt. Bei HERA ist ein sehr großer kinematischer Bereich zugänglich, und so kann der Übergang von weicher zur harter Skala direkt gemessen werden. Insbesondere in der Vektormeson-Produktion ist durch die Messung der Wirkungsquerschnitte der Vektormesonen bei verschiedenem Q^2 und durch die unterschiedlichen Massen der Vektormesonen eine Messung des Übergangs von harter zur weichen Skala möglich.

2.2 Kinematik

Bei HERA werden Protonen und Elektronen zur Kollision gebracht (siehe Kapitel 3). Man unterscheidet "neutral current Ereignisse" $e^\pm p \rightarrow e^\pm X$, bei denen in niedrigster Ordnung ein Photon oder das neutrale Boson Z^0 der schwachen Wechselwirkung ausgetauscht wird und das Elektron im Endzustand noch vorhanden ist, und "charged current Ereignisse" $e^\pm p \rightarrow \nu X$ mit den geladenen Austauscheteilchen W^\pm der schwachen Wechselwirkung. Das Elektron wird dabei zum Neutrino. In dieser Arbeit werden *neutral current*- (NC-) Ereignisse bei sehr kleinen Impulsüberträgen betrachtet. In der Sprache der Feynmangraphen gemäß Abb. 2.1 bedeutet das, daß der Austausch der schweren Bosonen Z^0 vernachlässigt werden kann. Das Photon tritt in Wechselwirkung mit dem Proton. Da das erzeugte Vektormeson die gleichen Quantenzahlen wie das Photon hat, werden dabei keine Quantenzahlen ausgetauscht. Das wird in der Regge-Theorie durch den Pomeron-(|P)-Austausch beschrieben (siehe dazu Kapitel 2.7).

Anhand der Abb. 2.1 sollen die kinematischen Größen entwickelt werden, die für diese Arbeit notwendig sind.

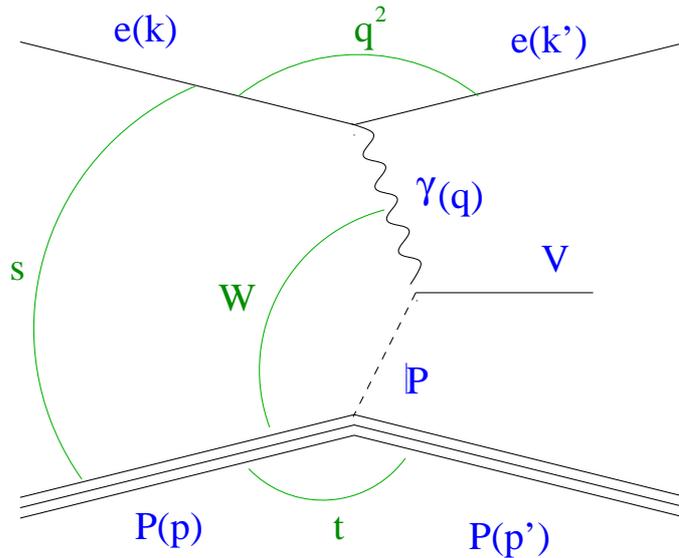


Abbildung 2.1: Feynmangraph der Reaktion $e^\pm p \rightarrow e^\pm p V$

Folgende Notationen werden eingeführt. Mit \mathbf{k} , \mathbf{k}' werden die Viererimpulse des einlaufenden bzw. gestreuten Elektrons bezeichnet und mit \mathbf{P} , \mathbf{P}' die des Protons. \mathbf{V} sei der Viererimpuls des Vektormesons. Das Quadrat der Schwerpunktsenergie ist damit:

$$s = (\mathbf{k} + \mathbf{P})^2 = m_e^2 + m_p^2 + 4E_e E_p \approx 4E_e E_p \quad (2.1)$$

Mit den Strahl-Energien aus dem Jahre 97 ($E_e = 27.5$ GeV und $E_p = 820$ GeV) wird also eine Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 300$ GeV erreicht.

Der Vierer-Impuls des Photons ist:

$$\mathbf{q} = (\mathbf{k} - \mathbf{k}'). \quad (2.2)$$

Damit läßt sich die Photon Virtualität berechnen:

$$Q^2 = -\mathbf{q}^2 = Q_{min}^2 + 4p_e p_e' \sin^2 \theta_e / 2 \quad (2.3)$$

Diese Analyse untersucht speziell Ereignisse mit sehr kleinem $\langle Q^2 \rangle \approx 10^{-2}$ GeV. Das heißt, es handelt sich um ein quasi reelles Photon. Auf Grund der Weizsäcker-Williams-Näherung [23] kann der Elektronenstrahl als Quelle für Photonen quantifiziert werden. Der Prozeß ist dann praktisch eine Streuung von Photonen an Protonen. Solche Ereignisse werden mit Photoproduktion bezeichnet.

In diesem Falle interessiert natürlich die Schwerpunktsenergie des Photon-Proton-Systems:

$$W^2 = (\mathbf{q} + \mathbf{P})^2 \quad (2.4)$$

Bei Photoproduktionsereignissen ist der Winkel θ_e des gestreuten Elektrons so klein, daß es innerhalb des Strahlrohrs den ZEUS-Detektor verläßt und nicht nachgewiesen werden kann.

Eine weitere wichtige Größe ist der negative quadrierte Impulsübertrag am Proton-vertex:

$$t = (\mathbf{P} - \mathbf{P}')^2 = (\mathbf{V} - \mathbf{q})^2. \quad (2.5)$$

Vernachlässigt man die Protonmasse, entspricht t dem Quadrat des Transversalimpulses des gestreuten Protons, und da das Photon nahezu parallel zum Elektronenstrahl emittiert wird, ist t damit das Quadrat des Transversalimpulses des Vektormesons:

$$-t \approx \mathbf{p}_T^2(P') = (\mathbf{p}_T(V) - \mathbf{p}_T(\gamma))^2 \approx \mathbf{p}_T^2(V) \quad (2.6)$$

Häufig verwendet werden noch die Bjorken-Skalenvariablen:

$$x = \frac{Q^2}{2P \cdot q} \approx \frac{Q^2}{W^2} \quad (2.7)$$

und

$$y = \frac{q \cdot P}{k \cdot P} \quad (2.8)$$

x wird als der Bruchteil der Protonenenergie interpretiert, den das Pomeron besitzt, und y ist der Bruchteil der Energie, die das Elektron auf die Wechselwirkung überträgt.

Die Variablen sind nicht unabhängig. Es gilt:

$$Q^2 = s x y \quad (2.9)$$

Das minimale Q^2 läßt sich dann schreiben:

$$Q_{min}^2 = \frac{m_e^2 y^2}{1 - y}. \quad (2.10)$$

2.3 Das J/ψ -Meson

Diese Arbeit beschränkt sich auf die Untersuchung der J/ψ -Erzeugung in Photoproduktion. Das J/ψ besteht aus einem $c\bar{c}$ Paar und hat eine invariante Masse von 3.096 GeV. Es zerfällt zu 87.7 % in Hadronen, zu 6.01 % in e^+e^- und zu 6.02 % in $\mu^+\mu^-$. Entdeckt wurde es 1974 am Brookhaven National Laboratory (BNL) [2] einem *fixed target* Experiment, bei dem ein Proton-Strahl an einem Beryllium *target* gestreut wurde, und gleichzeitig am Stanford Linear Accelerator in e^+e^- -Erzeugung am Elektron-Positron-Speicherring SPEAR [3].

Die Entdeckung des J/ψ war der erste experimentelle Hinweis auf ein viertes schwereres Quark außer den damals bekannten leichten Quarks u, d und s, und erregte ziemliches Aufsehen, insbesondere weil es theoretisch richtig vorhergesagt worden war [32].

2.4 Photonfluß

Wenn in ep -Wechselwirkungen der Austausch durch ein Photon stattfindet, kann der Elektronen-Strahl als Quelle virtueller Photonen angesehen werden, die dann mit dem Proton wechselwirken. Der Wirkungsquerschnitt läßt sich dann schreiben [23]

$$\sigma_{tot\lambda}(\gamma p \rightarrow X) = \frac{4\pi^2\alpha_{em}}{K} \epsilon_\lambda^\mu \epsilon_\lambda^\nu W_{\mu\nu} \quad (2.11)$$

mit dem Polarisations-Vektor ϵ_λ und der Helizität λ des Photons. K ist durch die Hand-Konvention [23] definiert:

$$K = \nu - \frac{Q^2}{2M_p} \approx \nu \quad (2.12)$$

Bei sehr kleinen Q^2 kann von quasi-reellen Photonen ausgegangen werden. In diesem Fall wird die longitudinale Polarisation des Photons vernachlässigt. Der effektive Flußfaktor Φ_T läßt sich durch folgendes Integral berechnen:

$$\begin{aligned} \Phi_T &= \int_{y_{min}}^{y_{max}} \int_{Q_{min}^2}^{Q_{max}^2} \Phi(y, Q^2) dy dQ^2 \\ &= \int_{y_{min}}^{y_{max}} \int_{Q_{min}^2}^{Q_{max}^2} \frac{\alpha}{2\pi y Q^2} [1 + (1-y)^2 - \frac{2M_e^2 y^2}{Q^2}] dy dQ^2 \end{aligned} \quad (2.13)$$

Der ep -Wirkungsquerschnitt und der γp -Wirkungsquerschnitt sind dann folgendermaßen verknüpft:

$$\frac{d^2\sigma_{ep \rightarrow epV}}{dy dQ^2} = \Phi(y, Q^2) \cdot \sigma_{\gamma p \rightarrow \gamma pV}(W(y)) \quad (2.14)$$

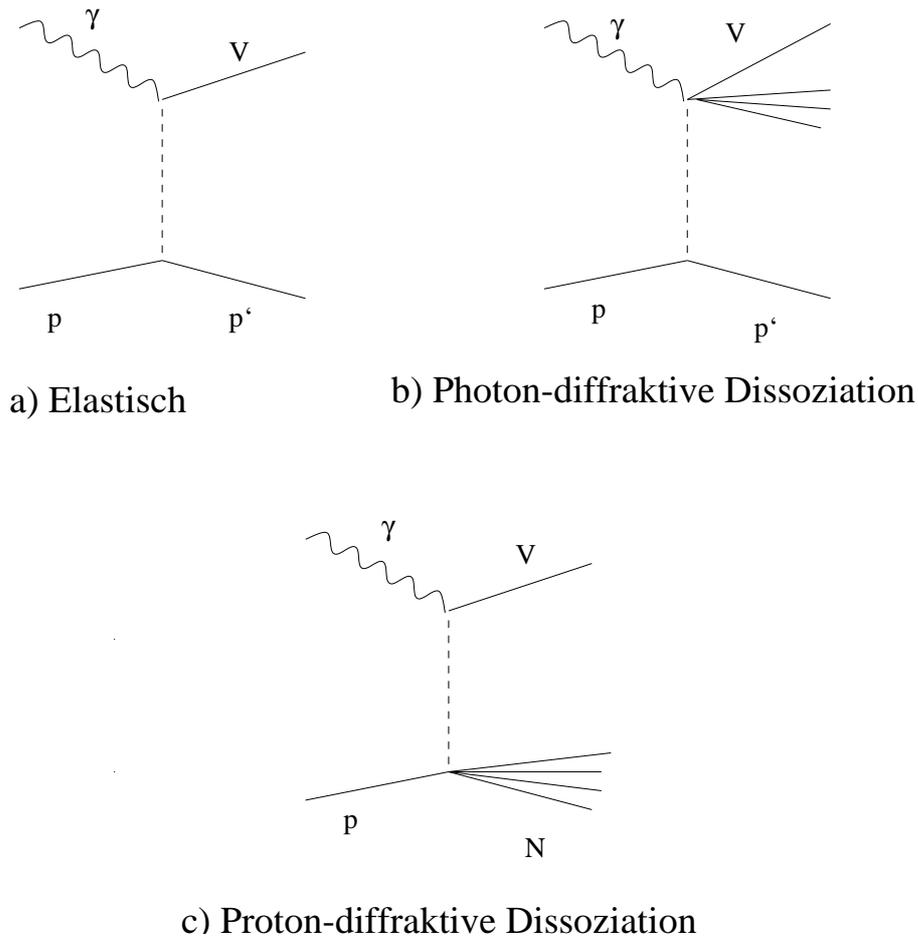


Abbildung 2.2: Diffraktive Vektormeson-Produktion

2.5 Diffraktion

Diffraktiv werden Prozesse genannt, bei denen zwischen Photon und Proton ein farbloses Objekt mit den Quantenzahlen des Vakuums ausgetauscht wird (siehe Abb. 2.2). Da kein Farbfluß zwischen den Vertices besteht, sind die aus dem Proton bzw. Photon entstehenden Teilchen in eng gebündelten *jets* angesiedelt, die im Detektor gut zu trennen sind.

Der Name Diffraktion kommt aus einem Vergleich mit der Optik. Neben der geringen Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts ist das exponentielle Verhalten des Wirkungsquerschnitts als Funktion von t für die diffraktive Streuung charakteristisch:

$$\frac{d\sigma}{dt} \sim e^{-bt}. \quad (2.15)$$

Diese Eigenschaft entspricht der Brechung von Licht (Diffraktion) an einer kreisförmigen Scheibe. Der Parameter b ist dabei ein Maß des Radius der Wechselwirkung :

$$b \sim R_1^2 + R_2^2 \quad (2.16)$$

wobei R_1 und R_2 die Radien der beiden streuenden Teilchen sind. Daher ist diffraktive Streuung eng verknüpft mit den Eigenschaften der starken Wechselwirkung .

Wenn das Photon in ein Vektormeson dissoziiert und das Proton intakt bleibt, wird dies als elastische Vektormeson-Produktion bezeichnet (siehe Abb. 2.2 a). Man hat neben dem einfachen Prozeß der Diffraktion den "single dissociative-" (SD-) Prozeß, in denen entweder das Photon oder das Proton dissoziiert, und den "double dissociative-" (DD-) Prozeß, in dem Proton und Photon dissoziieren.

Im Detektor sind für die elastische Reaktion (Abb. 2.2 a)) nur die Zerfallsteilchen des Vektormesons, also die Myonen aus dem J/ψ -Zerfall zu sehen, da das Proton und das gestreute Elektron im Strahlrohr verschwinden. Diese Reaktion soll innerhalb dieser Arbeit untersucht werden. Als Untergrund gilt die Vektormeson-Produktion, bei der das Proton dissoziiert (siehe 2.2 c). Da die Zerfallsteilchen des angeregten Protons in einem engen Bündel der ursprünglichen Protonrichtung folgen, werden sie in einer Detektorkomponente (Proton-Remnant-Tagger) gemessen, die sehr nahe beim Strahlrohr und weit entfernt vom Wechselwirkungspunkt angesiedelt ist (siehe Kapitel 3.2.3). Oft sind sie so eng gebündelt, daß sie nicht mal dort gemessen werden können. Sie haben also in der Regel das gleiche Erscheinungsbild im ZEUS-Detektor und sind schwer von der elastischen Reaktion zu unterscheiden.

Diese Prozesse werden durch die Elastizität z unterschieden:

$$z = \frac{P \cdot V}{P \cdot q} \quad (2.17)$$

wobei P der Viererimpuls des Protons, q der des Photons und V der des Vektormesons ist. z ist im Ruhesystem des Protons der Bruchteil der Photonenergie, den das Vektormeson erhält. Bei elastischen Prozessen ist $z = 1$.

Der Photon-diffraktive Prozeß (Abb. 2.2 b) kann leicht vom elastischen unterschieden werden, da im Detektor außer dem Vektormeson noch andere Teilchen zu sehen sind. Entsprechendes gilt für den doppelt-diffraktiven Prozeß.

2.6 Vektormeson-Produktion

Bei der Vektormeson-Produktion wird für die Photon-Proton-Streuung angenommen, daß das Photon zur Zeit der Wechselwirkung gemäß der Heisenbergschen-Unschärfe-Relation in einen gebundenen $q\bar{q}$ -Zustand gegangen ist, der dieselben Quantenzahlen wie das Photon hat ($J^{PC} = 1^{--}$, $Y=S=C=0$) (siehe Abb. 2.3). Diese $q\bar{q}$ -Zustände bilden gerade die neutralen Vektormesonen ($\rho, \omega, \phi, J/\psi, \Upsilon$). Das heißt, das Photon kann als Überlagerung eines nackten Photons $|\gamma_{em}\rangle$ mit einer Superposition eines hadronischen Zustand $|h\rangle$ beschrieben werden.

Die Lebensdauer des virtuellen $q\bar{q}$ -Zustandes ist, verglichen mit der Wechselwirkungszeit, groß genug, so daß die Wechselwirkung zwischen dem virtuellen Hadron und dem Proton stattfindet.

Im Vektormeson-Dominanz-Modell (VMD) [9] wird das nackte Photon $|\gamma_{em}\rangle$ vernachlässigt, und als Beitrag für die hadronische Komponente die leichten Vektormesonen (ρ, ω, ϕ) zugelassen. Im generalisierten VMD (GVD) werden auch Beiträge der schweren Vektormesonen hinzugenommen.

Die hadronische Komponente ist also eine Überlagerung von Vektormesonen:

$$|h\rangle = \sum \frac{4\pi}{f_V} \left(\frac{M_V^2}{M_V^2 + Q^2} \right) |V\rangle \quad (2.18)$$

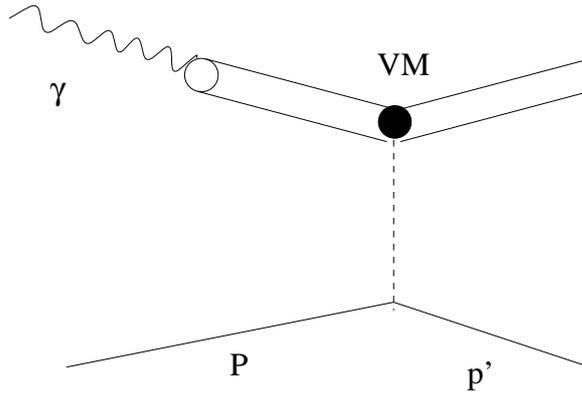


Abbildung 2.3: Vektormeson-Produktion im Vektormeson-Dominanz Modell

wobei f_V die Kopplung der Vektormeson-Zustände an das Photon durch die Ladung der konstituierenden Quarks angibt.

Für Photon-Proton-Wechselwirkungen können mit dem Vektormeson-Dominanz-Modell Wirkungsquerschnitte vorausgesagt werden. Dies beschränkt sich auf die transversale Polarisation der Photonen, da die longitudinale Polarisation wegen des quasi-reellen Charakters der Photonen für kleine Q^2 vernachlässigt werden kann:

$$\sigma_T^{\gamma p}(Q^2, W) = \sum_V \left(\frac{e}{f_V} \right)^2 \left[\frac{M_V^2}{M_V^2 + Q^2} \right] \sigma_T^{Vp} \quad (2.19)$$

2.7 Regge-Phänomenologie

Schon in frühen Experimenten der Photon-Nukleon Streuung wurde festgestellt, daß dieser Prozeß aufgrund der Vektor-Meson-Dominanz viel Ähnlichkeit mit rein hadronischen Prozessen hat. Wegen dieser Ähnlichkeiten können die Theorien, die zur Hadron-Hadron-Streuung entwickelt wurden, auch auf die Photon-Nukleon Streuung übertragen werden. Eine dieser Theorien ist die Regge-Theorie, die eine Verallgemeinerung der Yukawa-Meson-Austausch-Hypothese ist.

Die starke Wechselwirkung, die wir beobachten, ist im allgemeinen nicht die zwischen Quarks und Gluonen, sondern die zwischen zusammengesetzten farblosen Hadronen. Sie wird durch den Austausch von Teilchen aus farbigen Quarks und Gluonen verursacht. Durch die Heisenbergsche-Unschärfe-Relation hängt die Reichweite r der Kraft mit der Masse m des ausgetauschten Teilchens zusammen:

$$r = \frac{1}{m}. \quad (2.20)$$

Daher ist der Teil der Kraft, der am weitesten reicht, durch die Masse des leichtesten Teilchens gegeben, das aus Quarks und Gluonen zusammengesetzt werden kann und die Quantenzahlen besitzt, die ausgetauscht werden. Yukawa hat 1935 für die Proton-Neutron Wechselwirkung im Atomkern das Pion vorgeschlagen.

Natürlich muß es sich bei dem ausgetauschten $q\bar{q}$ -Paar nicht nur um ein Pion handeln. Es können alle Teilchen ausgetauscht werden, die die gleichen internen Quan-

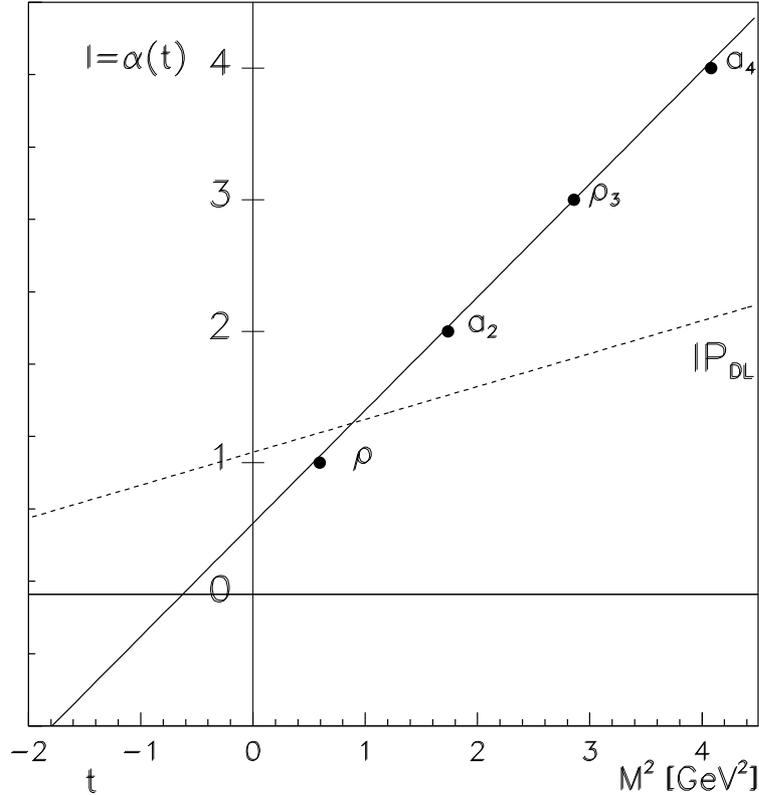


Abbildung 2.4: Chew-Frautschi-Diagramm. Die durchgezogene Linie ist ein Beispiel für eine Regge-Trajektorie zu den Quantenzahlen $P = -1$ und $C = -1$. Gestrichelt eingezeichnet ist die Pomerontrajektorie mit den von Donnachie und Landshoff bestimmten Parametern: $\alpha_P(t) = 1.08 + t \cdot 0.25 \text{ GeV}^{-2}$

tenzahlen besitzen, z.B. das ρ oder a_2 . Die Regge-Theorie berücksichtigt bei Hadronen den Austausch aller dieser Teilchen.

Betrachtet man Mesonen als $q\bar{q}$ Bindungszustände, enthält die radiale Schrödinger-Gleichung das effektive Potential V_{eff} :

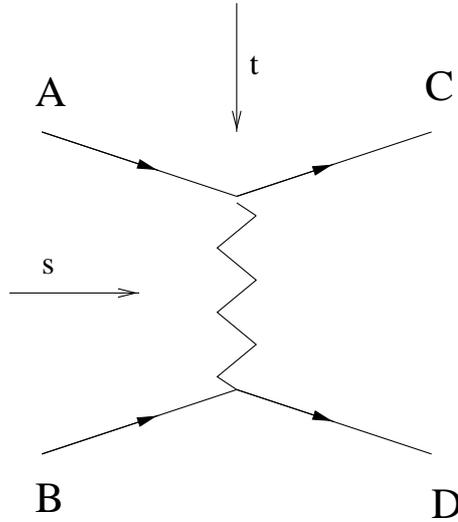
$$V_{eff} = V(r) + \frac{l(l+1)}{r^2} \quad (2.21)$$

Der zweite Term der Gleichung (2.21) ist der repulsive Zentrifugal-Term, der mit dem Drehimpuls ansteigt. Er bedeutet, daß Zustände mit höherem Drehimpuls schwerer zu binden sind und daher eine größere Masse haben.

Trägt man im Chew-Frautschi-Diagramm (siehe Abb. 2.4) das Quadrat der Masse von Mesonen gegen den Drehimpuls auf, dann liegen die Mesonen auf einer Geraden, der sogenannten Regge-Trajektorie:

$$\alpha(t) = \alpha_0 + \alpha' \cdot t \quad (2.22)$$

Für den Prozeß $AB \rightarrow CD$ (siehe Abb. 2.5) ist s die Schwerpunktenergie und der quadrierte Viererimpulsübertrag t gibt den Streuwinkel an. Das ausgetauschte Teil-


 Abbildung 2.5: Streuung im s -Kanal ($AB \rightarrow CD$) und t -Kanal ($A\bar{C} \rightarrow \bar{B}D$)

chen wird im t -Kanal gebildet $A\bar{C} \rightarrow \bar{B}D$, in dem t die Schwerpunktenenergie ist und s den Streuwinkel angibt. Die Reaktionen im s - und t -Kanal finden in verschiedenen kinematischen Regionen von s und t statt, sie haben aber eine gemeinsame Streuamplitude $A(s, t)$. In der Näherung des "Ein-Pion-Austausches", wird die Streuamplitude durch den Pion-Propagator-Term angegeben:

$$A(s, t) \approx \frac{1}{m_\pi^2 - t}. \quad (2.23)$$

Dieser Ansatz hat allerdings zwei große Schwierigkeiten. Erstens ist das Pion nur das leichteste der ausgetauschten Teilchen, und zweitens ist es nur eine Näherung zur S-Welle ($l=0$) im t -Kanal. Im s -Kanal kann dieser Ansatz nicht angewendet werden, weil jede Singularität in s eine Divergenz in der Partialwellenzerlegung zur Folge hat.

Ein allgemeiner Ansatz zur Behebung dieser Schwierigkeiten wurde von Sommerfeld (1948) und Watson (1918) vorgeschlagen [9, 44, 47]. Dabei werden alle Teilchen, die auf einer Regge-Trajektorie (siehe Gleichung 2.22) liegen, zusammengefaßt. Der Pol der l -ten Potential-Welle hat dann die Form:

$$A_l(t) = \frac{\beta(t)}{l - \alpha(t)} = \frac{\beta(t)}{\alpha' \cdot (m_l^2 - t)}. \quad (2.24)$$

wobei $1/(l - \alpha(t))$ der Regge-Pol ist und $\beta(t)$ die Kopplung des Pols an externe Teilchen angibt.

Die Streuamplitude $A(s, t)$ kann mit einigen Näherungen [34] in folgende Form gebracht werden:

$$A(s, t) = \sum_{l=0}^{\infty} (2l + 1) \frac{\beta(t)}{l - \alpha(t)} \approx \beta(t) s^{\alpha(t)} \quad (2.25)$$

Hieraus lassen sich verschiedene Voraussagen für Wirkungsquerschnitte ableiten:

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{1}{s^2} |A(s, t)|^2 \approx F(t) \left(\frac{s}{s_0} \right)^{2(\alpha(t)-1)} \quad (2.26)$$

Bei der Photoproduktion ist die Form des Formfaktors $F(t)$ aus Experimenten bekannt:

$$F(t) = e^{-bt} \quad (2.27)$$

Geht man dann zu der in Gleichung (2.4) definierten Schwerpunktennergie W über, erhält man:

$$\frac{d\sigma}{dt} = e^{-bt} \left(\frac{W^2}{W_0^2} \right)^{2(\alpha(t)-1)} = e^{-b_t t} \left(\frac{W}{W_0} \right)^{4(\alpha_0-1)} \quad (2.28)$$

mit

$$b_t = b + 4 \ln \left(\frac{W}{W_0} \right) \cdot \alpha' \quad (2.29)$$

Das Phänomen, daß der exponentielle Abfall von der Energie abhängt, also der *peak* in Vorwärtsrichtung mit steigender Energie schmaler wird, ist als *shrinkage* bekannt. Durch Integrieren erhält man den elastischen Wirkungsquerschnitt :

$$\sigma_{el} = W^\delta, \quad \delta \sim 4\left(\alpha_0 - \frac{\alpha'}{b} - 1\right) \quad (2.30)$$

Das Optische Theorem [32] verbindet den Imaginär-Teil des differentiellen Wirkungsquerschnitt der elastischen Streuung mit dem totalen Wirkungsquerschnitt:

$$\text{Im} \left(\frac{d\sigma_{el}}{dt} \Big|_0 \right) \approx \sigma_{tot}^2 \quad (2.31)$$

Da der Realteil des differentiellen Wirkungsquerschnitts bei diffraktiver Streuung beinahe 0 ist, erhält man mit Gleichung (2.28):

$$\sigma_{tot} \approx W^{2(\alpha_0-1)} \quad (2.32)$$

Alle bekannten Regge-Trajektorien haben ein $\alpha_0 < 1$. Aus frühen Experimenten war aber ersichtlich, daß der totale Wirkungsquerschnitt weniger stark variierte als mit Austausch der bekannten Regge-Trajektorien zu berechnen ist. Das führte zur Einführung einer zusätzlichen Trajektorie, der sogenannten Pomeron-Trajektorie. Die Pomeron-Trajektorie besitzt die Quantenzahlen des Vakuums. Kein bisher bekanntes Teilchen ist auf ihr zu finden.

Donnachie und Landshoff haben anhand von Wirkungsquerschnitten über einen weiten Energiebereich aus elastischer pp , $p\bar{p}$, pK und $p\pi$ Streuung die Parameter der Pomeron-Trajektorie bestimmt [15]:

$$\alpha_P(t) = 1.08 + t \cdot 0.25 \text{ GeV}^{-2} \quad (2.33)$$

dh. $\alpha_0 > 1$ und $\alpha' = 0.25$. Diese Trajektorie ist in Abb. 2.4 als gestrichelte Linie eingezeichnet.

In Abb. 2.6 ist der totale Wirkungsquerschnitt der Photoproduktion und die Wirkungsquerschnitte der elastischen Vektormeson-Produktion im Vergleich zu den Regge-Modell-Rechnungen dargestellt. Für den totalen Wirkungsquerschnitt sieht man an den Messungen der *fixed target* Experimente bei niedrigen Energien einen deutlichen

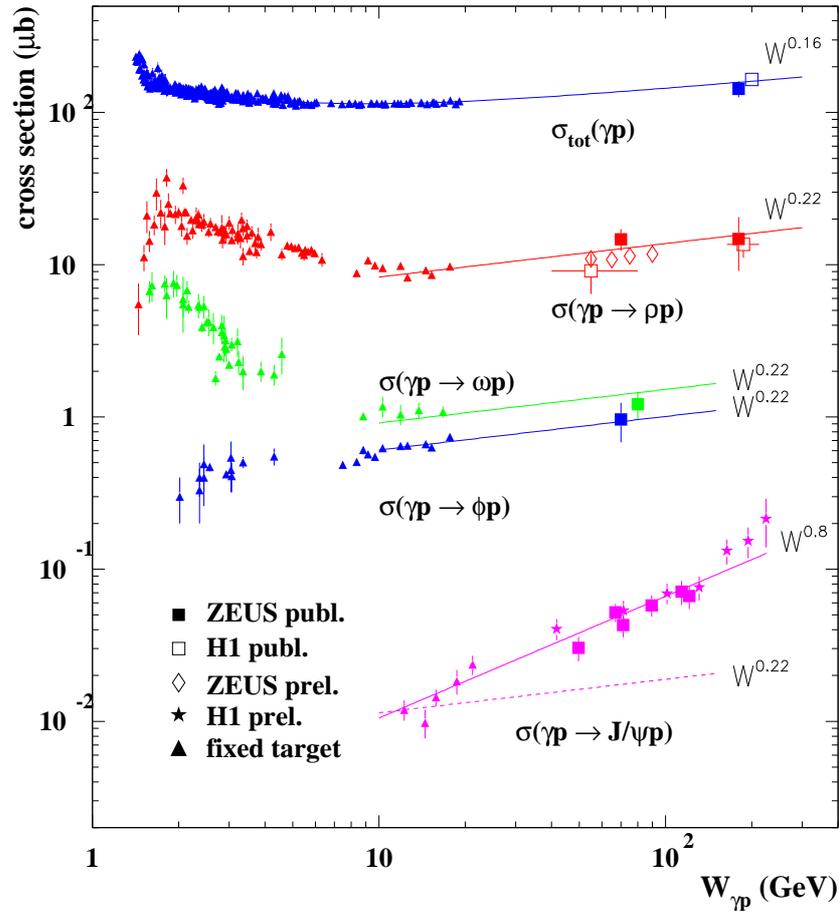


Abbildung 2.6: Wirkungsquerschnitte der Photoproduktion [10]

Abfall, der durch den Austausch der normalen Regge-Trajektorien mit $\alpha_0 < 1$ verursacht wird. Bei hohen Energien überwiegt der Austausch der Pomeron-Trajektorie. Hier steigt der Wirkungsquerschnitt langsam an. Der von Donnachie und Landshoff vorausgesagte Anstieg von $W^{0.16}$ wird durch die HERA Messungen von ZEUS und H1 bei hohen Energien bestätigt.

Anhand der Gleichung (2.30) kann auch für die elastischen Wirkungsquerschnitte eine Voraussage gemacht werden. Bei typischen Werten von $b \approx 10 \text{ GeV}^{-1}$ und $\delta \approx 0.22$ wird für die leichten Vektormesonen ρ , ω und φ diese Vorhersage hervorragend bestätigt.

Für die Produktion von J/ψ ist dagegen eine Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von $W^{0.8}$ zu beobachten. Für das J/ψ ist der Ansatz des weichen Pomeron-austauschs nicht mehr gültig. Wegen der harten Skala, die durch die Masse des J/ψ gegeben ist, können hier aber Modelle der pQCD angewendet werden (siehe Kapitel 2.1).

Die harte Skala, die bei der J/ψ -Produktion bereits durch die Masse gegeben ist, kann bei den leichten Vektormesonen durch ein höheres Q^2 erreicht werden. In Abb. 2.7 ist am Beispiel des ρ -Mesons gezeigt, daß der elastische Wirkungsquerschnitt

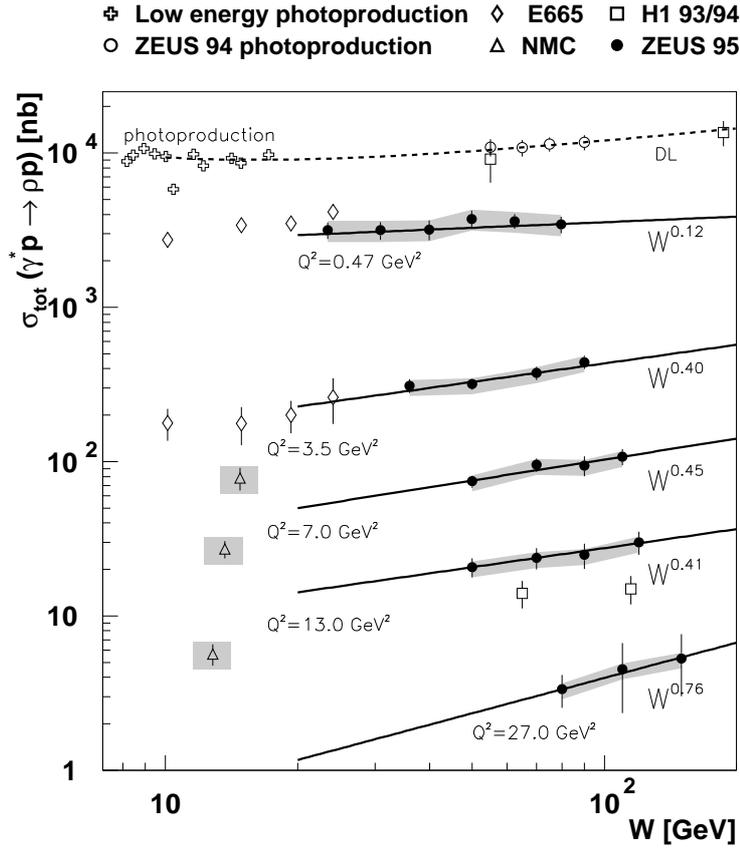


Abbildung 2.7: Wirkungsquerschnitte der elastischen ρ -Produktion bei verschiedenem Q^2 [50]

mit steigendem Q^2 zunimmt, und für $Q^2 = 270 \text{ GeV}^2$ bereits eine dem J/ψ entsprechende W -Abhängigkeit beobachtet wird.

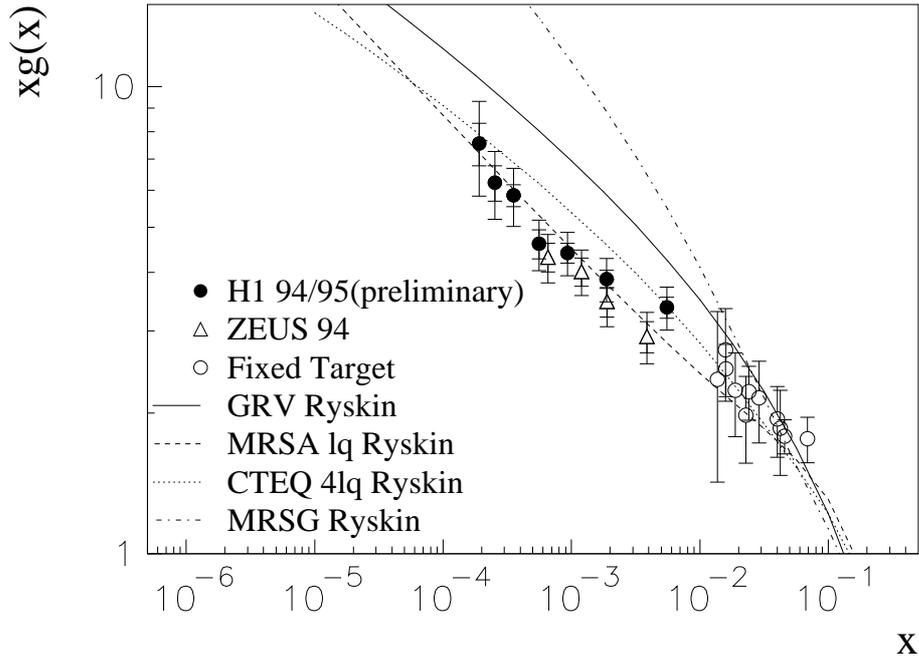
2.8 Gluon-Dichte im Proton

Die Gluon-Dichte $g(x)$ bezeichnet die Wahrscheinlichkeit, ein Gluon mit dem relativen Impuls x im Proton zu finden. Es gibt verschiedene Methoden, die Gluon-Dichte im Proton zu bestimmen. Häufig wird sie aus der Strukturfunktion F_2 abgeleitet [11]. Für einige exklusive Prozesse, z.B. für die elastische J/ψ -Photoproduktion, ist der Wirkungsquerschnitt jedoch direkt abhängig von der Gluon-Dichte [37]:

$$\frac{d\sigma}{dt}\Big|_0 \sim \frac{\alpha_s^2(\bar{Q}^2)}{\alpha Q^6} \left| \left[1 + \frac{i\pi}{2} \frac{d}{d(\ln x)} \right] xg(x, \bar{Q}^2) \right|^2 \quad (2.34)$$

Mit \bar{Q}^2 und \bar{x} werden die effektive Virtualität und der effektive Impulsanteil bezeichnet:

$$\bar{Q}^2 = \frac{Q^2 + M_{J/\psi}^2}{4} \quad \text{und} \quad \bar{x} = \frac{\bar{Q}^2}{W^2} \quad (2.35)$$

Abbildung 2.8: Gluondichte im Proton $xg(x)$ als Funktion von x

In Abb. 2.8 werden die aus den Daten bestimmten Gluon-Dichten mit verschiedenen theoretischen Modellen verglichen [37]. Um die Übereinstimmung mit den Modellen zu überprüfen, muß ein möglichst großer Bereich in x vermessen werden. Für ein konstantes Q^2 erreicht man das durch Variation von W (siehe Gleichung 2.7). Eine Ausweitung zu kleinen W s, wie in dieser Arbeit beabsichtigt, ist daher wünschenswert.

2.9 Modell der perturbativen Quanten-Chromodynamik nach Ryskin

Auf eines der existierenden Modelle, nämlich das von Ryskin, mit denen die Wirkungsquerschnitte der elastischen J/ψ -Photoproduktion in Abb. 2.8 berechnet wurden, soll hier kurz eingegangen werden.

Die Wechselwirkung zwischen Proton und $c\bar{c}$ -Paar wird durch eine Gluonleiter vermittelt, die aus zwei nicht-pertubativen Gluonen mit symmetrischen Impulsverteilungen gebildet wird. Alle nicht-pertubativen Effekte werden in die Gluondichte einbezogen, die um das effektive \bar{Q} und effektive \bar{x} entwickelt wird, und zum Vergleich mit den Daten herangezogen. In Abb. 2.8 wird als Beispiel die Gluondichte-Verteilung bei kleinen x mit verschiedenen dieser Modellrechnungen verglichen, die von unterschiedlichen Gluondichte-Verteilungen ausgehen.

Die Rechnungen sind inzwischen auf die *leading log approximation* ausgedehnt worden.

Das in der Abb. 2.8 mit "MRSA lq Ryskin" bezeichnete Modell wird auch zur Generation der verwendeten Monte-Carlo-Ereignisse in dem Generator DIPSI verwendet (siehe Kapitel 6.1.2).

Kapitel 3

Das Experiment

3.1 Der Speicherring HERA

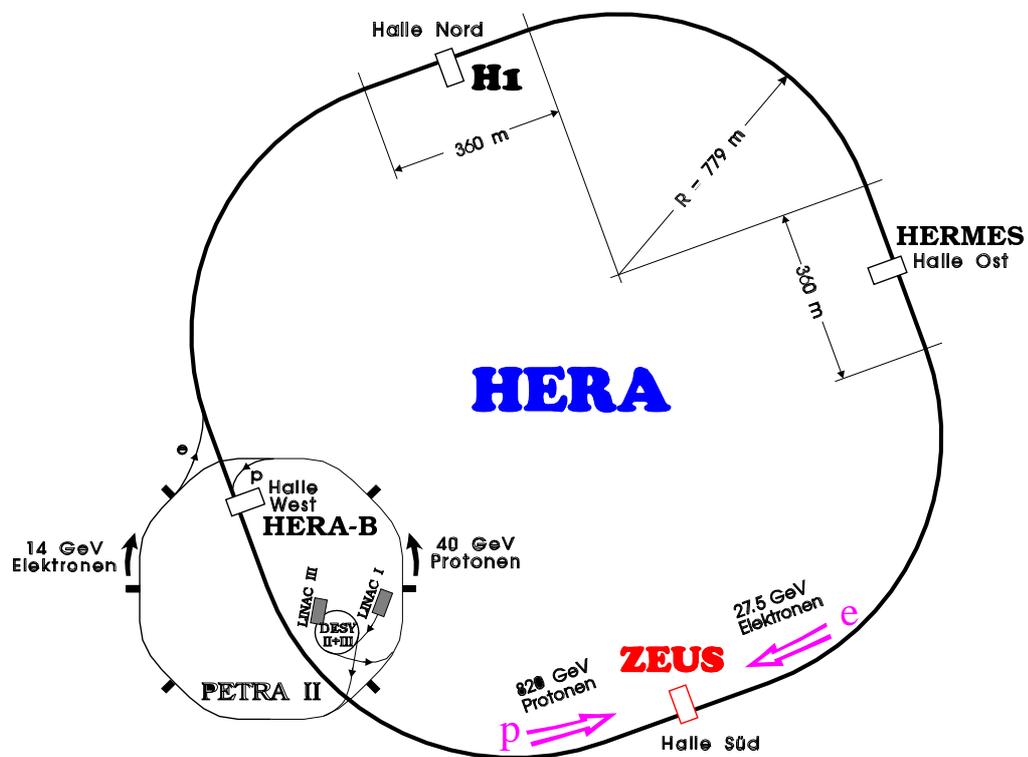


Abbildung 3.1: Der HERA Speicherring mit Vorbeschleunigern und den beteiligten Experimenten.

Ende 1990 wurde in Hamburg am **Deutschen Elektronen Synchrotron DESY** die **Hadron-Elektron-Ring-Anlage HERA** fertig gestellt. Sie wurde 1991 in Betrieb genommen und ist bis heute der weltweit einzige Hadron-Lepton-Collider.

HERA besteht aus zwei je 6.336 km langen getrennten Ringen für Protonen und Elektronen bzw. Positronen¹, die in einem Tunnel in $10\text{--}25 \text{ m}$ Tiefe unter dem

¹Im folgenden wird für Elektronen e^- und Positronen e^+ synonym der Begriff Elektronen e verwendet, im konkreten Fall wird die Unterscheidung kenntlich gemacht.

	Primäres Design	Runperiode 1997	Upgrade Design
Umfang [km]	6.336		
<i>bunch-crossings</i> -Rate [MHz]	10.4		
p-Energie E_p [GeV]	820	820	920
e-Energie E_e [GeV]	30	27.5	30
Anzahl <i>bunches</i> p/e	210/210	180/189	180/189
Anzahl p/e pro bunch $\times 10^{10}$	10.0/3.6	7.7/2.9	10.0/4.2
Strahlstrom $I_p I_e$ [mA]	160/58	105/43	140/58
Strahlgröße $\sigma_x \times \sigma_y$ [μm^2]	247×78	200×78	118×32
Luminosität \mathcal{L} [$\text{cm}^{-2} \text{sec}^{-1}$] $\times 10^{10}$	1.5	1.4	7.4

Tabelle 3.1: Die wichtigsten HERA Parameter

Stadtteil Bahrenfeld untergebracht sind. An zwei Stellen, den Experimentierhallen Süd und Nord, werden der Proton- und der Elektron-Strahl zur Kollision gebracht. Dort stehen die Vielzweckdetektoren ZEUS und H1, die seit 1992 Daten nehmen (siehe Abb. 3.1). Das Experiment HERMES nutzt seit 1996 den partiell polarisierten e-Strahl und ein polarisiertes Gastarget zur Untersuchung der p-Spinstruktur. Zur Erzeugung von b-Quarks ist das Experiment HERA-B entwickelt worden. Hier wird der p-Strahl an einem ins Strahlrohr eingebrachten Drahttarget gestreut. HERA-B wird zur Zeit getestet und wird 2000 die ersten Meßdaten liefern.

Die Ablenkmagnete des Proton-Rings sind wegen der hohen aufzubringenden Flußdichten ($B \approx 4.7 \text{ T}$) ausschließlich supraleitend, während sie im Elektronen-Ring normalleitend sind [52]. Die Beschleunigung der Protonen erfolgt durch konventionelle Kavitäten. Aufgrund der hohen Synchrotronstrahlungsverluste bei den Elektronen wurden die Kavitäten durch supraleitende Hohlraumresonatoren ergänzt. Zunächst durchlaufen die Teilchen eine Reihe von Vorbeschleunigern (Abb. 3.1), bevor sie mit 14 GeV(e) bzw. 40 GeV(p) in HERA injiziert werden. Dies geschieht nicht kontinuierlich, sondern in Teilchenpaketen², sogenannten *bunches*.

Anschließend werden die Strahlen bis zum Erreichen der gewünschten Endenergie (im Jahre 97 27.5 GeV(e) bzw. 820 GeV(p), siehe auch Tab. 3.1) beschleunigt. Die *bunches* kollidieren an den Wechselwirkungspunkten von ZEUS und H1 mit einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} \approx 300 \text{ GeV}$ im zeitlich sehr kurzen Abstand von 96 nsec. Ein Zusammentreffen nennt man *bunch-crossing*. Die *bunches* bestehen die Kollision nahezu unbeschädigt, und durchlaufen die Speicherringe daher viele Male. HERA ist also sowohl ein Beschleuniger als auch ein Speicherring.

Die Lebensdauer der Strahlen hängt im wesentlichen von der Qualität des Vakuums in den Strahlrohren ab und beträgt mehrere Stunden bis Tage. Bei den bis Mitte Juli 1994 einschließlich eingefüllten Elektronen e^- betrug sie nur wenige Stunden, da die zur Erzeugung des Vakuums eingebauten Ionengetterpumpen positiv geladene Restgasionen produzieren, die mit den Elektronen e^- rekombinierten und so den Strom verringerten. Daher wurden von Ende Juli 1994 bis 1997 stattdessen Positro-

²Obwohl es sich um räumlich begrenzte Pakete handelt, spricht man dennoch sinngemäß von '(kontinuierlichen) Strahlen'

nen e^+ injiziert, die diesen Effekt nicht zeigen. Im *shut-down* 1997/98 wurden neue Pumpen im Elektronenring installiert, und damit konnten seit 1998 Meßdaten mit e^- genommen werden.

Durch einen umfangreichen *upgrade* im *shut-down* 2000/2001 soll die Luminosität \mathcal{L} deutlich erhöht werden [27]. Dazu wird innerhalb des ZEUS-Detektors ein Fokussierungsmagnet eingebaut, der eine stärkere Fokussierung des Strahls erreicht.

Zur Vergrößerung der Schwerpunktsenergie ist die Protonen-Energie am Beginn der Runperiode 1998 auf $E_p = 920$ GeV erhöht worden.

Die Tabelle 3.1 [52, 41] faßt die wichtigsten Parameter von HERA für das primäre Design, den Zustand von 1997, - aus diesem Jahr werden in dieser Arbeit Messungen vorgestellt - und den Zustand, der im Jahr 2001, nach dem *upgrade*, erreicht werden soll, zusammen.

Die Abbildungen 3.2 und 3.3 zeigen den zeitlichen Fortschritt der von der HERA-Maschine gelieferten und vom ZEUS-Detektor aufgezeichneten Luminosität seit Beginn der Datennahme [40].

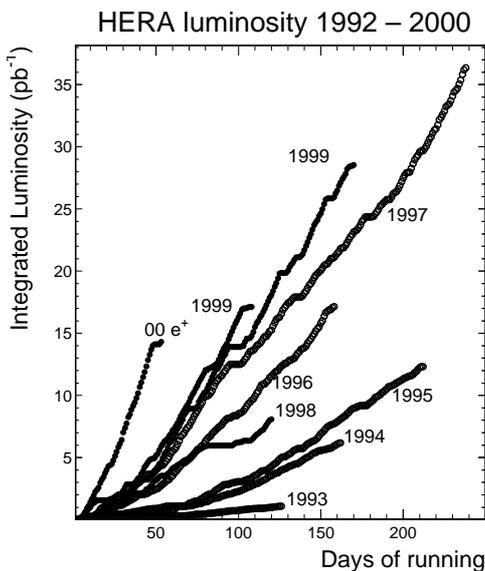


Abbildung 3.2: Gelieferte HERA Luminosität 1993–2000.

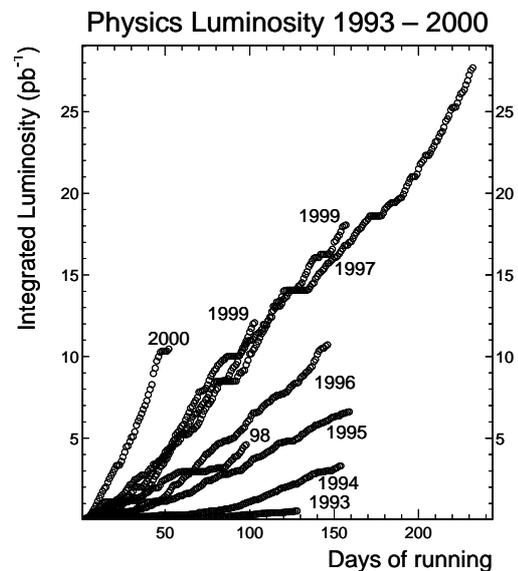


Abbildung 3.3: Von ZEUS genutzte Luminosität 1993–2000.

3.2 Der ZEUS Detektor

Der ZEUS-Detektor [52] ist dafür entwickelt worden, den Impuls und die Energie der verschiedensten Teilchensorten (wie Leptonen, Hadronen, geladene und neutrale Teilchen) im gesamten Winkelbereich zu messen. An seiner Konstruktion haben ungefähr 450 Wissenschaftler aus 50 Instituten aus 12 Staaten mitgearbeitet. Er umfaßt ein Volumen von $12\text{ m} \times 10\text{ m} \times 19\text{ m}$ und wiegt 3600 t .

Der ZEUS-Detektor besitzt den für die heutigen Hochenergie-Experimente typischen schalenförmigen Aufbau (siehe Abb. 3.4). Der innere Detektor, der im wesentlichen

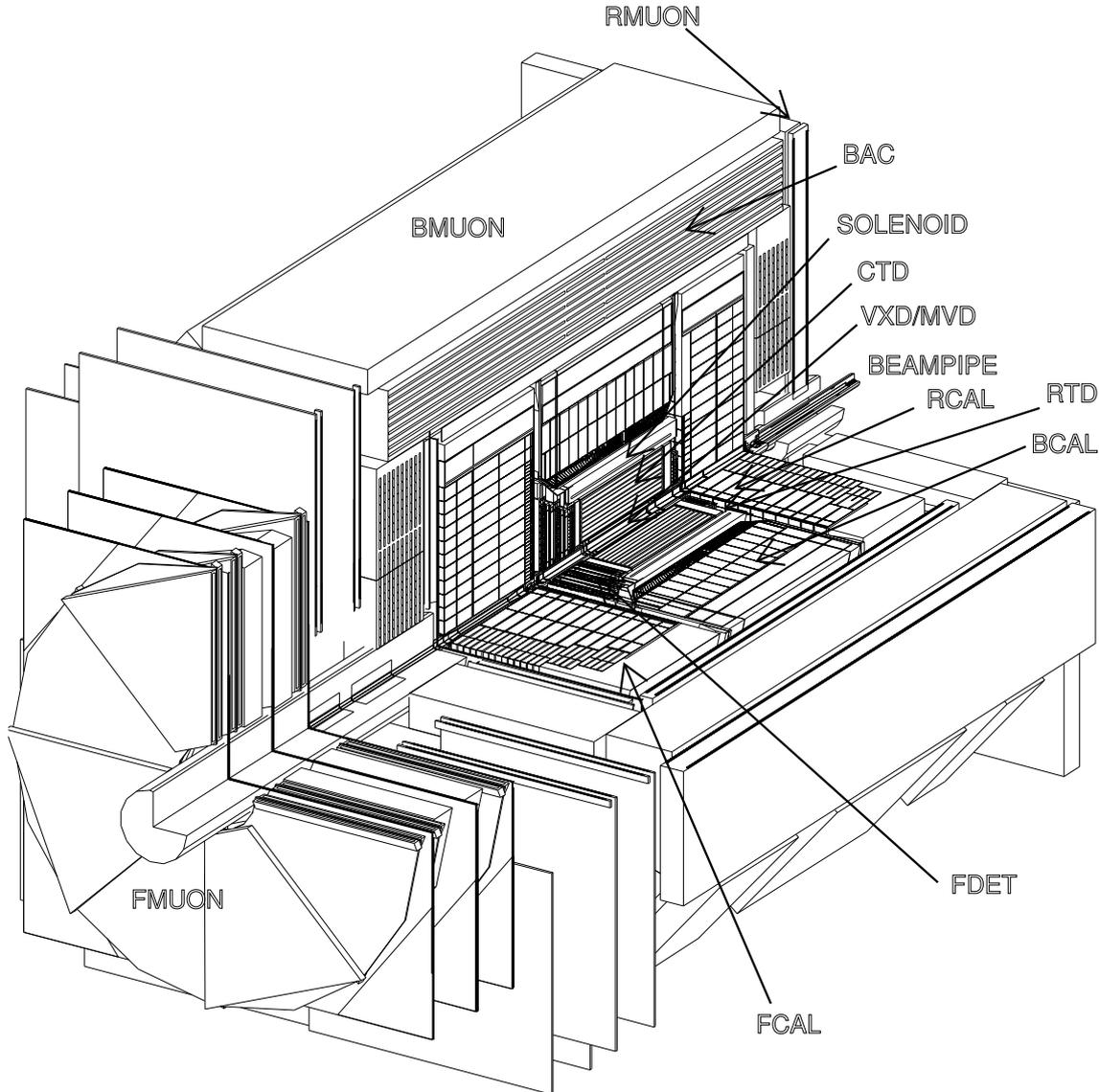


Abbildung 3.4: Der ZEUS Detektor im Längsschnitt

aus Spurkammern besteht, dient zur Impulsmessung geladener Teilchen. Der Hauptbestandteil des äußeren Detektors ist das Kalorimeter. Insgesamt besteht der ZEUS Detektor aus ca. zwei Dutzend einzelner Komponenten mit mehr als 250.000 Auslesekanälen. Die einzelnen Komponenten decken dabei meistens nur einen eingeschränkten Winkelbereich ab und dienen einer bestimmten Spezialaufgabe.

Eine Besonderheit ergibt sich aufgrund des großen Impulsungleichgewichtes der Kollisionspartner: $\vec{p}_p + \vec{p}_e = \vec{p}_{\text{CMS}} \approx 790 \frac{\text{GeV}}{c} \neq \vec{0}$. Der Schwerpunkt bewegt sich also mit $\beta = \frac{p_{\text{CMS}}}{E_{\text{CMS}}} \approx 0.94$ in Richtung des Proton-Strahls. In dieser Richtung, auch Vorwärtsrichtung genannt, ist daher ZEUS verstärkt instrumentiert.

Konventionsgemäß hat das rechtshändige ZEUS-Koordinatensystem seinen Ursprung im Sollwechselwirkungspunkt **WWP** (Abb. 3.5). Die x -Achse zeigt zum Mittelpunkt des HERA-Ringes, die y -Achse nach oben. Die Protonenflugrichtung definiert als Vorwärtsrichtung die z -Achse. Dementsprechend bezeichnet man die Elektronen-

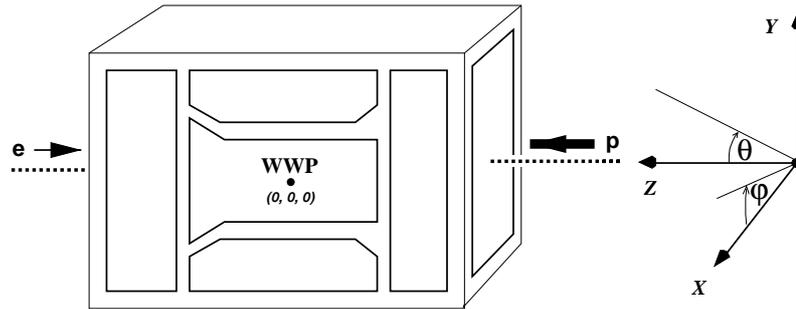


Abbildung 3.5: Das ZEUS-Koordinatensystem.

flugrichtung auch als Rückwärtsrichtung. Der Azimutwinkel ϕ wird bezüglich der x -Achse gemessen, der Polarwinkel θ bezüglich der Protonenrichtung (z -Achse). Für die Ereignisanalyse wird auch oft anstelle des Polarwinkels θ die lorentzinvariante Pseudorapidität $\eta = -\ln(\tan \frac{\theta}{2})$ benutzt.

Bis auf die Öffnungen für das Strahlrohr, die Versorgungsleitung und die Auslese Kabel umschließt der ZEUS-Detektor den Wechselwirkungspunkt hermetisch. Um auch Teilchen zu vermessen, die unter sehr kleinem Winkel zur z -Achse den ZEUS-Detektor verlassen, gibt es einige Komponenten, die in großer Entfernung und nahe beim Strahlrohr angebracht sind. Zu ihnen gehören der *proton-remnant-tagger* und der Luminositätsmonitor auf die hier im Folgenden eingegangen wird.

Der ZEUS-Detektor wurde im Frühjahr 1992 eingebaut. Die erste Elektron-Proton-Kollision wurde am 31. Mai 1992 gemessen.

Im folgenden werden die Komponenten, die innerhalb dieser Arbeit verwendet wurden, näher erläutert.

3.2.1 Innerer Detektor für die Spurvermessung

Der Innere Detektor (Abb. 3.6) besteht ausschließlich aus Komponenten zur Spurvermessung und -rekonstruktion.

Die Zentrale Driftkammer CTD (*Central Tracking Device*) ist eine zylindrische Driftkammer. Sie ist in 9 Superlagen (SL) unterteilt, wobei eine Superlage 36–96 Zellen mit je 8 Signaldrähten enthält. Die Drähte sind in einer Ebene, welche zum Radiusvektor um 45° gedreht³ ist, angeordnet.

In den SL 1,3,5,7,9 sind die Drähte parallel zur z -Achse gespannt (Axiallagen), in den restlichen (SL 2,4,6,8) mit einem alternierenden Winkel von $\approx \pm 5^\circ$ dazu (Steurolagen). In SL1 werden alle acht, in SL3 und SL5 vier (jede zweite) Drahtlagen beidseitig ausgelesen, so daß aus den Laufzeitdifferenzen auf dem Signaldraht eine z -Bestimmung möglich ist: *z-by-timing*.

Die CTD liegt weitgehend im homogenen Magnetfeld des sie umgebenden Solenoiden, nur an den Rändern ergeben sich Inhomogenitäten. Sie deckt einen Polarwinkel

³Diese Drehung wird durch den Lorentzwinkel $\alpha_l = \angle(\vec{E}, \vec{v}_{Drift})$ kompensiert, so daß der Drift parallel zu \vec{r} stattfindet

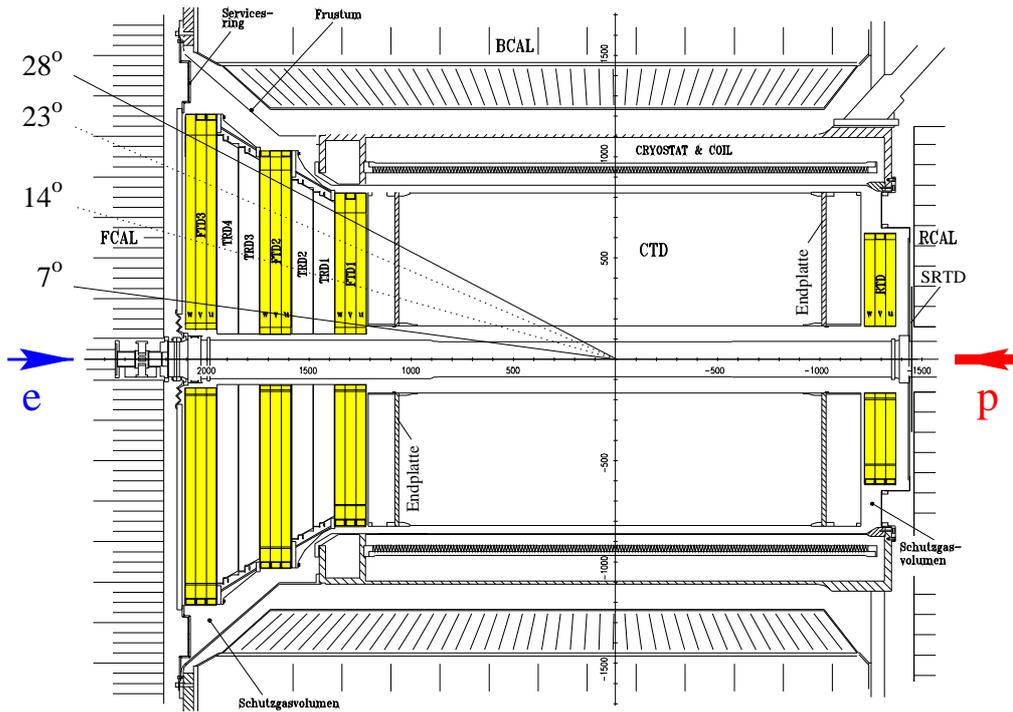


Abbildung 3.6: Der innere ZEUS Detektor in der Konfiguration von 1996–98.

von $15^\circ \leq \theta \leq 165^\circ$ ab. Zur sicheren Spurrekonstruktion ist ein Durchqueren von mindestens drei Superlagen erforderlich, wodurch der Bereich auf $20^\circ \leq \theta \leq 160^\circ$ begrenzt wird. Die Auflösung in $r - \phi$ beträgt unter Realbedingungen $\approx 300 \mu\text{m}$, in $z \approx 1 \text{ mm}$ (Stereolagen) bzw. $\approx 5 \text{ cm}$ (z -by-timing). Für die Impulsmessung wird $\frac{\sigma(p_t)}{p_t} = 0.005 p_t [\text{GeV}] \oplus 0.016$ erreicht.

Die Endplatten der *CTD* bei $z \approx \pm 105 \text{ cm}$, zwischen denen die Drähte gespannt sind, bestehen aus 2 cm starkem Aluminium. Zusammen mit der aufgesetzten Elektronik zur Auslese der Signaldrähte stellen sie eine Anhäufung ‘toten Materials’ mit $\approx 0.5 X_0$ Strahlungslänge dar, die zunächst durchquert werden muß, bevor Teilchen überhaupt in die dahinterliegenden planaren Driftkammern gelangen. Die Wahrscheinlichkeit, daß elektromagnetische Teilchen durchlaufen, ohne vorher aufzuschauern, ist dementsprechend auf die Hälfte reduziert.

Der Solenoid ist supraleitend und umgibt die *CTD* vollständig. Die maximal erreichbare Flußdichte beträgt 1.8 T, tatsächlich liegt sie jedoch zur Begrenzung der auftretenden Zugkräfte durch das im Detektor eingebrachte Eisen im homogenen Teil bei 1.43 T. Die *ZEUS*-Kollaboration hat sich, im Gegensatz zu *H1*, dafür entschieden, den Solenoiden innerhalb des Kalorimeters einzubauen. Dadurch wird die Meßqualität des Auslesesystems des Kalorimeters, das auf Wellenlängenschiebern Lichtleitern und Photomultipliern basiert, nicht durch das Magnetfeld beeinträchtigt. Allerdings muß dabei in Kauf genommen werden, daß der Vorwärtsdetektor *FDET* (siehe unten) sich in einem hochgradig inhomogenen Magnetfeld befindet, was die Spurfindung erschwert.

Aus Simulationen und Messungen, die vor Einbau des *FDETs* vorgenommen wur-

den, wurden Karten des Magnetfeldes hergestellt, wobei der Fehler der katalogisierten Magnetfeldwerte auf maximal 100 Gauß geschätzt wurde [28]. In Abb 3.7 ist die radiale und longitudinale Magnetfeldstärke für den inneren Detektor abgebildet.

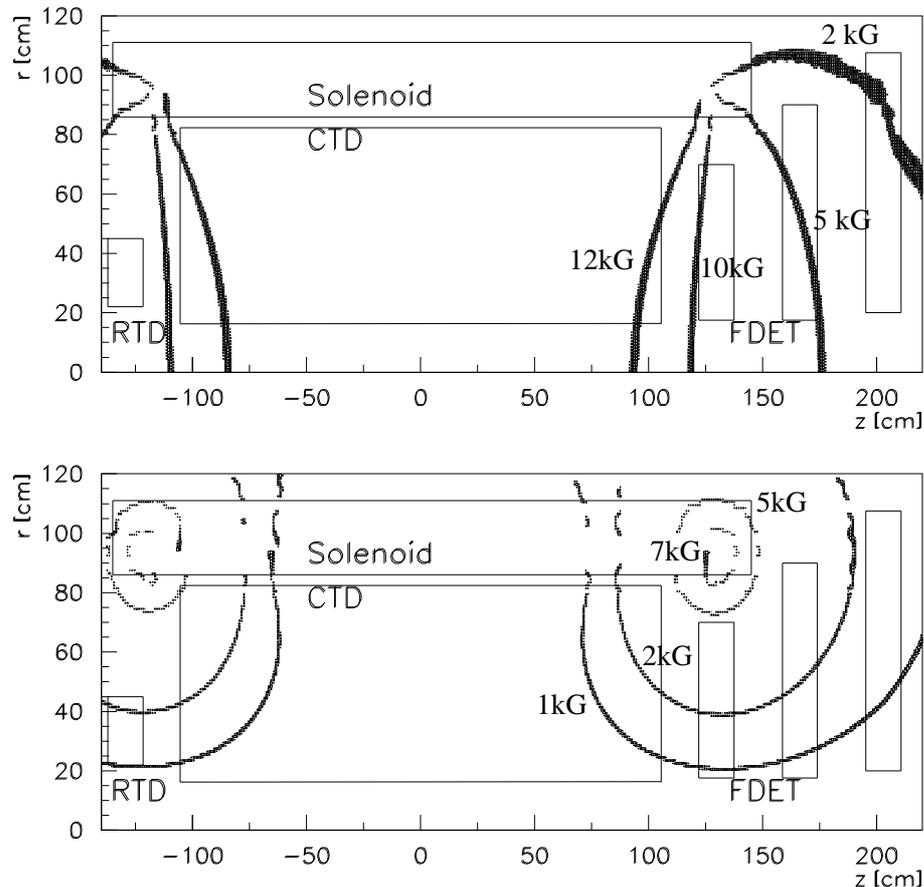


Abbildung 3.7: Das longitudinale und radiale Magnetfeld. Im oberen Bild sind die Äquipotentiallinien für $B_z = 2$ kG, $B_z = 5$ kG, $B_z = 10$ kG und $B_z = 12$ kG eingezeichnet, im unteren Bild die Potentiallinien $B_r = 1$ kG, $B_r = 2$ kG, $B_r = 5$ kG und $B_r = 7$ kG.

Der Vorwärtsdetektor $FDET$ (*Forward Detector*) besteht aus den drei $FTDs$ (*Forward Tracking Device*) und den vier $TRDs$ (*Transition Radiation Detector*). Er wird als eine Einheit in den ZEUS-Detektor eingebaut. Die FTD - und TRD -Kammern wurden von der Bonner ZEUS-Gruppe entwickelt und gebaut.

Die Planaren Driftkammern $FTD1-3$ und RTD (*Rear Tracking Device*) sind von der Konstruktion her gleich und unterscheiden sich nur in ihrer Größe. Die Polarwinkelakzeptanz beträgt $\theta \approx 7^\circ \dots 28^\circ$ ($FTDs$) bzw. $\theta \approx 160^\circ \dots 170^\circ$ (RTD). Die Kammern befinden sich außerhalb des Solenoiden im inhomogenen Feld, wobei der Gradient an den Rändern der $FTD1$ am größten ist. Die weitreichendste Konsequenz ist, daß für die durchquerenden Spuren kein (einfaches) Spurmodell — wie Helix oder Gerade — angenommen werden kann. Bei den auftretenden hohen Energien von einigen GeV ist innerhalb einer Kammer die Approximation durch

eine Gerade fast immer gerechtfertigt. In besonderen Fällen, vor allem bei dem Vorwärts-Spurfit (Kapitel 5), muß man sich dieser Unzulänglichkeit aber bewußt sein.

Eine ausführlichere Beschreibung der Kammern im Hinblick auf diese Arbeit erfolgt in Abschnitt 3.3.

Der Übergangsstrahlungsdetektor *TRD* dient zur Teilchenseparation von Elektronen und Hadronen und liefert mit Einschränkung auch Ortsinformation. Er besteht aus 2×2 Modulen, die zwischen je zwei *FTDs* eingebettet sind. Jedes Modul setzt sich aus einem Radiator und einer sich anschließenden zeitdehnenden Driftkammer zusammen. Im Radiator entsteht beim Durchgang von Elektronen⁴ durch ein Polypropylenvlies, bedingt durch unterschiedliche Dielektrizitätszahlen ϵ , Übergangsstrahlung im keV-Bereich. In der mit Xenon gefüllten Driftkammer werden diese Photonen absorbiert und erzeugen Ladungscluster, welche neben den natürlicherweise durch Ionisation auftretenden Ladungs- und δ -Clustern mit den Signaldrähten nachgewiesen werden. Zu Aufbau und Analysen siehe [29, 31, 36].

Der Straw Tube Tracker *STT* ist derzeit in Planung und soll nach dem Jahr 2000 den *TRD* ersetzen [51]. Mit ihm wird eine neuartige Technologie realisiert, wie sie auch beim ATLAS-Experiment zum Einsatz kommen wird. Der *STT* liefert eine hohe Effizienz für die Spurfindung in hohen Spurdichten. Er setzt sich aus vier gegeneinander um 15° verdrehten Modulen zusammen, die die Position der *TRD*-Module einnehmen. Jedes Modul besteht aus zwei um 30° rotierten Lagen. Eine Lage wird aus sechs keilförmigen Sektoren gebildet, in denen in drei Schichten dichtester Packung die Röhrrchen (*straws*) mit 8 mm Durchmesser angeordnet sind. Das Material ist eine $120 \mu\text{m}$ dünne Kapton-Folie; in der Mitte des *straw* wird der Signaldraht gespannt. Die *straws* sind in der x - y -Ebene senkrecht zum Radius orientiert, so daß ihre Länge nach außen zunimmt. Da gleichzeitig die Spurdichte abnimmt, ist die mittlere Trefferbelegung pro Kanal etwa konstant; im Gegensatz zu den *FTDs*, wo die längsten Zellen im Bereich hoher Spurdichten liegen. Auch bei der Planung und Konstruktion dieser Komponente hat die Bonner ZEUS-Gruppe einen großen Anteil.

3.2.2 Kalorimetrie

Das hochauflösende kompensierende⁵ Uran-Szintillator-Sampling-Kalorimeter *CAL* umschließt das gesamte innere Spurkammersystem. Es gliedert sich in drei Bereiche: in Vorwärts-Richtung ($\theta \approx 2^\circ \dots 40^\circ$) das *FCAL*, in Rückwärtsrichtung ($\theta \approx 128^\circ \dots 177^\circ$) das *RCAL* und im Zentralbereich ($\theta \approx 37^\circ \dots 129^\circ$) das *BCAL*.

Longitudinal ist jeder Teil in eine elektromagnetische Sektion (EMC) mit $25X_0$ Strahlungslänge und eine hadronische (HAC) mit 4λ Wechselwirkungslänge (*FCAL*: zwei mit 7λ) segmentiert.

Die erreichte Auflösung ist $18\%/\sqrt{E [\text{GeV}]}$ für Elektronen und für Hadronen $35\%/\sqrt{E [\text{GeV}]}$. Die Zellgröße (Granularität) beträgt im EMC $5 \times 20 \text{ cm}^2$ (*RCAL* $10 \times 20 \text{ cm}^2$) und im HAC $20 \times 20 \text{ cm}^2$. Jede Zelle wird über Wellenlängenschieber

⁴Nur diese erzeugen aufgrund ihres hohen $\gamma \approx 300$ meßbare Übergangsstrahlung

⁵Hadronen und Elektronen gleicher Energie erzeugen ein gleichgroßes Signal

von zwei Photomultipliern ausgelesen, die eine sehr präzise Zeitinformation mit einer Genauigkeit von $(1.5/\sqrt{E[\text{GeV}]}\oplus 0.5 \text{ nsec})$ liefern. Eine fundierte Untersuchung der *CAL*-Eigenschaften findet man bei [39].

3.2.3 Äußerer Detektor und weitere Komponenten

Die Myon-Kammern an der Innen- und Außenseite des Rückflußjochs sind Streamer-Kammern und registrieren hochenergetische Myonen, die das *CAL* durchqueren [52]. Im Vorwärts-Bereich steht ein Myon-Spektrometer (*FMUON*) mit Toroidmagneten (siehe Abb. 3.4). Es besteht aus vier Ebenen *limited Streamer tubes* (LST) und vier Ebenen Driftkammern. Die innersten Ebenen der LSTs und Driftkammern befinden sich innerhalb des Eisenjochs zwischen dem Vorwärts Kalorimeter FCAL und dem Backingkalorimeter BAC, die anderen 3 Ebenen LSTs und Driftkammern befinden sich außerhalb des Eisenjochs.

Die LSTs besitzen eine ρ - ϕ -Streifen Auslese⁶ und werden im Trigger-System für hochenergetische Myonen verwendet.

Die Ortsauflösung, die zur Impulsbestimmung genutzt wird, wird von den Driftkammern geliefert. Jede Ebene besteht aus 8 trapezförmigen Kammern. Sie sind mit einem Gasgemisch aus Ar(90%), CO₂(9%) und CH₄ (1%) befüllt.

Das Magnetfeld wird von den Endkappen des Eisenjochs und den Toroiden geliefert. Es beträgt im Mittel 1.7 Tesla. Die Magnetfeldkarten wurden mit dem Modell TOSCA berechnet.

Die Myonkammern besitzen eine Akzeptanz von $5^\circ \leq \theta \leq 32^\circ$. Für kleine Winkel haben sie eine Impulsauflösung von $\frac{\Delta p}{p} = 15\text{-}20\%$, für große Winkel von $\frac{\Delta p}{p} = 25\text{-}60\%$.

Der Proton-Remnant-Tagger PRT besteht aus 7 Paaren von Szintillations-Zählern, die das Strahlrohr an 3 Positionen der vorwärtigen Protonrichtung umgeben (siehe Abb. 3.8) [13, ?].

Der PRT detektiert Teilchen, die den Detektor unter sehr kleinem Winkeln in Proton-Richtung verlassen, insbesondere Überreste (*remnant*), die vom Proton stammen. Die Zähler eines Paares decken die gleiche Fläche ab, so daß bei einem gleichzeitigen Ansprechen vom Durchgang eines hochenergetischen Teilchens ausgegangen werden kann. Der Untergrund aus niederenergetischen Teilchen, einschließlich der Synchrotronstrahlungs-Photonen, löst meistens nur in einem Zähler ein Signal aus. Zwei Paare (Zähler 11,12 und 13,14) befinden sich innerhalb des Vorwärts-Kalorimeters bei einer z Position von 5.15 m. Sie bilden den sogenannten PRT1. Er deckt einen Winkelbereich von 6 bis 26 mrad ab.

Vier Paare des PRT2 sind an dem Punkt des Strahlrohrs bei z=24.4 m angebracht, an dem Proton- und Elektron-Rohr sich trennen. Wegen einer Akzeptanzlücke auf Grund eines Flansches ist ein fünftes Paar bei z=32.1 m angebracht. Der PRT2 deckt einen Winkelbereich von 1.5 bis 8 mrad ab.

⁶ ρ gibt den Abstand zum Strahlrohr und ϕ den Polwinkel an.

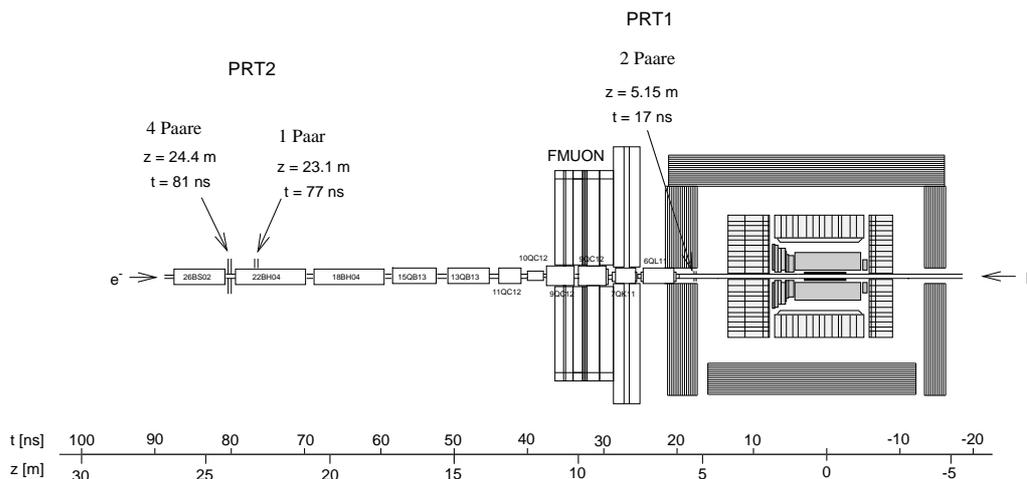


Abbildung 3.8: Position der Proton Remnant Tagger

Der **Luminositätsmonitor LUMI** setzt sich aus zwei Blei-Szintillator-Kalorimetern $LUMI-e$ und $LUMI-\gamma$, die im HERA-Tunnel bei $z = -34.7$ m und $z = -107$ m angebracht sind, zusammen. Die Luminosität wird über den der Bremsstrahlung zugrunde liegenden genau bekannten Wirkungsquerschnitt des Bethe-Heitler-Prozesses $ep \rightarrow ep\gamma\gamma$ bestimmt.

3.2.4 Triggersystem

Das ZEUS-Experiment ist mit einem dreistufigen Trigger-System ausgestattet [45]. Die erste Trigger-Stufe (*first level trigger*, FLT) besitzt entsprechend des zeitlichen Abstands zwischen zwei *bunch-crossing* von 96 nsec eine Eingangsrate von 10.4 MHz. Eine positive Entscheidung wird anhand charakteristischer Größen der einzelnen Komponenten, z.B. der Energien im *CAL*, nach $4.4 \mu\text{sec}$ gefällt und an die Komponenten weitergeleitet. Jede Komponente muß daher die Ereignisinformationen $4.4 \mu\text{sec}$ lang in sog. Ringspeichern (*pipelines*) zwischenspeichern. Die Ausgangsrate liegt bei 1 kHz. Auf der zweiten Trigger-Stufe (*second level trigger*, SLT) werden mit diesen Informationen komplexere Analysen durchgeführt. Nach maximal 7 msec liegt eine positive Entscheidung vor, die Daten müssen also für diese Zeit zwischengespeichert werden. Die Ausgangsrate liegt bei 100 Hz. Die dritte Trigger-Stufe (*third level trigger*, TLT) vollzieht eine detaillierte Analyse des Ereignisses durch Rekonstruktion aus den vorliegenden Informationen der Komponenten mit einer Ausgangsrate von etwa 10 Hz.

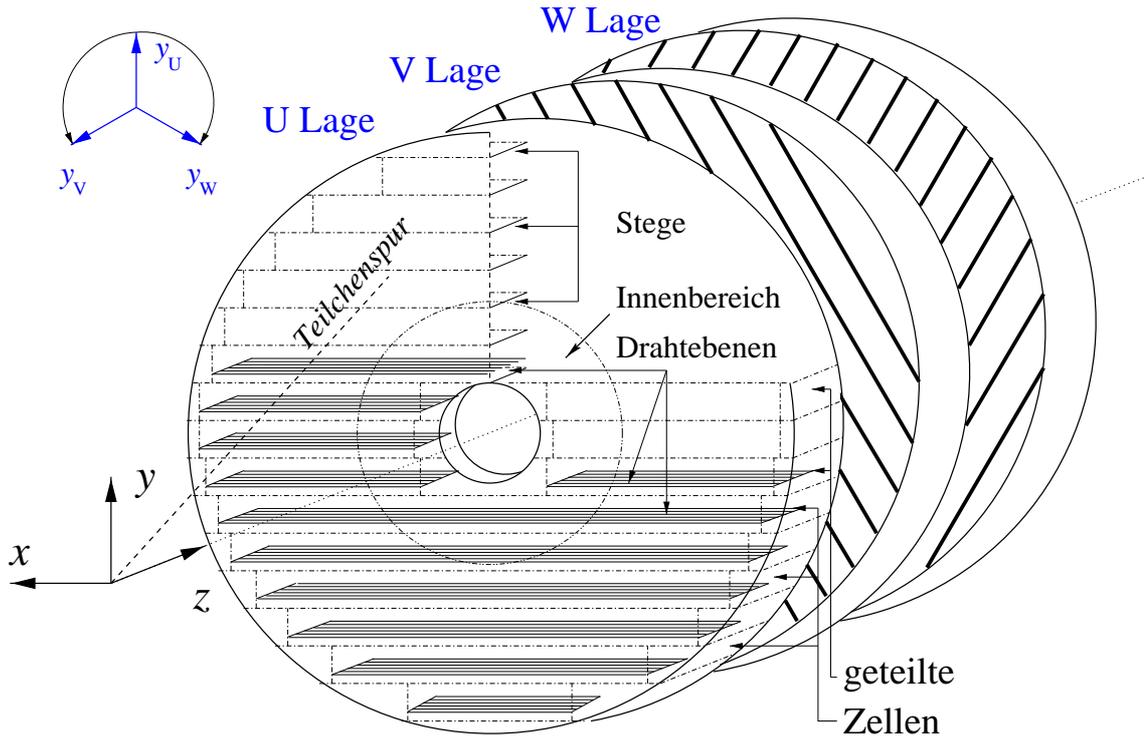


Abbildung 3.9: Schematischer Aufbau einer planaren Driftkammer in Explosionsdarstellung (nicht maßstäblich) im ZEUS-Koordinatensystem. Die Orientierungen der Lagen-Koordinatensysteme sind ebenfalls eingezeichnet (y_{Lage} -Achse $\hat{=}$ ‘Oben-Richtung’ der Lage und y_{u} -Achse $\hat{=}$ ‘Oben-Richtung’ der Kammer).

3.3 Aufbau der planaren Driftkammern *FTD1-3* und *RTD*

Wie in Abschn. 3.2.1 erwähnt, handelt es sich bei den *FTD1-3* und der *RTD*⁷ um vier konstruktionsgleiche planare Driftkammern unterschiedlicher Größe. Sie ist im Falle der *FTDs* so gewählt, daß mit wachsendem z von jeder Kammer in etwa der gleiche Polarwinkel θ abgedeckt wird, also der Durchmesser proportional zum Abstand vom Sollvertex ist, siehe dazu auch Abb. 3.6.

Im weiteren werden nur die für die Rekonstruktion relevanten Details erläutert. Den mechanischen Aufbau und das verwendete Material ist in [20, 26] beschrieben. Wie in Abb. 3.9 skizziert, setzt sich jede Kammer aus drei aufeinander montierten scheibenförmigen Lagen von 5 cm Dicke zusammen, die in z -Richtung mit **U**, **V**, **W**-Lage bezeichnet werden und deren ‘Oben-Richtungen’ (= Richtung der y_{Lage} -Achsen) gegeneinander um 0° , -120° , $+120^\circ$ verdreht sind. Jede der Lagen besitzt ihr eigenes Lagen-Koordinatensystem, welches also um die z -Achse des ZEUS-Koordinatensystems gedreht ist. Definitionsgemäß ist die y_{U} -Achse die ‘Oben-Richtung’ der gesamten Kammer.

⁷Diese Angaben gelten für die eingebaute (zweite etwas kleinere) *RTD*. Solche in [52] und in allen daraus zitierenden Arbeiten beziehen sich auf eine vorher (als erste) gebaute *RTD* und sind *nicht* mehr zutreffend.

Der Kammerkörper selbst ist in eine 12-eckige Aluminium-Polygon-Trägerstruktur eingepaßt, an der auch die nötigen Anschlüsse für die Auslese, Spannungsversorgung und Wasserkühlung angebracht sind. Die Kammern sind noch als Ganzes bzgl. ihrer y_{U} -Achsen untereinander um die z -Achse des ZEUS-Koordinatensystems verdreht. Die wichtigsten Angaben zu den Kammern sind in Tabelle 3.2 zusammengefaßt [16, 18, 30].

Die quaderförmigen Zellen verlaufen sehnenartig durch eine Lage (Abb. 3.9), wobei neben dem Strahlrohr zu beiden Seiten Zellen vorhanden sind, die sog. geteilten Zellen (siehe Abb.3.10). Die Länge der Zellen wird durch die angenäherte Kreisform festgelegt, die Höhe durch die im Abstand von 2.5 cm parallel verlaufenden Stege. Die Benennung der Zellen erfolgt für praktische Zwecke in der *hardware*-Numerierung, die sich an der y_{Lage} -Achse orientiert. Die Zellnummer ergibt sich dann einfach aus der Koordinate der Zellmitte (=Drahtebene) y_{Zelle} im Lagensystem und der Zellhöhe: HW-Nummer = $y_{\text{Zelle}} \bmod 2.5 \text{ cm}$. Die geteilten Zellen beider-

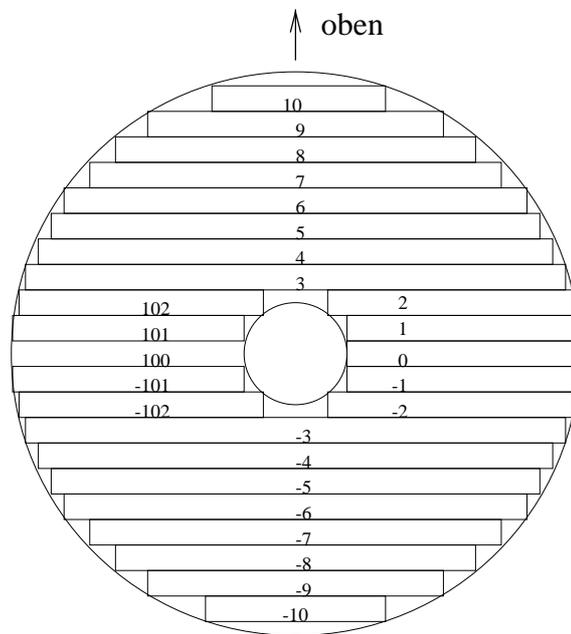


Abbildung 3.10: Aufsicht in p-Strahlrichtung auf eine Kammer mit schematischer Numerierung der Zellen (nicht maßstabsgetreu).

seits des Strahlrohrs werden unterschieden, indem für $x_{\text{Lage}} > 0$ entsprechend dem Vorzeichen der *hardware*-Nummer ± 100 hinzuaddiert wird.

Die Driftzellen (Abb. 3.11) besitzen einen rechteckigen Querschnitt mit $48 \times 22 \text{ mm}^2$ großem sensitivem Bereich. Das elektrische Feld wird durch sieben im Abstand von 7 mm in der Drahtebene liegende Potentialdrähte (goldbeschichteter Molybdändraht, $121 \mu\text{m}$ Durchmesser) und Kathodenflächen ($18 \mu\text{m}$ Kupferfolie) an Ober- und Unterseite der Stege, sowie je fünf feldformenden Streifen an den Seitenwänden erzeugt. Die Kathodenfläche, sowie die feldformenden Streifen sind innerhalb eines Kreises mit 34.3 cm Radius um das Strahlrohr, dem *Innenbereich* (siehe Abb. 3.9), unterbrochen und verlaufen also nicht durchgehend über die ganze Zelllänge. Das Potential läßt sich somit inner- und außerhalb des Innenbereichs separat einstellen. Damit ist

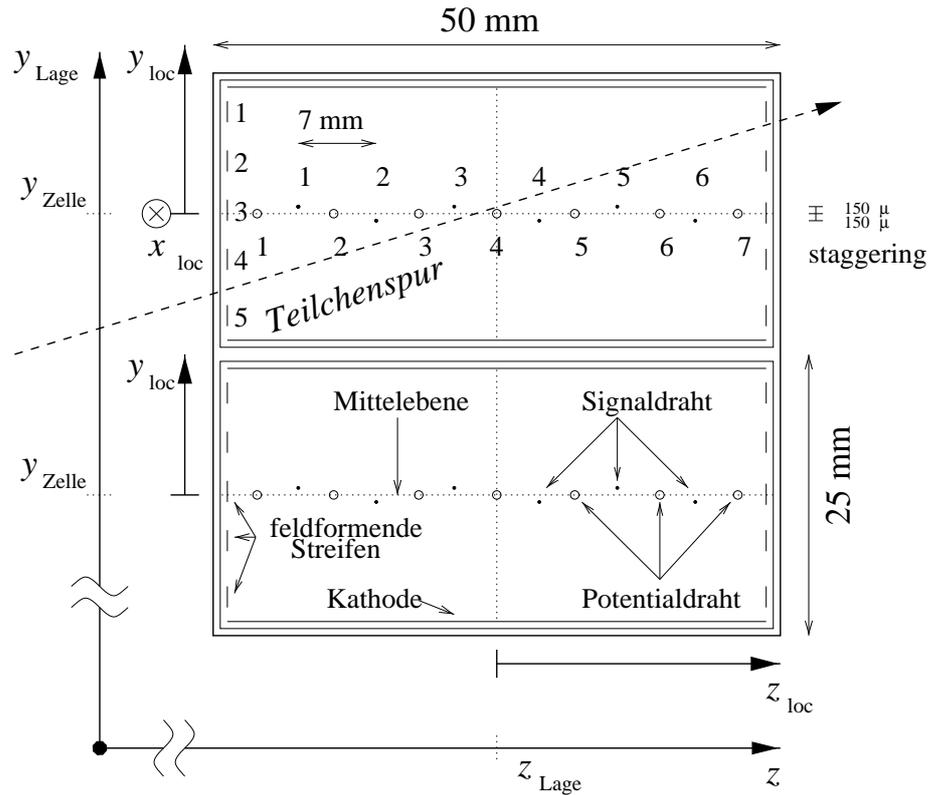


Abbildung 3.11: Aufbau und Abmessungen der Driftzellen mit lokalem Zellen-Koordinatensystem. Die x_{loc} -Achse verläuft parallel zu den Drähten; der Nullpunkt liegt in der Mitte der Zelle. Der Abstand der Zellmitten y_{Zelle} vom Strahlrohr im Lagenkoordinatensystem und die z -Position der Lage z_{Lage} (=Zellmitte) sind ebenfalls dargestellt.

man in der Lage bei ungünstigen Strahlbedingungen den Innenbereich abzuschalten⁸.

Pro Zelle werden sechs Signaldrähte (goldbeschichteter Wolframdraht, $30 \mu\text{m}$ Durchmesser), die im Abstand von 7 mm zwischen den Potentialdrähten positioniert sind, am Außenrand einseitig ausgelesen. Sie ragen alternierend um jeweils $\pm 150 \mu\text{m}$ aus der Potentialdrahtebene heraus (*staggering*). Dies hilft, falls mindestens drei Drähte Signale liefern, bei der Auflösung der Oben-Unten-Ambiguität, d.h. zu entscheiden, ob eine Spur ober- oder unterhalb der Drahtebene verläuft. Das verwendete Kammergas besteht aus einem Argon C₂H₆ 50:50 + Äthanol Gemisch.

⁸Es besteht weiterhin eine etwa halb so große Potentialdifferenz zwischen der Kathode und den Signaldrähten

	<i>FTD1</i>	<i>FTD2</i>	<i>FTD3</i>	<i>RTD</i>
<i>z</i>-Position [cm]	122.0 ... 137.4	158.6 ... 174.0	195.2 ... 210.6	-121.8 ... -137.2
Mitte [cm]; Drehung				
U-Lage	124.7; 0°	161.3; -30°	197.9; -45°	-134.7; 180°
V-Lage	129.7; -120°	166.3; -150°	202.9; -165°	-129.7; 60°
W-Lage	134.7; 120°	171.3; 90°	207.9; 75°	-124.7; 300°
Gesamtradius [cm]				
innen/außen	12.4/82.0	12.4/103.0	14.4/121.0	16.4/62.0
sensitiv (ca.)				
min./max./I.B.[cm]	17.5/70.0/34.3	17.5/90.0/34.3	20.0/107.5/34.3	22.0/45.0/-
Winkelakzeptanz θ				
min./max./I.B.[mrad]	134/495/258	105/496/203	98/487/167	3475/3301/-
[°]	7.7/28.3/14.8	6.0/28.4/11.6	5.6/27.9/9.6	170.2/159.9/-
Pseudorapidität [η]	2.70/1.30/2.04	2.94/1.31/2.28	3.01/1.33/2.48	-2.44/-1.75/-
Anzahl Zellen	204	252	300	156
hardware-Nummern				
ungeteilt oben	28, ..., 6	36, ..., 6	43, ..., 7	18, ..., 8
geteilt ($x_{\text{Lage}} < 0$)	5, ..., -5	5, ..., -5	6, ..., -6	7, ..., -7
geteilt ($x_{\text{Lage}} > 0$)	105, ..., -105	105, ..., -105	106, ..., -106	107, ..., -107
ungeteilt unten	-6, ..., -28	-6, ..., -36	-7, ..., -43	-8, ..., -18
Anzahl Signaldrähte	1224	1512	1800	936
Anzahl Potentialdrähte	1428	1764	2100	1092
Gesamtzahl der Kanäle	5472			
Driftgas	Ar/C ₂ H ₆ 50:50 + Äthanol			
Driftgeschwindigkeit	$\approx 52 \mu\text{m}/\text{nsec}$			
Driftfeld	$\approx 1.25 \text{kVolt}/\text{cm}$			
Gasvolumen [m³]	0.25	0.40	0.60	0.14
Gesamt [m³]	1.39			
Kammengewicht [kg]	80	120	165	70
Strahlungsdicken				
sensitiver Bereich	0.09 X ₀			
äußerer Rand	0.13 X ₀			

Tabelle 3.2: Kammerparameter der *FTDs* und der *RTD*. Beim Innenbereich (I.B.) gelten die Angaben für dessen äußeren Radius.

Kapitel 4

Die Spur-Rekonstruktion in den planaren Driftkammern

4.1 Das Prinzip der Spur-Rekonstruktion

Die Aufgabe der Spur-Rekonstruktion ist es, aus den Signalen, die ein ionisierendes Teilchen beim Durchgang durch die Driftkammer auf den Drähten hinterläßt, die Spurinformaton für die Analysen bereitzustellen. Die Driftsignalinformationen (Pulszüge) werden genutzt, um den Abstand der Trajektorie von dem Signaldraht zu bestimmen. Somit liegen die Spurinformatonen in einer Driftzelle als 2-dimensionale Ortskoordinaten in der y_{loc} - z_{loc} -Ebene vor, wobei z_{loc} durch die Position des Signaldrahts und y_{loc} durch den Abstand zum Draht gegeben wird. Sie werden als *hit* bezeichnet.

Ein räumliches Spurstück innerhalb einer Kammer (Segment) durchquert drei Lagen mit jeweils 6 Drähten, also 18 verschiedene Drahtebenen, die von Drähten gleicher z -Position aufgespannt werden. Eine rein kombinatorische Methode, aus 18 *hits* eine Spur zu bilden, scheitert an der im Mittel großen Zahl von *hits* in den *FTDs* und der begrenzten Rechenzeit [17]. Aus diesem Grunde verwendet man zur Mustererkennung eine Methode, die die Geometrie der Kammern ausnutzt. Zuerst werden planare Spurstücke, die Projektionen der räumlichen Spuren sind, in den Zellen rekonstruiert und dann daraus Spuren im Raum gebildet.

Dementsprechend modular ist die Rekonstruktion in den planaren Driftkammern aufgebaut:

- Auswertung der Driftsignalinformationen: zweidimensionale Ortsinformation ("hit")
- Rekonstruktion in Zellen einer Lage; planare Spurstücke ("Local Track Element LTE").
- Rekonstruktion in den drei Lagen einer Kammer; räumliche Spurstücke ("Segment").

4.1.1 *hit*-Ebene

4.1.1.1 Elektronendrift in den *FTDs*

Hochenergetische geladene Teilchen verlieren beim Durchqueren einer gasgefüllten Driftkammer einen Teil ihrer kinetischen Energie. Der dominante Prozeß für alle geladenen Teilchen ist die Anregung oder Ionisation von Atomen. Bei Elektronen können die Effekte der Bremsstrahlung und an Grenzschichten der Übergangsstrahlung nicht vernachlässigt werden.

Die Ionisation, die bei der direkten Coulombwechselwirkung des einfallenden Teilchens mit den Gasmolekülen stattfindet, wird Primärionisation genannt. In den *FTD*-Kammern entsteht mit der verwendeten Gasmischung eine relativ kleine Anzahl von etwa 30 Ionenpaaren pro cm. Bei Anwesenheit eines elektrischen Feldes erhalten die freigesetzten Elektronen¹ durch die Coulomb-Kraft eine Beschleunigung entlang der Feldlinien in Richtung der positiven Anode. Sie werden stochastisch nach einer mittleren freien Weglänge λ durch teils elastische, teils unelastische Stöße mit Gasmolekülen abgebremst und anschließend wieder neu beschleunigt, so daß sich im zeitlichen Mittel eine konstante Driftgeschwindigkeit v_D einstellt. Einige der Primärelektronen sind so energiereich, daß sie ihrerseits Atome durch Freisetzen von Sekundärelektronen ionisieren können. Primärelektronen mit sehr hohen Energien (einige keV) heißen δ -Elektronen und täuschen oft wegen ihrer relativ großen Reichweite nachzuweisende Teilchen vor. Die zusätzlich freigesetzten Sekundärelektronen erhöhen die Anzahl der freien Elektronen um etwa einen Faktor drei bis vier und führen zur Bildung von Ladungscustern. Dieser Vorgang hält solange an, bis die Primärelektronen so viel Energie abgegeben haben, daß sie nicht weiter ionisieren können und schließlich im thermischen Gleichgewicht mit der Umgebung stehen (Thermalisierung). In der Nähe der dünnen Anodendrähte, wo die elektrische Feldstärke mit $\frac{1}{r}$ anwächst, kommt es zum Avalanche- (Lawinen-)effekt: Das Elektron gewinnt zwischen zwei Stößen jedesmal genügend kinetische Energie, um ein weiteres Elektron-Ion-Paar zu erzeugen, dessen Elektron seinerseits wieder ionisiert usw., so daß die Anzahl der freien Ladungsträger kaskadenartig ansteigt. Als Gasverstärkung bezeichnet man die Zahl der pro Primärelektron in der Verstärkungszone neu erzeugten Ionenpaare; da sich ein Primärelektron etwa 13 Mal verdoppelt, liegt sie bei ca. $2^{13} \approx 10^4$. Die Gesamtladung dieser Elektronenlawine erzeugt auf dem Signaldraht ein meßbares Signal.

Ist neben dem \vec{E} -Feld ein \vec{B} -Feld vorhanden, so wirkt auf das driftende Elektron zusätzlich die Lorentzkraft. Die Bewegungsgleichung lautet dann [25]:

$$m\dot{\vec{v}}_d = q\vec{E} + \vec{v}_d \times q\vec{B} - m\frac{\vec{v}_d}{\tau} = 0 \quad (4.1)$$

\vec{v}_d bezeichnet den Driftgeschwindigkeitsvektor und τ die mittlere Zeit zwischen zwei Stößen. Für ein konstantes \vec{E} -Feld ist $\dot{\vec{v}}_d = 0$.

Die Gleichung wird gelöst durch [25]:

$$\vec{v}_d = \frac{\mu}{1 + \omega^2\tau^2} \left(\vec{E} + \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B} \omega\tau + \frac{(\vec{E} \cdot \vec{B}) \cdot \vec{B}}{B^2} \omega^2\tau^2 \right) \quad (4.2)$$

¹Die Ionen erfahren eine entgegengesetzte Beschleunigung, besitzen aber eine viel geringere Beweglichkeit

mit der Beweglichkeit $\mu = \frac{q\tau}{m}$ und der Zyklotronfrequenz $\omega = \frac{qB}{m}$.

Der Driftgeschwindigkeitsvektor \vec{v}_d besitzt nun neben der Komponente in \vec{E} -Richtung auch eine in \vec{B} -Richtung und in Richtung von $\vec{E} \times \vec{B}$. Er bildet mit dem \vec{E} -Vektor den *Lorentzwinkel* α'_l . An dieser Stelle soll darauf hingewiesen werden, daß es sich bei \vec{v}_d um einen dreikomponentigen, also räumlichen Vektor handelt und bei α'_l um den Winkel zwischen \vec{v}_d und \vec{E} . Auf Zellebene werden jedoch die zweidimensionalen Projektionen des Vektors und des Winkels auf die Zellquerschnittsebene betrachtet. Die Ebene wird durch die Basisvektoren z_{loc} und y_{loc} aufgespannt, die x_{loc} -Achse verläuft parallel zu den Drähten (Abb. 3.11); ein Punkt in dieser Ebene hat also die Koordinaten $\vec{r} = (z_{loc}, y_{loc})$. Die Projektionen sind dann definiert durch:

$$\vec{v}'_d = (v_{z_{loc}}, v_{y_{loc}}), \quad |\vec{v}'_d| = \sqrt{v_{z_{loc}}^2 + v_{y_{loc}}^2}, \quad \alpha_l = -\arctan \frac{v_{z_{loc}}}{v_{y_{loc}}} \quad (4.3)$$

Im weiteren wird für den Lorentzwinkel $\alpha_l = 180^\circ - \alpha'_l$ verwendet.

4.1.1.2 Auslese und Umwandlung der Signale in Driftzeiten

Die Auslese der Signaldrähte erfolgt analog. Die analogen Signale werden in der anschließenden Auslesekette verarbeitet. Dabei werden sie vorverstärkt und über 50 m Kabel in den Elektronik-Container "Rucksack" geleitet. Dort werden die Signale nachverstärkt und auf FADC-Karten² digitalisiert. Die Synchronisation erfolgt über das Taktsignal der *HERA-clock*. Man erhält einen Pulszug in 64 Zeit-Bins, wobei jedes Bin 9.6 nsec entspricht.

Bevor die Digitalisierungen in dem bei *ZEUS* verwendeten Tabellenformat gespeichert werden, durchlaufen sie einen DOS³-Filter zur Datenreduktion [48]. Dazu wird die Differenz zweier aufeinander folgender Bins gebildet. Diese einfache Differenz entspricht einer Differenzen-Quotienten-Bildung, also einer diskreten Differentiation des eingehenden Signals:

$$\tilde{x}(t) = c_0 \cdot \frac{x(t) - x(t - h)}{h} \quad (4.4)$$

wobei h der Breite des Zeitbins entspricht und c_0 eine Konstante, der Filter-Koeffizient, ist. Von diesem Ergebnis werden nur solche Bins weiter berücksichtigt, die oberhalb einer eingestellten Schwelle liegen und die ein benachbartes Bin haben, das ebenfalls oberhalb der Schwelle liegt.

Das resultierende Signal besteht im Mittel aus 4 Einträgen, wobei für jeden Eintrag die Nummer des Zeitbins und die Pulshöhe gespeichert wird. Der DOS-Filter reduziert daher das Datenvolumen erheblich, erhält aber die Information der ansteigenden Pulsflanke. Zudem ist das Ergebnis unabhängig von der Nulllinie. Aus dem gefilterten Signal lassen sich die ursprüngliche Driftzeit t_D mit einer Genauigkeit von 0.24 Zeitbins und auch die ursprüngliche Pulshöhe auf 4 FADC Bins genau ermitteln [48]. Ein solches Signal nennt man *hit*. Pro Draht werden maximal vier *hits* zugelassen.

²Flash-Analog-Digital-Converter

³*Difference of sample*

4.1.1.3 Die Orts-Driftzeit-Beziehung (ODB)

Die Orts-Driftzeit-Beziehung *ODB* stellt einen Zusammenhang zwischen $d = y_{loc}$ und t_{Drift} her, mit dessen Hilfe der Abstand d zum Draht berechnet werden kann:

$$d = ODB(t_d, \vec{B}, \text{Drahtnummer}, \theta_{loc}) \quad (4.5)$$

Die Driftzeit t_d ist die minimale Zeit vom Entstehen eines Primärelektrons längs der Spur (Startpunkt \vec{r}_0) im Einzugsbereich bis zum Auftreffen der Elektronenlawine auf dem Draht (\vec{r}_d), da zur Driftzeitbestimmung in der Regel das erste auftreffende Elektron herangezogen wird. Die Teilchenspur liegt dabei tangential an der Isochrone minimaler Driftzeit an ('Tangenteneigenschaft').

Die Driftzeit ist implizit definiert durch:

$$\vec{r}_d(t_d) = \vec{r}_0 + \int_{t'=0}^{t'=t_d} \vec{v}_d(\vec{E}(\vec{r}(t')), \vec{B}(\vec{r}(t'))) dt' \quad (4.6)$$

Zur Rekonstruktion werden aber nicht die Bogenlänge oder Start- und Endpunkte der Trajektorie, sondern der senkrechte Abstand ⁴ d' der Spur vom Signaldraht bzgl. der Drahtebene gesucht. Den Abstand d von der Mittelebene erhält man durch entsprechende Berücksichtigung des Staggering: $d = d' \pm 150 \mu\text{m}$. Die Beziehung zwischen Driftzeit t_d und dem senkrechten Abstand d' heißt **Orts-Driftzeit-Beziehung** oder kurz **ODB** (siehe Abb. 4.1).

Experimentell zugänglich ist die Zeit t_d . Sie wird im wesentlichen durch den unbekanntem und später zu ermittelnden Abstand d' der Teilchenspur bestimmt: $d' \mapsto t_d$. Des weiteren wird sie beeinflusst durch die Gaseigenschaften, dem Winkel θ , den die Spur mit der Mittelebene bildet, sowie durch die anliegenden elektrischen und magnetischen Felder⁵.

$$t_d = t_d(d', \theta, \vec{E}, \vec{B}, Gas) \quad \text{inverse ODB} \quad (4.7)$$

Bei der Spur-Rekonstruktion wird jedoch die Umkehrfunktion benötigt. Aus einer vom Signaldraht gemessenen Driftzeit soll der Abstand d' ermittelt werden: $t_d \mapsto d'$. Diese Beziehung heißt *ODB* und ist von den gleichen Parametern wie die inverse *ODB* abhängig.

$$d' = d'(t_d, \theta, \vec{E}, \vec{B}, Gas) \quad \text{ODB} \quad (4.8)$$

Der Einfluß des Spurwinkels θ äußert sich darin, daß bei festem d' , aber betragsmäßig wachsendem θ , die Driftzeiten t_d kleiner werden. Diesen Effekt kann man geometrisch erklären. Die Isochronen werden in erster Näherung durch Kreise bzw. Ellipsen approximiert, deren Mittelpunkte auf einer um den Lorentzwinkel α_l geneigten Geraden liegen. Eine Spur mit größerem Winkel θ berührt bei festem d' daher eine Isochrone kleinerer Driftzeit als bei kleinem Winkel θ ; dies folgt unmittelbar aus der Tangenteneigenschaft der minimalen Driftzeit. Der Lorentzwinkel α_l bewirkt eine zusätzliche Drehung des Einzugsbereichs um α_l , so daß der effektive Spurwinkel zu

⁴Bei der Betrachtung der *ODB* an sich sind stets $t_d, d', d \geq 0$

⁵Anmerkung: Es können sicherlich weitere Freiheitsgrade eingeführt oder weggelassen werden. Man sollte sich aber klar machen, daß viele der Parameter untereinander eine mehr oder weniger ausgeprägte Abhängigkeit zeigen wie z.B. $\vec{v}_d(\vec{E}, \vec{B}, Gas, \dots)$

den Trajektorien $\theta + \alpha_l$ beträgt. Bei konstantem d' hat dann die Isochrone kürzester Driftzeit im Vergleich zu $\theta = \alpha_l = 0$ einen verringerten 'Abstand' $d' \cos(\theta + \alpha_l)$, so daß die zugehörige Driftzeit etwa um denselben Faktor kleiner ist.

Die kleinen Zellabmessungen gestatten es nun, unter vereinfachenden Annahmen eine relativ einfache Parametrisierung [38] der (i.a. komplizierten) *ODB* und ihrer Umkehrung anzugeben, die anhand von Abb. 4.1 erläutert wird.

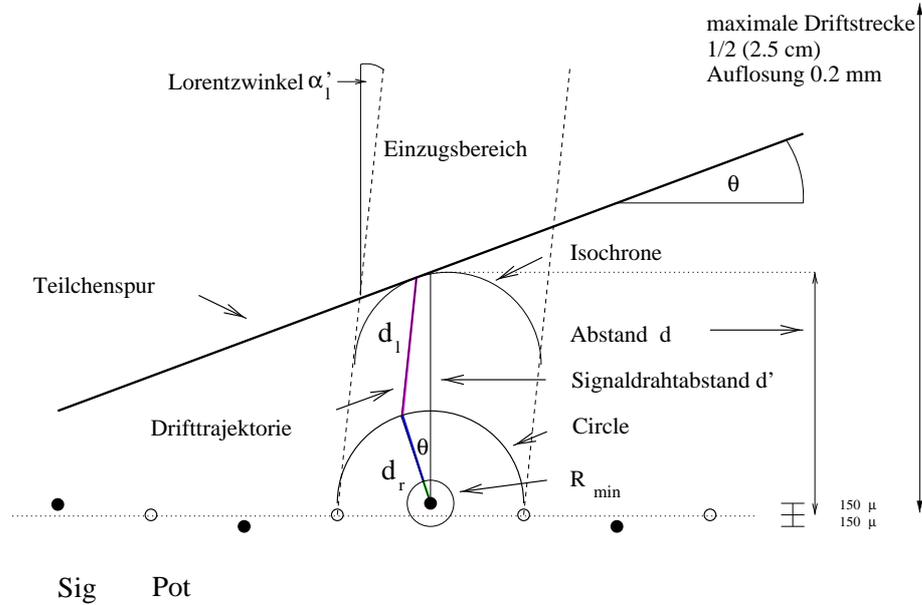


Abbildung 4.1: Analytische Orts-Driftzeit-Beziehung

Dabei wird ausgenutzt, daß sich das \vec{B} -Feld über den Zellquerschnitt praktisch nicht ändert. Daraus resultiert ein konstanter Lorentzwinkel α_l . Der Betrag der Driftgeschwindigkeit $|\vec{v}_d|$ zeigt nur sehr schwache Abhängigkeit von Betrag und Richtung des Magnetfeldes [38]. In einem Umkreis von 3.5 mm (= halber Drahtabstand) um den Signaldraht, dem sogenannten *Circle*, liegt ein radialsymmetrisches \vec{E} -Feld vor, im Bereich außerhalb des *Circle* ist das \vec{E} -Feld homogen. Dementsprechend wird der Driftweg durch zwei Teilstrecken d_r und d_l approximiert. Im Bereich des homogenen \vec{E} -Feldes driften die Elektronen mit einer konstanten Geschwindigkeit $|\vec{v}_d|$ entlang der um den Winkel α_l gegenüber den Feldlinien geneigten Strecke d_l auf den Rand des *Circle* zu. Die *ODB* zeigt also einen linearen Verlauf.

Im *Circle* sind dagegen die Einflüsse der anderen Signaldrähte und des \vec{B} -Feldes wegen der reziprok zu r ansteigenden elektrischen Feldstärke vernachlässigbar. Driftgeschwindigkeit v_{Circle} und -zeit t_{Circle} sind unabhängig von \vec{B} und daher empirisch zu bestimmende Kammerkonstanten. Die Elektronen driften entlang eines auf der Spur senkrecht stehenden Radius (minimale Driftzeit) die Strecke d_r zum Signaldraht. Kurz vor der Drahtoberfläche beginnt der Bereich R_{\min} der lawinenartigen Elektronenvervielfachung, in dem die Bewegungsgleichungen des Elektronendriffs keine Gültigkeit besitzen. Die Zeit zum Durchqueren dieses Zylindermantels ist ebenfalls eine empirische Konstante. Unter Verwendung des dargestellten vereinfachten Spurmodells und mittels einfacher geometrischer Beziehungen ist man in der Lage, für die *ODB* und deren Umkehrung handhabbare analytische Ausdrücke anzugeben. Als

Parameter gehen neben dem Abstand d zur Mittelebene bzw. die Driftzeit t_d nur der Spurwinkel θ , die Drahtnummer (zur Berücksichtigung des Staggering und Randeffekte des E-Feldes) und die für die lokalen Koordinaten 2-dimensionale Projektion des Lorentzwinkels α_l ein:

$$d = d(t_d, \theta, \text{Draht}, \alpha_l) \quad \text{ODB} \quad (4.9)$$

$$t_d = t_d(d, \theta, \text{Draht}, \alpha_l) \quad \text{inverse ODB} \quad (4.10)$$

$$(4.11)$$

Für die analytischen Ausdrücke der *ODB* wird die Zelle anhand des Abstandes der Spur vom Draht d' in drei Bereiche unterteilt, für die jeweils eine eigene *ODB* angegeben wird.

Die verwendeten Kammerparameter sind in Tabelle 4.1 zusammengefaßt, die angegebenen Zeiten gelten für eine Driftgeschwindigkeit von $v_D = 50 \frac{\mu\text{m}}{\text{ns}}$. Die aktuelle Driftgeschwindigkeit wird laufend überprüft und die Zeiten werden dementsprechend umskaliert. Für die Daten des Jahres 1997 lag der Skalierungsfaktor bei $v_{\text{scale}} = \frac{50}{52} = 0.96$.

- Bereich I: $d' \geq \text{Circle}$.

$$d' = \frac{\cos(\theta + \alpha_l)}{\cos(\theta)} * (t_d - C_{\text{time}} - T_{\text{ofs}}) * v_D + \frac{1}{\cos(\theta)} \text{Circle} \quad \text{ODB} \quad (4.12)$$

$$t_d = \frac{d' * \cos(\theta) - \text{Circle}}{\cos(\theta + \alpha_l) * v_D} + C_{\text{time}} + T_{\text{ofs}} \quad \text{inverse ODB} \quad (4.13)$$

- Bereich II: $\text{Circle} > d' \geq R_{\text{min}}$.

$$d' = \frac{1}{\cos(\theta)} * ((t_d - T_{\text{ofs}}) * \frac{\text{Circle} - R_{\text{min}}}{C_{\text{time}}} + R_{\text{min}}) \quad \text{ODB} \quad (4.14)$$

$$t_d = \frac{d' * \cos(\theta) - R_{\text{min}}}{\text{Circle} - R_{\text{min}}} * C_{\text{time}} + T_{\text{ofs}} \quad \text{inverse ODB} \quad (4.15)$$

- Bereich III: $R_{\text{min}} > d'$.

$$d' = \frac{t_d * R_{\text{min}}}{\cos(\theta) * T_{\text{ofs}}} \quad \text{ODB} \quad (4.16)$$

$$t_d = \frac{d' * \cos(\theta)}{R_{\text{min}}} * T_{\text{ofs}} \quad \text{inverse ODB} \quad (4.17)$$

In der gemessenen Driftzeit sind allerdings noch Beiträge enthalten, die nicht durch den Elektronendrift entstehen und die vor der Anwendung der *ODB* abgezogen werden müssen :

- t_0 : Ein konstanter Faktor, der durch die Laufzeit in der elektronischen Bearbeitung der Signale gegeben ist.

	[cm]		[nsec]
<i>Circle</i>	3.5	C_{time}	$63.4 \cdot vscale$
R_{min}	0.5	T_{ofs}	$15 \cdot vscale$

Tabelle 4.1: Zell-Parameter zur Bestimmung der *ODB*. In der ersten Spalte ist der Abstand angegeben, in der zweiten Spalte die Zeit, die die Elektronen benötigen, um diese Distanz zu durchqueren. Die Zeiten werden in den Daten mit einem Skalierungsfaktor multipliziert.

- t_{TOF} : Die Zeit, die das Teilchen benötigt, um vom Wechselwirkungspunkt bis in die *FTDs* zu gelangen. Für jede Kammer wird ein globales t_{TOF} in Einheiten von 1 ns angenommen.
- t_{wire} : Die Zeit, die das Signal benötigt, um vom Auftreffpunkt der Elektronen vom Draht zur Ausleseelektronik zu wandern. Die Laufgeschwindigkeit auf dem Draht beträgt: $v_{wire} = 20 \frac{\text{cm}}{\text{nsec}}$

4.1.1.4 Generation von *hits* in Monte-Carlo-Ereignissen

Das Ziel bei der Generation von Monte-Carlo-Ereignissen ist es, sie den Daten möglichst ähnlich zu machen. Es muß aber hier ein Kompromiß gefunden werden, um den Aufwand und die Rechenzeit auf das notwendigste zu begrenzen. Bei der Rekonstruktion von den *FTDs* liegen die Unterschiede in der *hit*-Ebene.

Zur Generation von *hits* wird die wahre generierte Spur in kleinen Schritten durch die *FTDs* verfolgt. Bei den z -Werten der Drahtebenen wird der Abstand zum nächsten Draht d'_{wahr} bestimmt. Daraus wird mittels der *ODB* die wahre Driftzeit t_{wahr} ermittelt. Mit einer empirisch bestimmten zeitabhängigen Fehlerkurve (Abschnitt 4.2) wird diese dann gaußförmig verschmiert. Anschließend werden noch die zusätzlichen Zeitbeiträge Flugzeit t_{TOF} und Drahtlaufzeit t_{wire} aufaddiert.

Für jeden Draht ist eine Einzeleffizienz bestimmt worden [17]. Anhand dieser Effizienzen wird mit einem Zufallsgenerator für jeden *hit* entschieden, ob er als gemessen registriert wird oder nicht.

hits, die so eng beieinanderliegen, daß ihr Abstand innerhalb der Einzeldrahtauflösung ist, werden in einem gemeinsamen *hit* zusammen gefaßt.

Es werden in den Monte-Carlo-Ereignissen also keine Pulszüge generiert, daher steht die Information der Pulshöhe auch nicht zur Verfügung. In den in dieser Arbeit verwendeten Ereignissen sind auch keine Untergrund-*hits* implementiert, allerdings gibt es schon Untersuchungen dazu, die jedoch noch verfeinert werden müssen [46].

Die weitere Verarbeitung der *hits* verläuft bei Rekonstruktion von realen Daten und Monte-Carlo-Ereignissen vollkommen parallel.

4.1.2 LTE-Ebene

Nach der Bestimmung der Drahtebenenabstände y_{loc} aus den Driftzeiten t_{Drift} mittels der *ODB* gelangt man nun zum ersten Rekonstruktionsschritt, nämlich der Rekonstruktion von *planaren*, d.h. in der x_{loc} - y_{loc} Ebene liegenden geraden Spurstücken

innerhalb einer Lage, den sog. *LTEs* (Local Track Elements). Dies sind zweidimensionale Projektionen der Spuren auf die $z_{\text{loc}}-y_{\text{loc}}$ -Ebenen (Zellquerschnitt) einer dreidimensionalen Spur (vgl. auch Abb. 4.2). Die Position x_{loc} längs der Drähte ist zunächst unbestimmt. Ein *LTE* wird durch die zwei Parameter Achsenabschnitt y_{Lage} und Steigung y'_{Lage} in Lagenkoordinaten beschrieben:

$$\vec{X}_{\text{LTE}} = \begin{pmatrix} y_{\text{Lage}} \\ y'_{\text{Lage}} \end{pmatrix}_{z=z_{\text{LTE}}} = \begin{pmatrix} y_{\text{loc}} + y_{\text{Zelle}} \\ \frac{\partial y_{\text{loc}}}{\partial z} \end{pmatrix}_{z=z_{\text{LTE}}} \quad (4.18)$$

mit z_{LTE} : Schwerpunkt des *LTEs*.

Die *LTEs* werden gebildet, indem zuerst nach Driftzeit- bzw. Abstandsmustern auf den Signaldrähten gesucht wird, die sich annähernd in einer Linie anordnen lassen (*pattern finding*). Danach wird mit den zusammengehörigen Abständen eine Geradenanpassung (*fit*) nach der Methode der kleinsten Quadrate [4] durchgeführt, wobei die sich durch die Auflösung ergebenden Fehler verwendet werden. Ein *LTE* besteht aus mindestens 3 und höchstens 6 *hits*.

Eine ausführliche Beschreibung der Routinen zur *LTE*-Findung kann in [17] nachgelesen werden.

4.1.3 Segment-Ebene

Die Segmente werden als räumliche Geradenstücke durch ihre Position und ihre Steigung charakterisiert:

$$\vec{X}_{\text{SEG}} = \begin{pmatrix} x \\ y \\ x' \\ y' \end{pmatrix}_{z=z_{\text{SEG}}} = \begin{pmatrix} x \\ y \\ \frac{\partial x}{\partial z} \\ \frac{\partial y}{\partial z} \end{pmatrix}_{z=z_{\text{SEG}}} \quad (4.19)$$

mit z_{SEG} : Schwerpunkt des Segmentes.

Ein Segment besitzt maximal 18 und minimal 10 *hits*. Zur Bestimmung eines Segmentes reichen zwei *LTEs* mit den 2×2 Meßinformationen (y_{Lage} und y'_{Lage}) aus. Dies hat den Vorteil, daß man die Redundanz mittels der dritten Lage ausnutzen kann, um die Meßgenauigkeit zu erhöhen und die Eindeutigkeit der Spuren zu sichern⁶. Darüber hinaus ermöglicht dies eine Rekonstruktion von Segmenten auch in Bereichen, in denen Zellen in einer Lage ausgefallen sind (siehe Abschnitt 4.4.2).

Die Segment-Rekonstruktion: Die Segment-Rekonstruktion in ihrer jetzigen Form ist 1999 entwickelt worden und ausführlich in [46] beschrieben.

In dem aufwendigen Verfahren läuft die Segment-Rekonstruktion über die drei möglichen Permutationen von je zwei Lagen (Kombinationen: UV, VW, UW) (siehe Abbildung 4.2) und kombiniert jeweils jedes *LTE* in der ersten Lage mit jedem *LTE* der zweiten Lage. Dabei werden sämtliche *LTE*-Kombinationen ausprobiert. Erfüllt diese erste Segment-Vorhersage einige grobe Kriterien, wird sie verwendet, um in allen drei Lagen *hits* innerhalb eines gewissen Fensters um die Vorhersage herum aufzusammeln. Aus den *hits* wird ein Segment mittels der unten beschriebenen Methode

⁶Wenn *hits* von anderen Spuren oder Untergrund*hits* vorhanden sind, gibt es Kombinationen aus *LTEs*, die keine wahre Spur repräsentieren. Solche Fehlkombinationen werden *Ghosts* genannt.

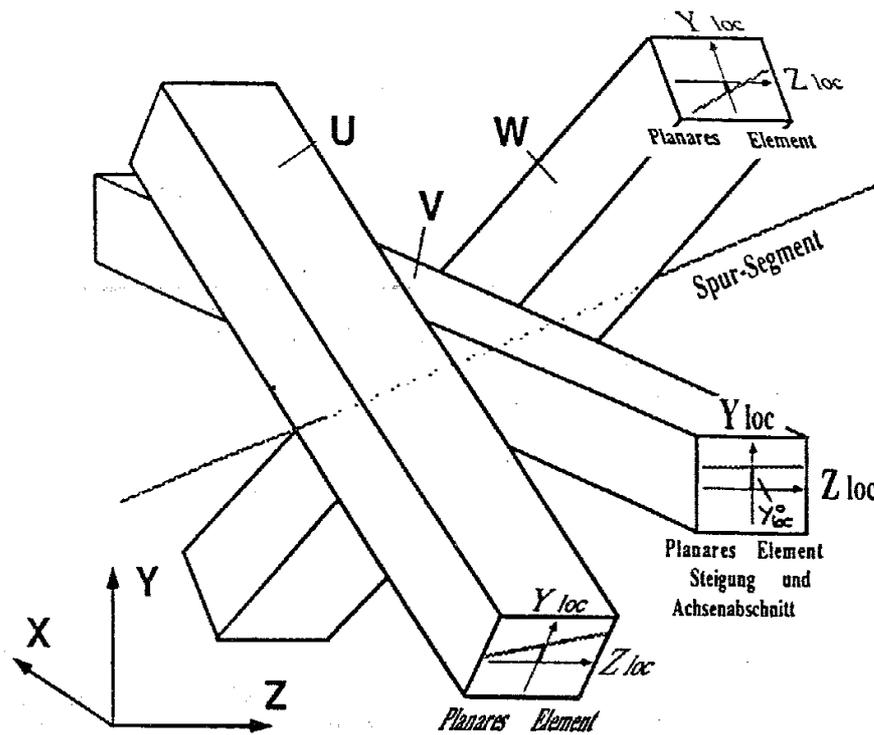


Abbildung 4.2: Rekonstruktion eines dreidimensionalen Segments durch drei zweidimensionale Projektionen, den planaren Elementen *LTEs*. Gezeigt sind die von der Spur durchquerten sich kreuzenden Zellen in einer Kammer aus U-, V- und W-Lage mit den Projektionen an den Stirnflächen der Zellen.

berechnet. Die *LTEs* dienen also nur dazu, die Startmenge der *hits* zu definieren. Anschließend wird die Güte des *fits* untersucht. Der mittlere Abstand der *hits* vom Segment darf nicht größer als 5 mm sein, was dem 10-fachen der Auflösung der Driftkammern entspricht. Ist dies der Fall, so wird der *hit*, der am weitesten vom Segment entfernt liegt, verworfen und der *fit* ohne diesen *hit* durchgeführt. Dieser Vorgang wird solange wiederholt, bis ein ausreichend gutes Segment gefunden wurde oder nicht mehr ausreichend *hits* zur Bildung vorhanden sind.

Nach Beendigung aller Schleifen ist jedes Segment bis zu dreimal gefunden worden. Es werden auch ähnliche Segmente, die viele *hits* gemeinsam haben, rekonstruiert. Über eine Relationsmatrix, die angibt, wieviele *hits* die Segmente untereinander gemeinsam haben, werden schließlich die besten und wahrscheinlichsten Segmente aus der Gesamtmenge selektiert.

Die Spurinformatoren eines *hits* beschränken sich auf den Abstand der durchgehenden Spur vom Signaldraht sowie dessen relative Lage in der Drahtebene. Mit Hilfe der Drahtposition kann nur die Y_{hit} -Koordinate des *hits* in dem lokalen Koordinatensystem der jeweiligen Lage (x_{Lage} ; y_{Lage}) sowie die z_{Draht} -Koordinate bestimmt werden (siehe Skizze 4.3). Der Wert Y_{hit}^k setzt sich dabei aus dem Abstand der Drahtebene der Zelle y_{Zelle} zur z-Achse und der Driftstrecke y_{loc} (die gemessen wird) zusammen. Im Allgemeinen ergibt sich die *hit*-Koordinate Y_{hit} mittels linearer

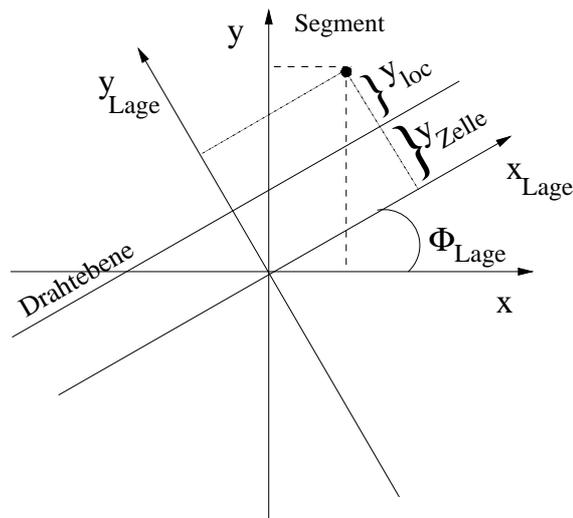
Abbildung 4.3: Skizze zur *hit*-Segment-Beziehung für $z = z_{\text{Draht}}$.

Abbildung aus den Segment-Parametern \vec{X}_{SEG} wie folgt:

$$Y_{\text{hit}}^k = \vec{A}_k \cdot \vec{X}_{\text{SEG}} \quad \text{mit} \quad k = 1, \dots, n$$

\vec{X}_{SEG} enthält die Segmentparameter:

$$\vec{X}_{\text{SEG}} = \begin{pmatrix} x_{\text{SEG}} \\ y_{\text{SEG}} \\ \frac{\partial x}{\partial z_{\text{SEG}}} \\ \frac{\partial y}{\partial z_{\text{SEG}}} \end{pmatrix}_{z=z_{\text{SEG}}}$$

und der 4er-Vektor \vec{A}_k beschreibt, wie die Koordinate Y_{hit}^k eines *hits* aus dem Segment durch eine rotierte Projektion mit Drehwinkel ϕ_k der entsprechenden Lage (siehe Kapitel 3.3) für $z = z_{\text{SEG}}$ hervorgeht:

$$\vec{A}_k = \begin{pmatrix} -\sin \phi_k & \cos \phi_k & -(z_{\text{Draht}} - z_{\text{SEG}}) \sin \phi_k & (z_{\text{Draht}} - z_{\text{SEG}}) \cos \phi_k \end{pmatrix}$$

Gesucht ist jetzt die Lösung des inversen Problems, denn Y wird gemessen und S soll bestimmt werden. Da ein Segment vier Freiheitsgrade hat, ist dies für $n = 4$ trivial, dann ist \mathbf{A} eine 4×4 Matrix mit vollem Rang:

$$S = \mathbf{A}^{-1} \cdot Y \quad (4.20)$$

Bei $n > 4$ Hits hat man zur Berechnung eines Segmentes ein überbestimmtes Gleichungssystem von n -Meßgrößen für die vier Segment-Parameter. Wären die Messungen Y fehlerfrei, besäße das inhomogene Gleichungssystem (4.20) eine eindeutige Lösung. Da Y aber mit Fehlern behaftet ist, wird ein optimaler Segment-Parametersatz S^{best} gesucht, für den gilt:

$$(Y - \mathbf{A} \cdot S^{\text{best}})^T \mathbf{G}_Y (Y - \mathbf{A} \cdot S^{\text{best}}) = \chi^2 \stackrel{!}{=} \min \quad (4.21)$$

Hierbei gehen die Fehler der Messungen Y über die Gewichtsmatrix \mathbf{G}_Y ein, die die Inverse der Korrelationsmatrix \mathbf{C}_Y ist. Da die Einzelmessungen von Y unabhängig

sind, besitzt \mathbf{C}_Y nur auf der Diagonalen Einträge. Zur Lösung des Problems bedient man sich eines *fits* nach der Methode der kleinsten Quadrate [4]. Genau genommen handelt es sich um eine indirekte Messung von S^{best} über den linearen Zusammenhang in Gl. (4.20). Als beste Schätzung für S^{best} erhält man durch Minimieren des χ^2 aus Gleichung 4.21 mit der Transponierten \mathbf{A}^t :

$$S^{\text{best}} = (\mathbf{A}^t \mathbf{G}_Y \mathbf{A})^{-1} \mathbf{A}^t \mathbf{G}_Y \cdot Y \quad (4.22)$$

Die Fehler der Segment-Größen ergeben sich aus der Korrelationsmatrix \mathbf{C}_S und sind untereinander korreliert, auch wenn \mathbf{C}_Y diagonal ist:

$$\mathbf{C}_S = (\mathbf{A}^t \mathbf{G}_Y \mathbf{A})^{-1} \quad (4.23)$$

In Abb. 4.4 sind die Segment Verteilungen für die drei vorwärtigen Driftkammern

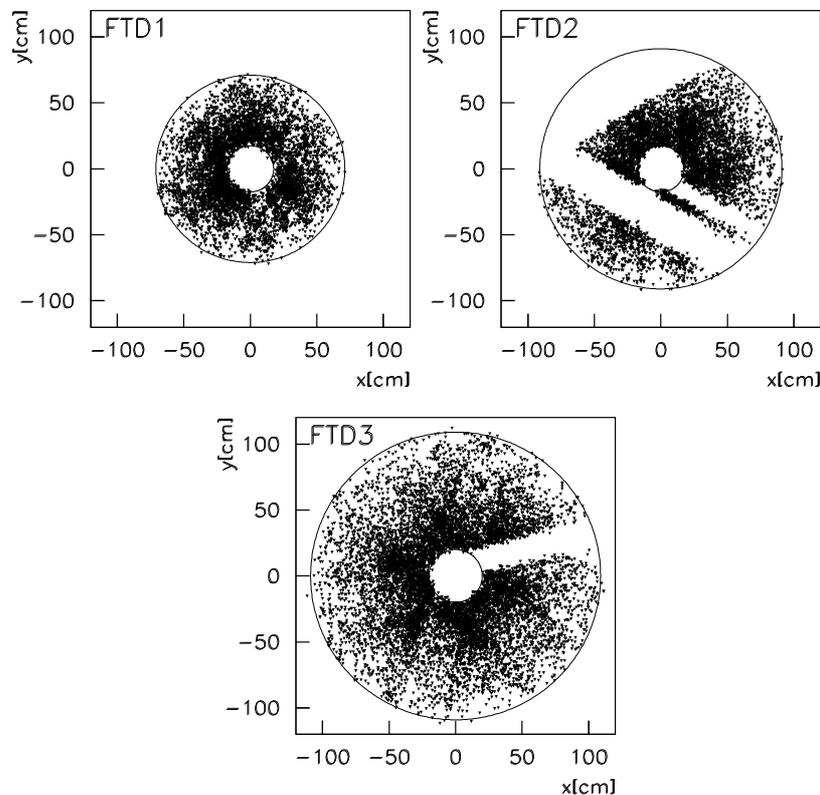


Abbildung 4.4: Verteilung der Segmente in den *FTDs*

für Daten des Jahres 97 (run 21700) abgebildet. Zu dieser Zeit mußte für einige der Zellen der *FTD2* und der *FTD3* die Hochspannung abgeschaltet werden. Diese "toten Bereiche" sind hier deutlich zu sehen. Weiter kann man erkennen, daß die Anzahl der Segmente von innen nach außen abnimmt. Dies ist einerseits eine Folge der Spurdichte, die bei kleinem Polarwinkel höher ist, zum zweiten werden im Innenbereich auch mehr falsche Segmente (*ghosts*) rekonstruiert, da sich hier die langen Zellen kreuzen und durch die größere Anzahl von *hits* mehr Möglichkeiten für Fehlkombinationen entstehen.

4.2 Bestimmung der korrekten Fehler für die Driftzeitmessung

Die Kovarianz Matrix C_S (siehe Gleichung 4.23) hängt im wesentlichen von der Matrix G_Y ab, auf deren Diagonalen die Fehler der Ortsbestimmung für die einzelnen *hits* aus der gemessenen Driftzeit sind. Bisher wurden für diese Fehler eine empirische Näherung (siehe [16]) genommen. Für die Bestimmung wurden sehr frühe Test-Daten aus dem Jahr 93 verwendet. Einige der Kammer-Parameter wie Hochspannung und Vorverstärkung sind inzwischen geändert worden. Außerdem sind damals nur *LTEs* verwendet worden, die nahezu parallel zu den Drahtebenen verliefen. Daher ist es nicht verwunderlich, daß die Genauigkeit der Kovarianzmatrizen für den in Kapitel 5 beschriebenen Vorwärts-Spurfit nicht ausreichte. Die Fehlerbestimmung wurde wiederholt.

Anhand von Monte-Carlo-Simulationen werden mögliche Fehlerquellen für die Driftzeitbestimmung getestet. Anschließend wird mit Daten des Jahres 97 eine neue Fehlerfunktion bestimmt, die dann auch in die Simulation übernommen wird.

4.2.1 Monte Carlo Studien zur Driftzeitfehlerbestimmung

Für diese Studien wurden Ereignisse verwendet, die mit dem Generator DIPSI (siehe Kapitel 6.1.2) generiert wurden. Die zugrundeliegende Reaktion ist $\gamma p \rightarrow J/\psi$, $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$. Die Schwerpunktsenergie W des γp -Systems liegt zwischen 10 und 30 GeV. In 1455 Ereignissen durchquerte ein Myon die *FTDs*, und es konnten Segmente rekonstruiert werden. Im weiteren werden nur *hits* betrachtet, die für die Rekonstruktion eines Segments verwendet wurden. Dabei dürfen nicht mehr als 24 *hits* in der entsprechenden Kammer gewesen sein.

Als erstes wird die Differenz $dist_{wahr}$ aus dem rekonstruierten Abstand d_{rec} der Spur zur Drahtebene und dem wahren Abstand d_{wahr} betrachtet:

$$dist_{wahr} = d_{rec} - d_{wahr} \quad (4.24)$$

Ebenso werden die zugehörigen *pull-quantities* $pull_{wahr}$ bestimmt:

$$pull_{wahr} = \frac{d_{rec} - d_{wahr}}{\sigma_{rec}} \quad (4.25)$$

Bei *pull-quantities* wird die Differenz aus fehlerbehafteten Größen gebildet und durch den entsprechenden Fehler geteilt [4]. Sind die Fehler gaußverteilt, erhält man eine Normalverteilung mit $\sigma = 1$. *pull-quantities* sind daher sehr gut geeignet, um zu testen, ob die Fehler richtig bestimmt werden. Wie in Abb. 4.5 b) zu sehen, ist dies für den hier betrachteten Fall mit einer Breite von $\sigma = 1.03$ gut erfüllt.

Da alle Konstanten, wie Flugzeit t_{TOF} und Drahtlaufzeit (siehe Abschnitt 4.1.1.3) in Einheiten von 1 ns angegeben werden, ist es nicht möglich, den Mittelwert genauer als $\pm 1 \text{ ns} \cdot v_{Drift} = 50 \mu\text{m}$ einzustellen. Die Versetzung des Mittelwerts um $38 \mu\text{m}$ (Abb. 4.5 a) liegt innerhalb dieser Auflösung.

Diese Gaußverteilung wurde nun für verschiedene Intervalle der Driftzeit t , des Winkels θ der Spur durch die Kammer zur Drahtebene (siehe Abb. 4.1), des Lorentzwinkels α_l , des Radius und jede der 9 Lagen und 6 Drähte erstellt. Die Breiten

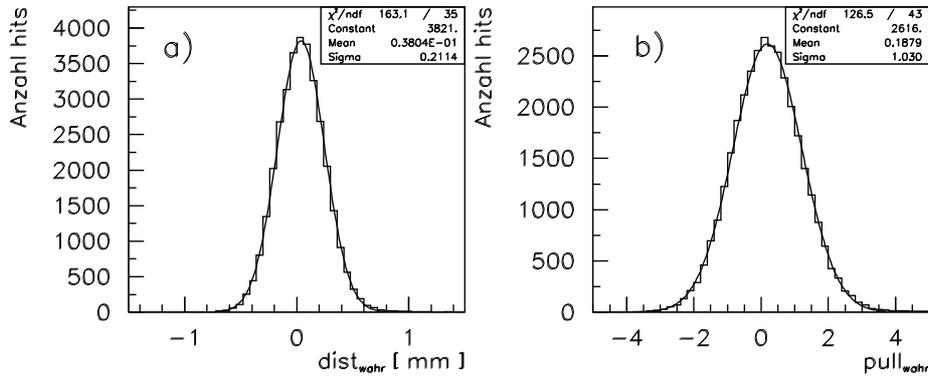


Abbildung 4.5: Differenz des generierten und rekonstruierten Abstands der *hits* zur Drahtebene.

σ dieser Verteilungen sind in Abbildung 4.6 und 4.7 als schwarze Punkte eingezeichnet. In Abb. 4.6 a) ist als durchgezogene Linie die Fehlerkurve eingezeichnet, die in der Simulation zur Verschmierung der Driftzeiten verwendet wird. Sie wird von den gemessenen Fehlern generell recht gut wiedergeben. Die Diskrepanz bei sehr kleinen Driftzeiten lässt sich durch Randeﬀekte erklären. Ist bei der Generation der Driftzeiten der Verschmierungs-Summand größer als der Abstand zum Draht, kommt es zu negativen Driftzeiten, diese werden verworfen und die Verschmierung wird neu gewürfelt. Daher haben kleine Driftzeiten vorzugsweise einen kleinen Fehler.

Wie in Abschnitt 4.1.1.3 beschrieben, benötigt man für die Rekonstruktion der Driftstrecke den Winkel θ der Spur zur Drahtebene. Im ersten Schritt der Rekonstruktion wird ein typischer Wert⁷ für die entsprechende Zelle verwendet. Die hier verwendeten Ergebnisse sind zu einem späteren Zeitpunkt der Rekonstruktion innerhalb der Segmentfindung erstellt worden. Hier steht eine Segmentvorhersage zur Verfügung, und θ kann durch die 2-dimensionale Projektion der Segment-Steigungen ermittelt werden. Damit ist θ allerdings fehlerbehaftet. Eine weitere Näherung wird beim Lorentzwinkel gemacht: die Abfrage des Magnetfeldes ist sehr rechenzeitintensiv und ist daher für jede Zelle, jeweils in der Zellmitte durchgeführt worden; diese Werte sind tabelliert und werden in der Rekonstruktion verwendet.

Außer bei der Zeitabhängigkeit ist für $dist_{wahr}$ keine größere Abhängigkeit für die σ -Werte zu sehen (Abb. 4.6). In Abb. 4.7 sind die gleichen Verteilungen für die *pull-quantities* $pull_{wahr}$ abgebildet. Alle Punkte stimmen innerhalb von 10 % mit dem Sollwert von 1 überein. Auffällig ist der Anstieg mit steigendem z (Abb. 4.7 e). Eine mögliche Ursache liegt darin, daß für die Flugzeit t_{TOF} der Teilchen vom Wechselwirkungspunkt zur Kammer ein mittlerer konstanter Wert angenommen wird. Je größer die Kammer ist und je weiter sie vom Wechselwirkungspunkt entfernt ist, desto größer sind auch die hieraus resultierenden Fehler.

⁷Für jede Zelle ist ein solcher Wert tabellarisch hinterlegt. Zur Berechnung des Wertes wird angenommen, daß die Spuren in gerader Linie direkt vom Vertex kommen

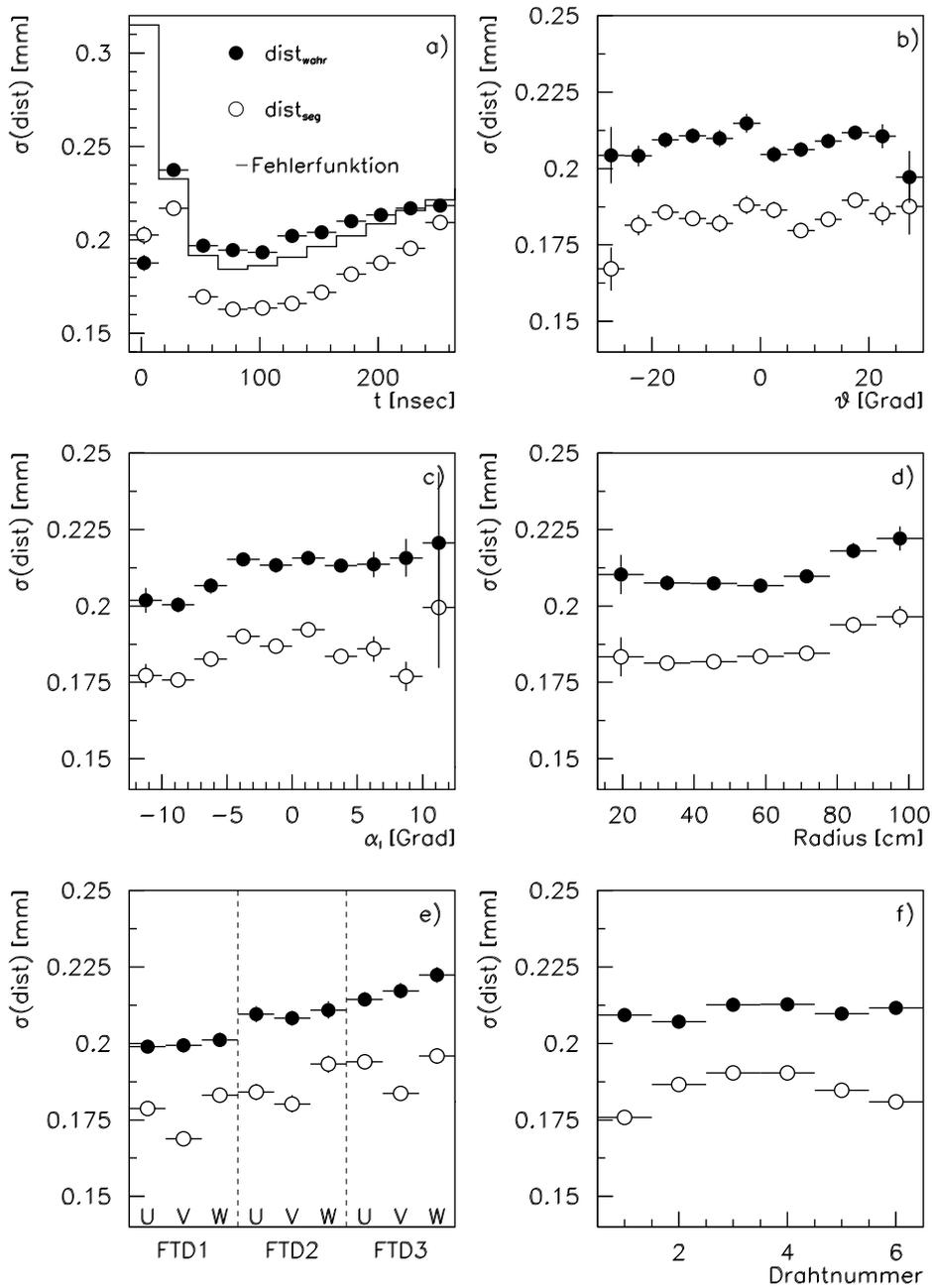


Abbildung 4.6: Sigma der Differenzen zwischen generierten und rekonstruiertem Abstands der *hits* zur Drahtebene (schwarze Punkte) und zwischen rekonstruierten *hits* und rekonstruiertem Segment.

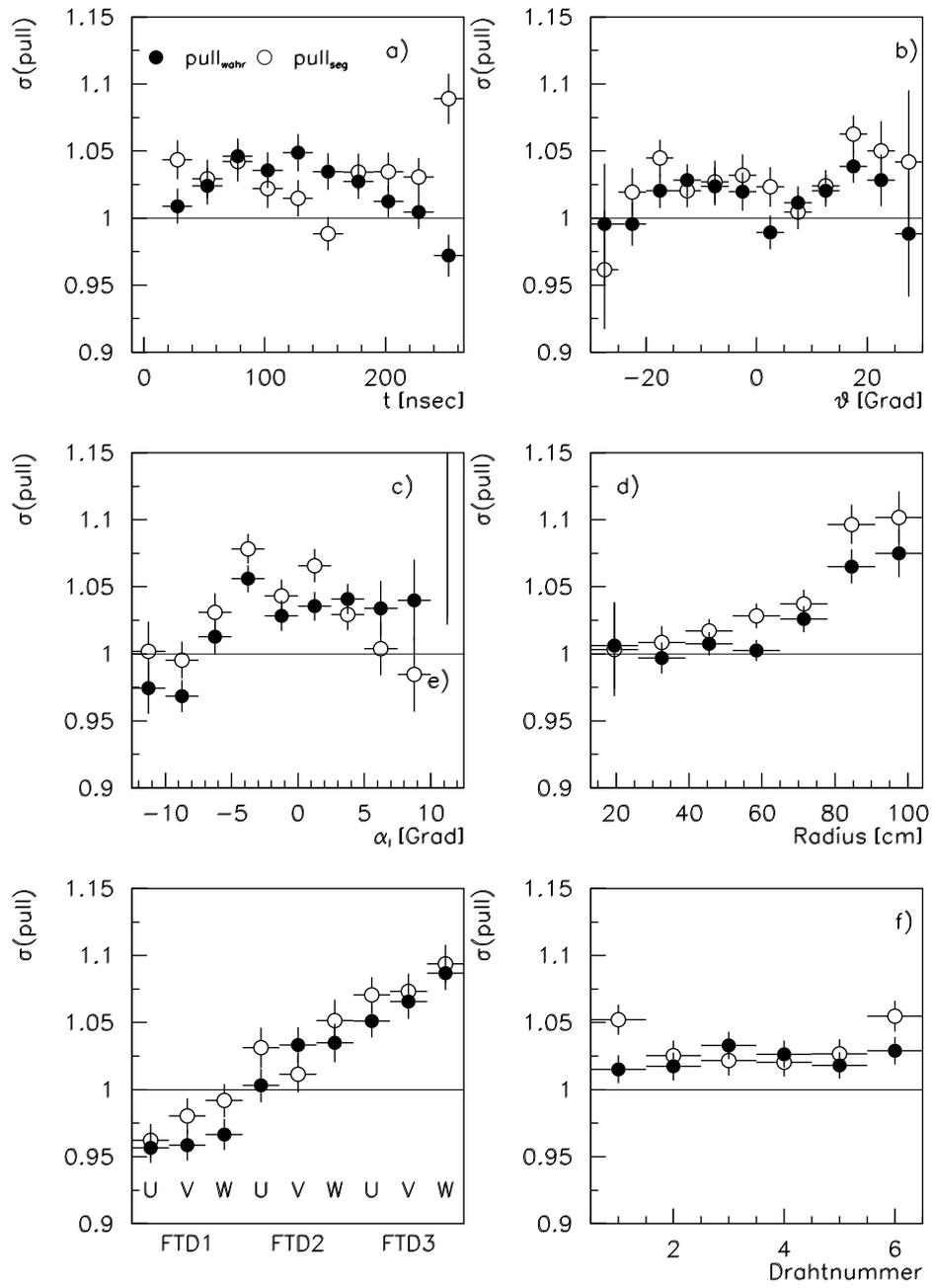


Abbildung 4.7: Pull-Quantities zu Abb. 4.6

Der Vergleich der rekonstruierten Größen mit den wahren ist natürlich nur in Monte-Carlo-Ereignissen möglich.

Um die Segmente an realen Daten genauer zu untersuchen, wird der Abstand des rekonstruierten *hits* zum Segment d_{seg} betrachtet:

$$dist_{seg} = d_{rec} - d_{seg} \quad (4.26)$$

Die entsprechenden Verteilungen zu den Daten von 1997 sind in Abb. 4.6 als offene Kreise dargestellt. Sie liegen konstant niedriger, da während des Segmentfits das Segment von der wahren Spur weg in Richtung der rekonstruierten *hits* gezogen wird.

Bei der Bildung der *pull-quantities* muß nun auch der Fehler des Segmentes berücksichtigt werden, der quadratisch subtrahiert wird [4].

$$pull_{seg} = \frac{d_{rec} - d_{seg}}{\sqrt{\sigma_{rec}^2 - \sigma_{seg}^2}} \quad (4.27)$$

In Abb. 4.7 liegen alle Werte nahe bei den Meßpunkten aus dem Vergleich mit den wahren generierten Spuren. Durch die Bildung des Segments werden also keine zusätzlichen Fehler eingebaut.

4.2.2 Bestimmung einer neuen Driftzeitfehlerfunktion

Im weiteren werden Daten des Jahres 97 verwendet, die von dem elastischen *forward-myon-trigger* (siehe Abschnitt 6.1) selektiert wurden. Zusätzlich wurde verlangt, daß ein Myon in dem Vorwärtsmyonspektrometer *FMUON* rekonstruiert werden konnte. 1017 Ereignisse hinterließen Segmente in den planaren Driftkammern.

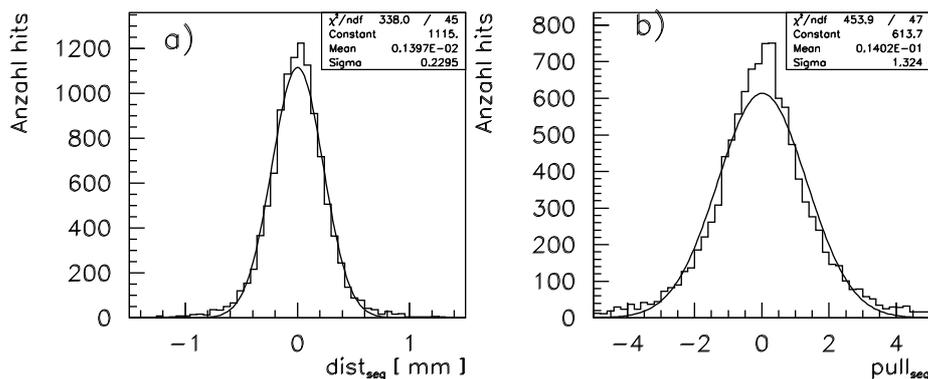


Abbildung 4.8: Differenz zwischen Segment und rekonstruiertem Abstand des *hits* zur Drahtebene für reale Daten (alte Driftzeitfehlerfunktion).

In Abb. 4.8 sind dazu die Verteilungen der Differenz zwischen rekonstruiertem Segment und zugehörigem *hit* $dist_{seg}$ und die dazugehörige *pull-quantity* $pull_{seg}$ abgebildet. Das Segment liegt im Mittel 230 μm von den rekonstruierten *hits* entfernt.

Entsprechend ist auch das Sigma der *pull-quantity* mit $\sigma = 1.3$ größer als 1. Ein weiteres Vergleichskriterium ist das χ^2 des Segmentfits, das wie in Gleichung 4.22 berechnet wird, wobei für S^{best} das gefundene Segment eingesetzt wird. Anschließend wird es durch die Anzahl der Freiheitsgrade geteilt. Das χ^2 hängt von der Anzahl der Hits ab, die sich in der Nähe des Segments befinden, da bei vielen *hits* die Möglichkeit besteht, daß *hits* falsch eingebaut werden oder aufgrund von mehreren *hits* pro Draht schlechter vermessen werden. Daher ist in Abb. 4.9 das mittlere χ^2 pro Freiheitsgrad der Segmente gegen die Anzahl der *hits* in der Segmentumgebung aufgetragen. Mit Segmentumgebung sind die drei Zellen gemeint, die das Segment in den 3 Lagen durchquert hat und jeweils ihre beiden Nachbarzellen, also insgesamt 9 Zellen.

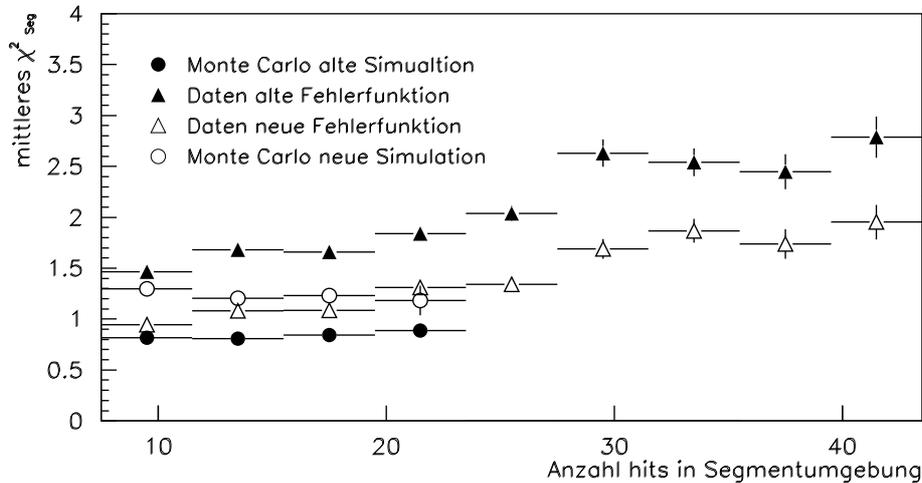


Abbildung 4.9: Mittleres χ^2 pro Freiheitsgrad der Segmente für reale Daten und Monte-Carlo-Ereignisse. Die Anzahl der *hits* in Monte-Carlo-Ereignissen enthält nicht den vollen Untergrund und ist daher beschränkt.

Die schwarzen Dreiecke geben das χ^2 der Segmente der gemessenen Ereignisse als Funktion der Anzahl der *hits* an. Man sieht, daß die χ^2 /Freiheitsgrad-Werte wesentlich größer als 1 sind. Dagegen liefern Monte-Carlo-Ereignisse χ^2 /Freiheitsgrad-Werte im erwarteten Bereich (schwarze Kreise). Einen solchen Unterschied kann man erwarten, wenn die Driftzeitfehler für reale Daten unzureichend bestimmt sind, während bei der Monte-Carlo-Simulation die Fehlerfunktion wie bekannt verwendet wurde.

Die Frage nach den Ursachen führte zu neuen Überlegungen bei der Bestimmung der Driftzeitfehler. Die Driftzeit wird in drei Abschnitte unterteilt, die im wesentlichen den drei Bereichen aus Abschnitt 4.1.1.3 entsprechen: Bereich I: $t > 65$ nsec, Bereich II: $15 < t \leq 65$ und Bereich III: $t \leq 15$. Da für jeden Bereich eine eigene ODB existiert, ist es gerechtfertigt auch für jeden Bereich eine eigene Fehlerfunktion zu erstellen.

Der Fehler der Driftzeit wird aus $dist_{seg}$ bestimmt, indem in Bereich I und II ein

Polynom 2. Ordnung an die Verteilung $\sigma(dist_{seg})$ gefittet und in Bereich III eine Konstante angesetzt wird (Abb. 4.10 a). Um Randeffekte auszugleichen, wurde die Konstante des Bereich III etwas höher gesetzt. Man erhält folgende Funktionen:

$$\begin{aligned} t \leq 15 \text{ ns} : f(t) &= 0.3 \\ 15 \text{ ns} < t \leq 65 \text{ ns} : f(t) &= 0.406 - 1.4 \cdot 10^{-3} \cdot t - 3 \cdot 10^{-5} \cdot t^2 \\ 65 \text{ ns} < t : f(t) &= 0.26 - 1.5 \cdot 10^{-3} \cdot t + 6.5 \cdot 10^{-6} \cdot t^2 \end{aligned} \quad (4.28)$$

Wie aus Abb. 4.10 b) zu sehen, sind die Distanzen $dist_{seg}$ für die Drähte 1 und 6 in Daten gegenüber den Monte-Carlo-Ereignissen überhöht. Das liegt daran, daß das E-Feld am Rand der Zelle verformt ist. Um dies auszugleichen, wurde für die Randdrähte ein Korrekturfaktor $C(wire)$ eingeführt:

$$\begin{aligned} wire = 1, 6 : C(wire) &= 1.3 \\ wire = 2, 3, 4, 5 : C(wire) &= 1. \end{aligned} \quad (4.29)$$

Die neue Fehlerfunktion lautet damit:

$$error_1(t, wire) = f(t) \cdot C(wire) \quad (4.30)$$

Anschließend wurden die Segmente mit der neuen Fehlerfunktion neu rekonstruiert. In Daten ist zusätzlich eine Abhängigkeit von der Pulshöhe⁸ zusehen. Um darauf zu korrigieren, wurde ein Polynom 2. Ordnung an die Verteilung $\sigma(dist_{seg})/\sigma_{mean}$ in Abhängigkeit von der Pulshöhe p gefittet (Abb. 4.10 c). Die Verteilung wurde auf das mittlere σ normiert, um keine doppelte Fehlerkorrektur durchzuführen. Man erhält:

$$g(p) = 1.22 - 6.6 \cdot 10^{-3}p + 3.1 \cdot 10^{-5}p^2 \quad (4.31)$$

Als endgültige Fehlerfunktion resultiert daraus:

$$error_2(t, wire, p) = f(t) \cdot C(wire) \cdot g(p) \quad (4.32)$$

Die *pull-quantity*-Verteilung $pull_{seg}$ aus Segmenten, die mit der neuen Fehlerfunktion $error_2$ rekonstruiert wurden, haben nun eine passende Breite von $\sigma = 0.97$ (Abb. 4.10 d). Auch das mittlere χ^2 der Segmente ist nun deutlich näher am Sollwert (Abb 4.9).

4.2.3 Simulation von Monte-Carlo-Ereignissen mit der neuen Driftzeitfehlerfunktion

Als letzter Schritt muß die neue Fehlerfunktion in die Monte-Carlo-Simulation und natürlich auch in ihre Rekonstruktion übernommen werden. Hier wird die Funktion $error_1(t, wire)$ aus Gleichung 4.30 verwendet, da für die Monte-Carlo-Ereignisse keine Pulshöhen generiert werden (siehe Abschnitt: 4.1.1.4). In Abb. 4.12 werden die Abstände der rekonstruierten *hits* zu den Segmenten für Daten mit Monte-Carlo-Ereignissen verglichen. Sie stimmen im großen und ganzen gut überein. Auch die Breite der *pull quantity*-Verteilung liegt mit $\sigma = 0.95$ nahe bei 1 (Abb. 4.11).

⁸Die Pulshöhe wird mittels des DOS-Verfahren rekonstruiert, siehe Abschnitt 4.1.1.2

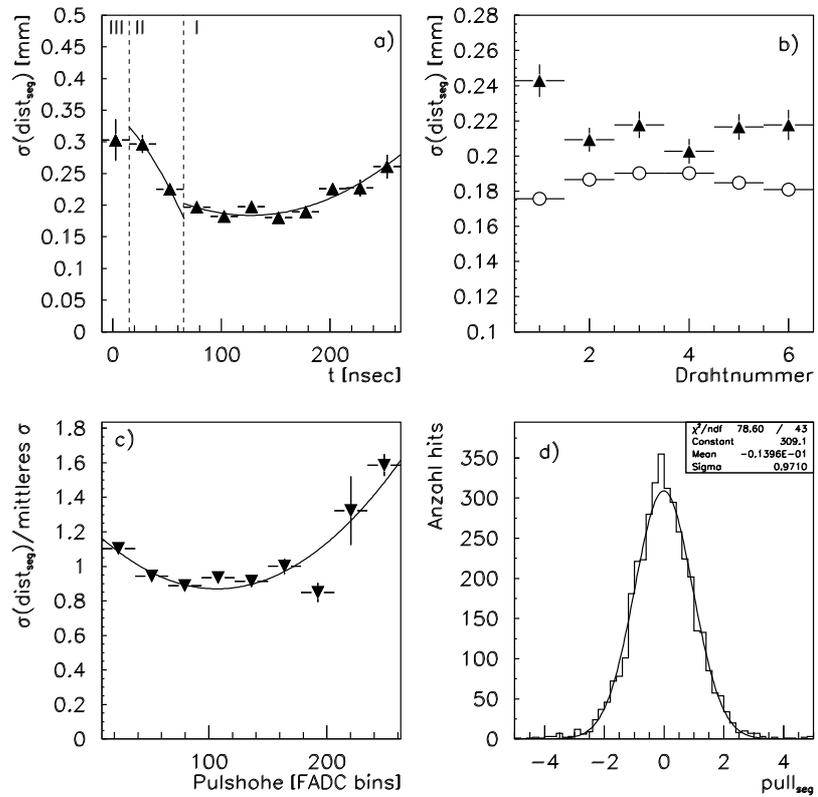


Abbildung 4.10: Verteilungen zur Bestimmung der neuen Fehlerfunktion

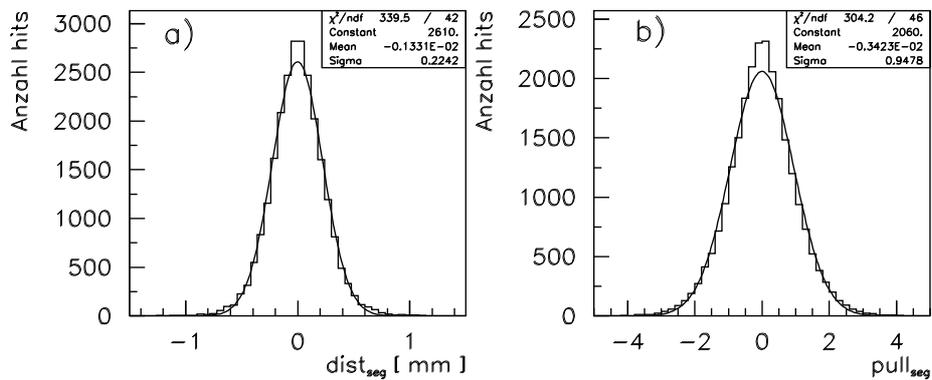


Abbildung 4.11: Differenz Segment und rekonstruierter Abstand des *hits* zur Drahtebene für Monte-Carlo-Ereignisse, die mit der neuen Fehlerfunktion simuliert und rekonstruiert wurden

Zuletzt wird noch das χ^2 der Segmente überprüft (offene Kreise in Abb. 4.9). Es stimmt nun besser mit den mit der neuen Fehleroutine rekonstruierten Daten (offene Dreiecke) überein. Auf dieser Grundlage der Übereinstimmung zwischen Daten und Monte-Carlo-Ereignissen werden der Vorwärts-Spurfit (Kapitel 5) und die physikalischen Analyse (Kapitel 6) durchgeführt.

4.3 Effizienz der planaren Driftkammern

Um die Qualität der Kammern zu überprüfen, wurden zwei Verfahren zur Effizienzbestimmung entwickelt. Das erste basiert auf Informationen der CTD. Damit kann die reale Effizienz von Spuren gut wiedergegeben werden. Es wird auch benutzt, um die optimale Einstellung der Kammerparameter zu untersuchen. Nachteil ist, daß aufgrund von Qualitätsschnitten wegen der CTD Geometrie nicht der gesamte Winkelbereich der *FTDs* abgedeckt werden kann. Daher wurde noch ein zweites Verfahren entwickelt, das unabhängig von anderen Komponenten die Effizienz in den *FTDs* bestimmt. Allerdings wird hier die Effizienz wegen Fehlkombination von Segmenten in der Regel zu niedrig berechnet.

Wenn nicht anders erwähnt, sind alle Histogramme in diesem Abschnitt mit Daten des Jahres 97 (run 27100) erstellt worden, die mit dem *Neutral-current*-Trigger selektiert wurden. Im wesentlichen wird bei diesem Trigger verlangt, daß das gestreute Elektron identifiziert werden kann.

4.3.1 Prinzip der Effizienzbestimmung mit der CTD

Die CTD-Spuren werden während der Rekonstruktion unter Berücksichtigung der Wechselwirkung der Teilchen mit Materie bis in das Kalorimeter extrapoliert. Dort werden die Spurparameter abgespeichert und stehen für weitere Anwendungen zur Verfügung.

Zur Effizienzbestimmung werden sie von dort linear zurück in die *FTDs* extrapoliert. Es werden nur CTD-Spuren verwendet, die bestimmten Qualitätskriterien entsprechen:

- Der Impuls der CTD-Spur am Vertex ist $p \geq 0.7$ GeV.
- Die CTD-Spur hat mindestens Superlage 1 und 2 durchquert.
- Die Energie im Kalorimeter, die der CTD-Spur zugeordnet wird, ist $E_{Cal} \geq 1$ GeV.
- Die CTD-Spur muß einen aktiven Bereich der *FTDs* durchqueren, dh. Bereiche toter Zellen werden herausgeschnitten. Vom Außenrand wird ebenfalls ein Streifen von 2.5 cm weggeschnitten, um Ineffizienzen zu vermeiden.

Für die Zuordnung der Kalorimeterenergie E_{Cal} wird die CTD-Spur linear verlängert. Anschließend wird die Summe aus der Energie der Zellen gebildet, die im elektromagnetischen Kalorimeter innerhalb eines Radius von 20 cm um die CTD-Spur

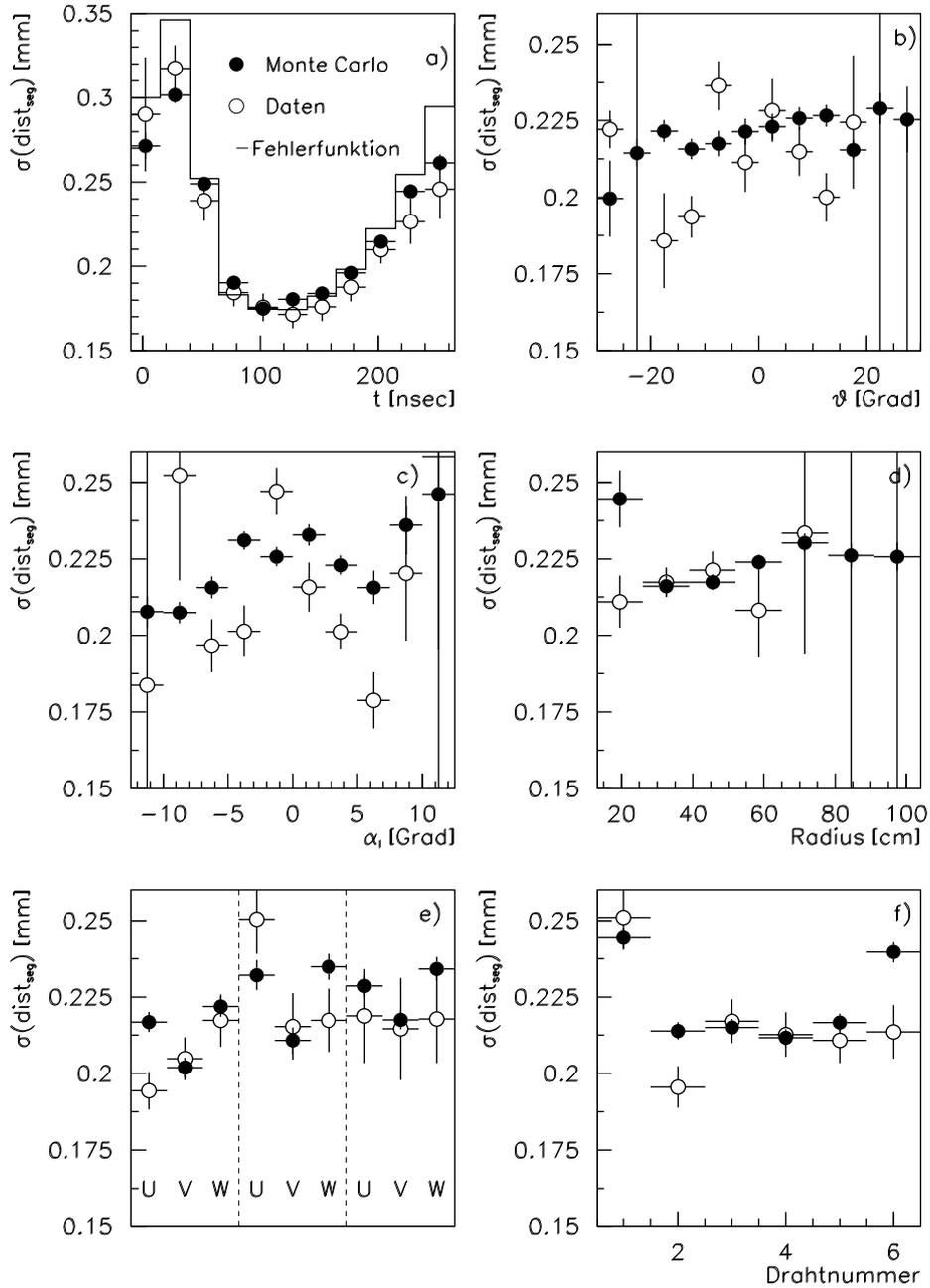


Abbildung 4.12: Differenz Segment und rekonstruierter Abstand des *hits* zur Drahtebene für reale Daten und Monte-Carlo-Ereignisse, berechnet mit neuer Driftzeitfehlerfunktion.

liegen, und im hadronischen innerlich eines Radius von 25 cm. Dieser Schnitt auf die Kalorimeterenergie stellt sicher, daß die CTD-Spur nicht durch Vielfachstreuung an der Endplatte der CTD abgelenkt wird, und die *FTDs* in der erwarteten Weise durchquert. Die Extrapolation der Spuren, die akzeptiert werden, sind in Abb. 4.13 abgebildet. Die toten Bereiche und der im Vergleich mit den Verteilungen der Seg-

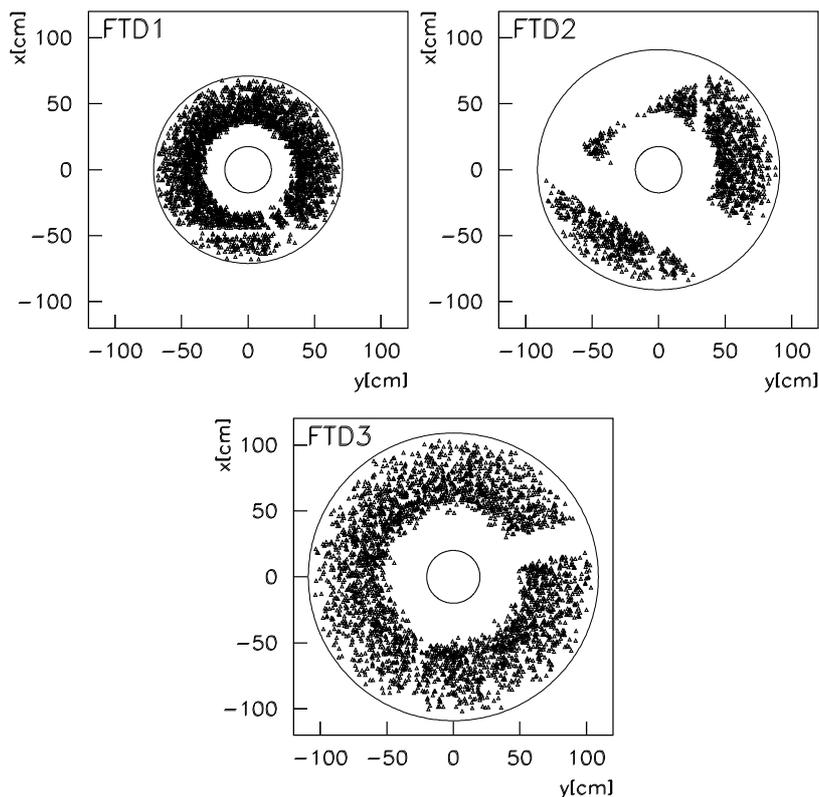


Abbildung 4.13: Verteilung der extrapolierten CTD-Spuren in den *FTDs*

mente (Abb. 4.4) größere Abstand zum Strahlrohr sind deutlich zu sehen.

In Abb. 4.14 ist in a) der Abstand der extrapolierten CTD-Spuren zu den Segmenten zu sehen, berechnet am mittleren z der Kammer und in b) der Abstand der Segmentsteigungen⁹. Man sieht, daß die lineare Rückextrapolation eine gute Näherung ist. Im Mittel liegen die Abstände zwischen 1 und 2 cm. Die Segmente der *FTD3* liegen im Mittel weiter entfernt als die der *FTD1*. Das heißt, daß der Fehler, der bei der Extrapolation zum Kalorimeter gemacht wird, größer ist als der Fehler der linearen Rückextrapolation.

Zur Bestimmung der Effizienzen wird nun der Quotient aus der Anzahl aller CTD-Spuren (N_{CTD}) und der Anzahl der CTD-Spuren, zu denen ein Segment gefunden

⁹Der Abstand der Segmentsteigungen berechnet sich folgendermaßen: $d = \sqrt{(dx/dz(\text{Segment}) - dx/dz(\text{CTD}))^2 + (dy/dz(\text{Segment}) - dy/dz(\text{CTD}))^2}$

wird, ($N_{CTD+SEG}$) definiert:

$$\varepsilon = \frac{N_{CTD+SEG}}{N_{CTD}} \quad (4.33)$$

Als gefunden gilt ein Segment, wenn der Abstand zur CTD-Spur ≤ 2.5 cm ist. Dieser Abstand ist aus Abb. 4.14 bestimmt worden. Zudem wird noch verlangt, daß die Differenz des Tangens der Steigungen von extrapolierte Spur und Segment ≤ 0.8 rad ist. In Abb. 4.15 ist die Effizienz gegen den Polarwinkel θ der Spur abgebildet.

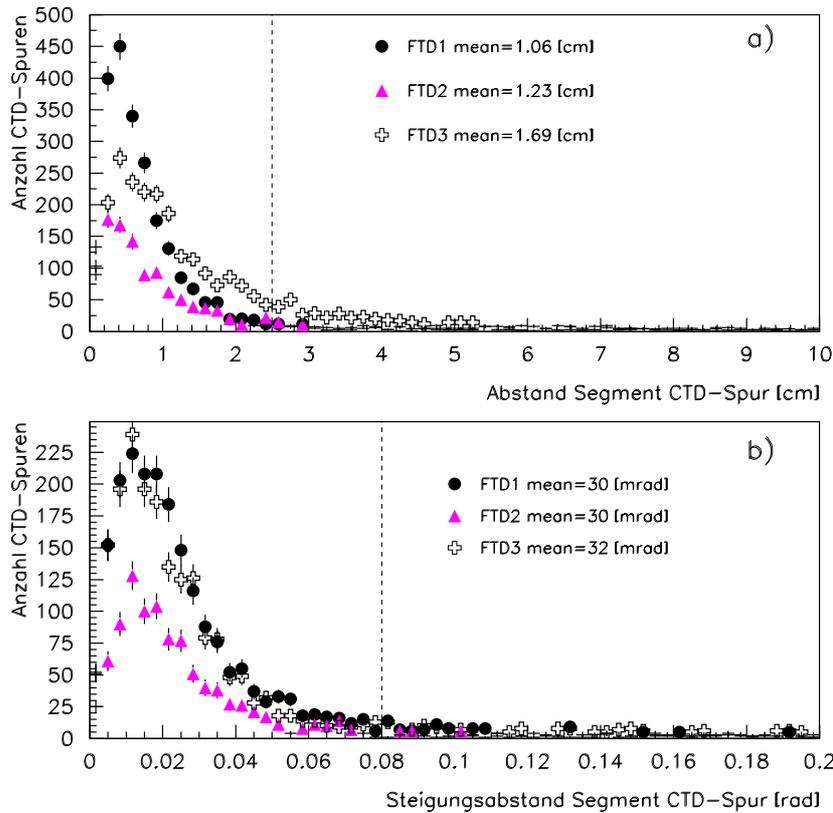
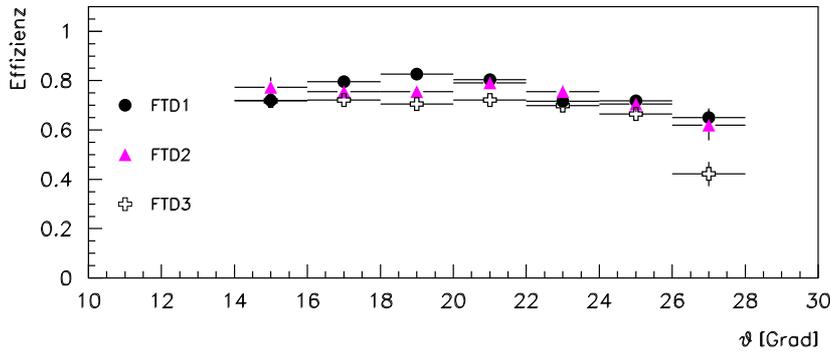


Abbildung 4.14: Abstand des Segments zur extrapolierten Spur. Die gestrichelte Linie markiert die Kriterien, nach denen ein Segment als gefunden gilt.

Bei allen drei Kammeren liegt die Effizienz bei ungefähr 80%, und ist weitgehend unabhängig von θ . Unterhalb von 14° ist keine Effizienzmessung möglich, da keine CTD-Spuren vorhanden sind.

Aus den Einzeleffizienzen der drei Kammeren kann die Wahrscheinlichkeit für das Auffinden von 1, 2 oder 3 Segmenten pro CTD-Spur berechnet werden, da die einzelnen Kammeren voneinander unabhängig sind. Dazu werden nur solche CTD-Spuren betrachtet, die alle drei *FTDs* in einem aktiven Bereich durchqueren. Die schwarzen Punkte in Abb. 4.16 geben die Anzahl der gefundenen Segmente pro CTD-Spur an. Die Einzeleffizienzen für die Kammeren wurden, wie oben beschrieben, bestimmt. Die Mittelwerte sind in Tabelle 4.2 angegeben. Berechnung 1 verwendet alle selektierten

Abbildung 4.15: Effizienz der Segmentfindung in den *FTDs* gegen den Polarwinkel θ

CTD-Spuren, Berechnung 2 geht davon aus, daß 90 % der Spuren ohne Segmente *fakes* sind.

	<i>FTD1</i>	<i>FTD2</i>	<i>FTD3</i>
Berechnung 1	$75 \pm 2 \%$	$77 \pm 2\%$	$70 \pm 2\%$
Berechnung 2	$78 \pm 2 \%$	$81 \pm 2\%$	$73 \pm 2\%$

Tabelle 4.2: Effizienzen der *FTD* s in dem Winkelbereich in dem alle drei Kammern aktiv sind.

Die Wahrscheinlichkeit $w(n)$, n Segmente zu finden, läßt sich mithilfe der Effizienzen folgendermaßen berechnen:

$$\begin{aligned}
 w(0) &= N_0 \cdot (1 - \varepsilon_1) \cdot (1 - \varepsilon_2) \cdot (1 - \varepsilon_3) \\
 w(1) &= N_0 \cdot \varepsilon_1 \cdot (1 - \varepsilon_2) \cdot (1 - \varepsilon_3) \\
 &\quad + \varepsilon_2 \cdot (1 - \varepsilon_1) \cdot (1 - \varepsilon_3) \\
 &\quad + \varepsilon_3 \cdot (1 - \varepsilon_2) \cdot (1 - \varepsilon_3) \\
 w(2) &= N_0 \cdot \varepsilon_1 \cdot \varepsilon_2 \cdot (1 - \varepsilon_3) \\
 &\quad + \varepsilon_1 \cdot \varepsilon_3 \cdot (1 - \varepsilon_2) \\
 &\quad + \varepsilon_2 \cdot \varepsilon_3 \cdot (1 - \varepsilon_1) \\
 w(3) &= N_0 \cdot \varepsilon_1 \cdot \varepsilon_2 \cdot \varepsilon_3
 \end{aligned} \tag{4.34}$$

wobei N_0 die Gesamtanzahl aller CTD-Spuren im entsprechenden Bereich ist, und ε_i , $i = 1, 3$ die Einzeleffizienzen der drei *FTDs*.

Sie sind als durchgezogene bzw. gestrichelte Linie in Abb. 4.16 eingezeichnet (Berechnung 1, bzw. 2). Es fällt auf, daß viel mehr Spuren ohne Segmente gemessen werden als berechnet werden. Dies legt die Annahme nahe, daß es trotz Qualitätschnitten immer noch CTD-Spuren gibt, die nicht dort verlaufen, wo sie vorhergesagt werden, sogenannte *fakes*. Man sucht also an der falschen Stelle nach Segmenten.

Die gestrichelte Linie aus Abb.4.16 (Berechnung 2) stimmt besser mit der Messung

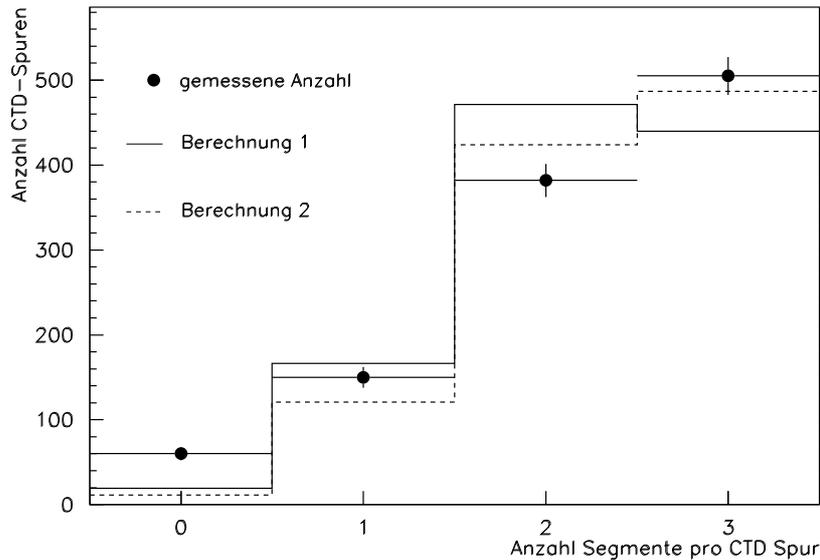


Abbildung 4.16: Anzahl der gefundenen Segmente pro CTD-Spur

überein als die durchgezogene Linie (Berechnung 1). Insbesondere werden damit mehr CTD-Spuren mit 3 Segmenten als mit 2 Segmenten vorhergesagt. Es kann also davon ausgegangen werden, daß die Effizienz der Kammern mit der Normierung auf CTD-Spuren (Berechnung 1) um mindestens 3% unterschätzt wird.

4.3.2 Effizienzmessung unabhängig von anderen Komponenten

Die zweite Methode der Effizienzbestimmung basiert ausschließlich auf Segmentinformationen. Dazu wird jedes Segment linear in die beiden anderen Kammern extrapoliert. Findet sich in der zweiten Kammer ein passendes Segment, wird das erste Segment in die dritte Kammer extrapoliert, dort wird dann ebenfalls nach einem Segment gesucht.

In Abb. 4.17 ist ein Beispiel zu sehen: Segment 1 wird in die *FTD2* extrapoliert. Dort wird Segment 2 als passend gefunden. Dadurch ist ein Paar gegeben. Weitere Paare wären Segment 1 und 3, 2 und 3, 4 und 5. Als passend ist ein Segment definiert wenn der Abstand des Segments zum extrapolierten Segment kleiner als 2 cm ist und die Differenz der Steigungen kleiner als 0.1 rad. In Abb. 4.18 sind die Verteilungen für das Segment mit dem minimalen Abstand dargestellt. In a) und c) handelt es sich um benachbarte Kammern, also *FTD1* und *FTD2* oder *FTD2* und *FTD3*; in b) und d) sind die Kammern nicht benachbart, also *FTD1* und *FTD3*. Die Verteilungen der Abstände ist für nicht benachbarte Kammern wie zu erwarten etwas breiter, während die Steigungsdifferenzen sehr ähnlich sind. Die Akzeptanzkriterien sind als gestrichelte Linie eingezeichnet.

Von jedem Segment-Paar wird das erste Segment in die dritte Kammer extrapoliert.

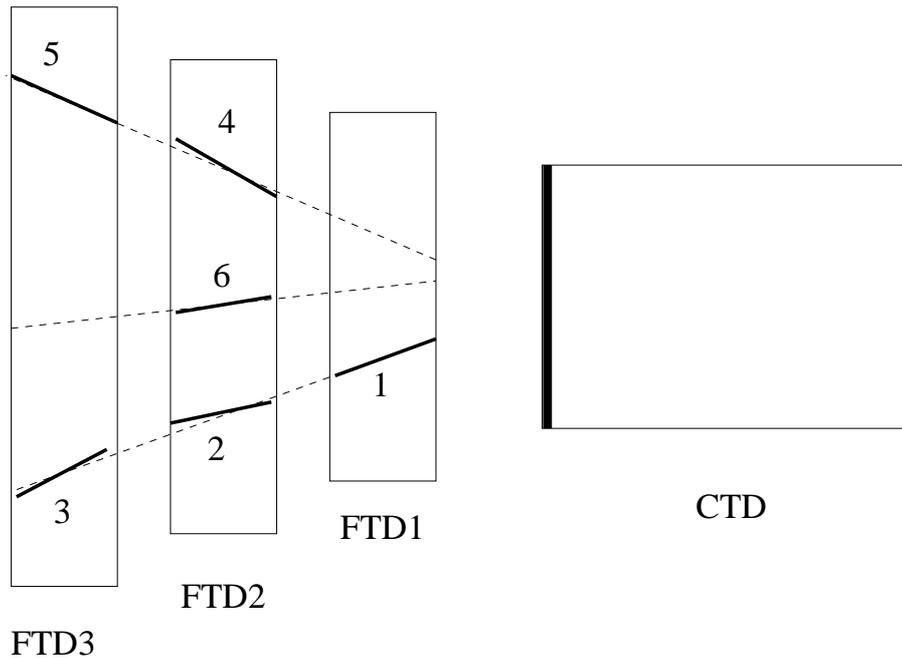


Abbildung 4.17: Methode der Effizienbestimmung auf Segmentbasis

Dort wird wieder nach einem Segment gesucht. Die Akzeptanzkriterien sind die gleichen wie für die Paar-Bildung. Die entsprechenden Verteilungen sind in Abb. 4.19 zu sehen. Im Vergleich zu Abb. 4.18 ist eine deutlich Untergrund-Unterdrückung zu sehen.

Die Effizienz der dritten Kammer ist dann definiert als der Quotient aus der Anzahl aller Paare, zu denen auch in der dritten Kammer ein Segment gefunden wurde (N_3) mit der Anzahl aller Paare (N_2):

$$\varepsilon_{Seg} = \frac{N_3}{N_2} \quad (4.35)$$

Für alle drei Kammern sind die Effizienzen in Abb. 4.20 gegen den Polarwinkel θ angegeben. Die Effizienzen sind relativ konstant gegen θ , werden aber gegenüber der CTD-Methode vor allem für $FTD2$ und $FTD3$ systematisch unterschätzt. Die Erklärungen dafür liegen in dem Problem, die Anzahl N_2 bei hohen Segmentdichten zu bestimmen. Es ist davon auszugehen, daß es wegen der "ghosts" (siehe Kapitel 4.1.3) viele Zufallspaare gibt und deren Häufigkeit von $FTD1$ über $FTD2$ bis $FTD3$ zunimmt.

4.4 Erweiterung der Rekonstruktion mit Hilfe der CTD

4.4.1 Reduzierte-Rekonstruktion

Bei der sogenannten "standalone-Rekonstruktion" der Segmente, die in Abschnitt 4.1 beschrieben wird, werden während der Segment-Rekonstruktion die Kombination

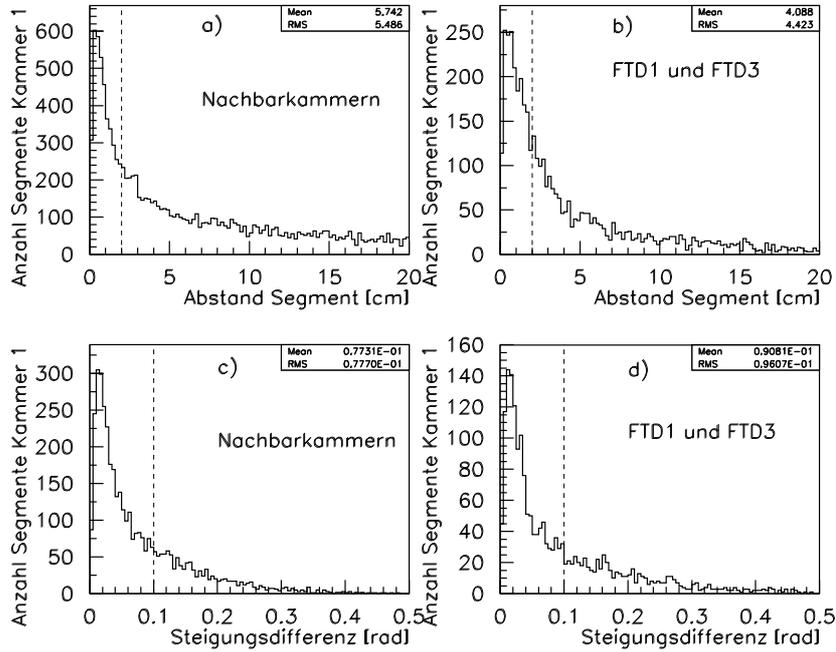


Abbildung 4.18: Abstand der Segmente in Kammer 1 und 2. In a) ist der Abstand der Segmente abgebildet, falls die Kammern benachbart sind, in b) falls es sich um *FTD1* und *FTD3* handelt

aller *LTEs* einer Lage mit allen *LTEs* der anderen beiden Lagen betrachtet. Mit $n_i =$ Anzahl der *LTEs* in der Lage i , $i=1,3$, ist die Anzahl der möglichen Kombinationen N :

$$N = n_1 \cdot n_2 + n_1 \cdot n_3 + n_2 \cdot n_3 \quad (4.36)$$

Die Zeit, die für diese Rekonstruktion benötigt wird, steigt also mit der Anzahl der Segmente quadratisch an. Durch das Anschauen der Teilchen in den Materialien nimmt außerdem die Zahl der Segmente pro Kammer zu, so daß für die Rekonstruktion der *FTD3* wesentlich mehr Zeit benötigt wird, als für die der *FTD1* (siehe Tabelle 4.3).

Auf Grund dieser hohen Rechenzeiten konnten daher in den Jahren bis 99 während der allgemeinen Rekonstruktion der Ereignisse nur die Segmente der *FTD1 standalone* rekonstruiert werden. Daher wurde eine "Reduzierte Rekonstruktion" entwickelt, die wenigstens einen Teil der Segmente in *FTD2* und *FTD3* rekonstruiert. Seit 1999 ist die Rechenkapazität der zur Verfügung stehenden Computer so gestiegen, daß nun alle 3 Kammern *standalone* rekonstruiert werden können.

Für die Reduzierte Rekonstruktion werden CTD-Spuren, wie in Abschnitt 4.3 beschrieben, in die *FTD2* und *FTD3* extrapoliert. Die getroffenen Zellen werden markiert, ebenso die beiden Nachbarzellen. Für die *LTE*-Rekonstruktion werden nun nur *hits* aus markierten Zellen verwendet. Wie aus Abb. 4.21 zu sehen ist, verringert sich dadurch die Anzahl der *hits* und *LTEs* um einen Faktor ≈ 10 .

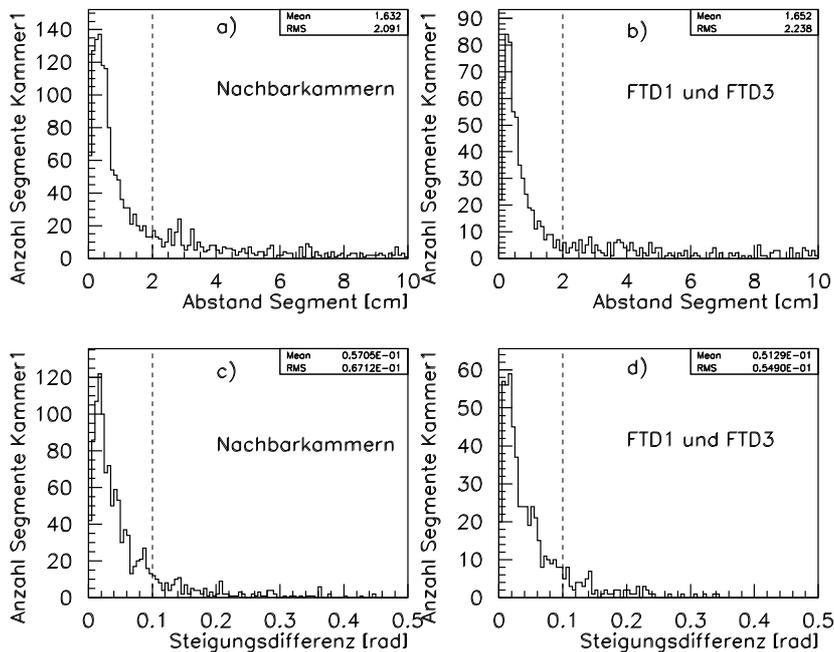


Abbildung 4.19: Abstand der Segmente in Kammer 1 und 3. In a) ist der Abstand der Segmente abgebildet, falls die Kammern benachbart sind, in b) falls es sich um *FTD1* und *FTD3* handelt

Anschließend werden für die Segmentrekonstruktion nur *LTEs* kombiniert, die aus Zellen stammen, die von der gleichen CTD-Spur getroffen wurden. Dies soll anhand der Abb. 4.22 erläutert werden. In diesem Beispiel haben zwei CTD-Spuren die Kammer durchquert. Pro Lage wurde jeweils ein *LTE* in der Nähe der Spur gefunden. Mit der *standalone*-Rekonstruktion müßten folgende *LTE*-Paarungen auf mögliche Segmente getestet werden: (U1,V1), (U1,V2), (U1,W1), (U1,W2), (U2,V1), (U2,V2), (U2,W1), (U2,W2), (V1,W1), (V1,W2), (V2,W1) und (V2,W2). Zusätzlich gäbe es wahrscheinlich noch *LTEs* die nicht in der Nähe einer CTD-Spur liegen. Mit der Reduzierten Rekonstruktion sind es nur noch 6 Paare: (U1,V1), (U1,W1), (V1,W1), (U2,V2), (U2,W2) und (V2,W2). Je mehr *LTEs* rekonstruiert werden, desto größer ist die Einsparung durch die Vorauswahl mittels CTD-Spur.

CTD-Spuren haben den Nachteil, daß sie nur bis zu einem Winkel von ca 14° zur Verfügung stehen. Um auch den Innenbereich abzudecken, wurden zusätzlich alle *FTD1* Segmente, die nicht in der Nähe einer CTD-Spur liegen (d.h. deren Abstand zu einer CTD-Spur größer als 5 cm ist) linear in die *FTD2* und *FTD3* extrapoliert und dort genau wie die Extrapolation der CTD-Spuren behandelt. Auch hierfür sind die Anzahlen der *hits* und *LTEs* in Abb. 4.21 eingezeichnet.

In Abb 4.23 ist die Anzahl der Segmente gegen den Polarwinkel θ für alle drei Kammern aufgetragen. Die Anzahl der Segmente ist bei der Reduzierten Rekonstruktion um etwa die Hälfte gegenüber der *standalone*-Rekonstruktion vermindert. Durch die Reduzierte Rekonstruktion wird die Rekonstruktionszeit jedoch drastisch verringert.

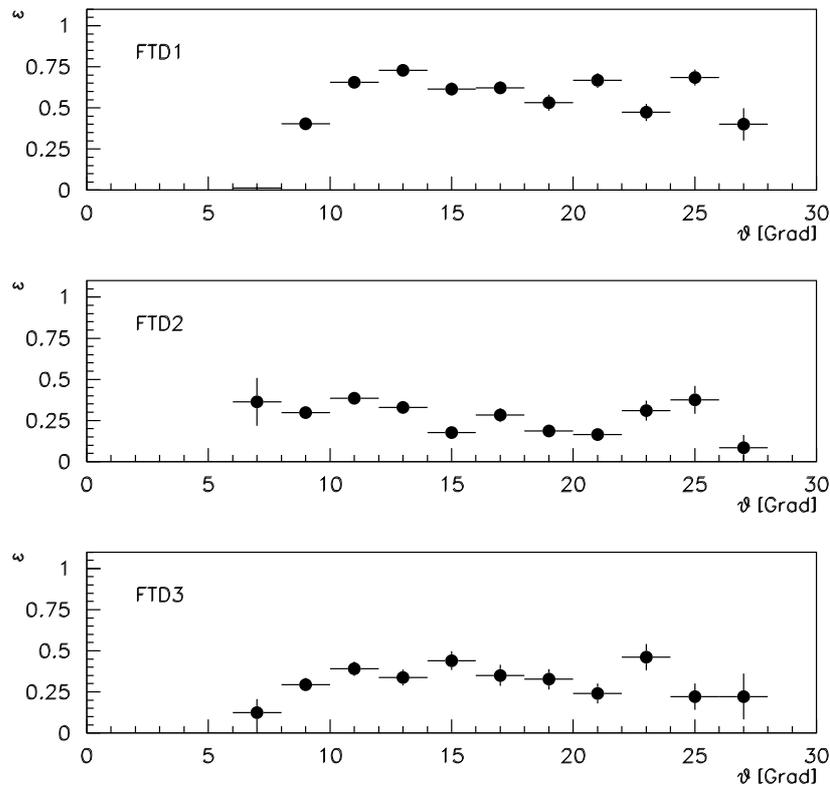


Abbildung 4.20: Effizienz der *FTDs* gegen den Polarwinkel θ . Die Effizienzbestimmung basiert nur auf *FTD*-Information

In Tabelle 4.3 sind die benötigten Zeiten pro Ereignis für die *standalone* und die Reduzierte Rekonstruktion für alle drei *FTDs* zusammen aufgelistet.

Bei der Reduzierten Rekonstruktion hat man zwar einen beträchtlich Zeitgewinn, muß aber dafür einen Verlust an Information hinnehmen. Es ist aber dennoch ein deutlicher Fortschritt erreicht worden, da die beiden äußeren *FTDs* ohne die Reduzierte Rekonstruktion in der allgemeinen Rekonstruktion überhaupt nicht rekonstruiert worden wären. Außerdem gibt es viele Anwendungen bei denen Segmente nur in Verbindung mit *CTD*-Spuren verwendet werden. Hier gibt es keinen Informationsverlust, da alle relevanten Segmente vorhanden sind. Um dies sicherzustellen, wurden die Effizienzen der *FTDs* einmal für die Reduzierte und einmal für die *standalone*-Rekonstruktion bestimmt. Die Werte sind in Tabelle 4.4 aufgelistet. Sie sind beinahe identisch für die beiden Rekonstruktions-Methoden.

4.4.2 Segmentfindung mit 2 Lagen

In Abb 4.4 ist zu sehen, daß es 1997 insbesondere für die *FTD2* große tote Bereiche gab. Um diese auszufüllen wurde die 2-Lagen-Rekonstruktion entwickelt.

Der Mechanismus der 2-Lagen-Rekonstruktion baut auf die Reduzierte Rekonstruktion auf und kann nicht ohne sie durchgeführt werden. Wenn die *standalone*-Rekon-

	<i>standalone</i> -Rekonstruktion				Reduzierte Rekonstruktion
	<i>FTD1</i>	<i>FTD2</i>	<i>FTD3</i>	<i>FTD1-3</i>	<i>FTD1-3</i>
Gesamte Rekonstruktion	0.33	0.39	0.63	1.4	0.63
<i>standalone</i> Segmentfindung	0.25	0.31	0.52	1.2	0.24
Segmentfindung nahe Spur	-	-	-	-	0.26

Tabelle 4.3: Benötigte Rechenzeit für verschiedene Rekonstruktions Methoden. Die Angaben sind in sec und gelten für ein Ereignis. Für die Messungen wurden SGI IRIX Systeme mit 28 RS4400 150MHz bzw 16 200 MHz Prozessoren verwendet [22].

	<i>FTD1</i>	<i>FTD2</i>	<i>FTD3</i>
<i>standalone</i> -Rekonstruktion	$80 \pm 3 \%$	$77 \pm 3 \%$	$76 \pm 3 \%$
Reduzierte Rekonstruktion		$79 \pm 3 \%$	$75 \pm 3 \%$

Tabelle 4.4: Effizienzen der *FTDs* für verschiedene Rekonstruktions-Methoden

rekonstruktion eingeschaltet ist, müssen zusätzlich auch große Teile der Reduzierten Rekonstruktion aufgerufen werden.

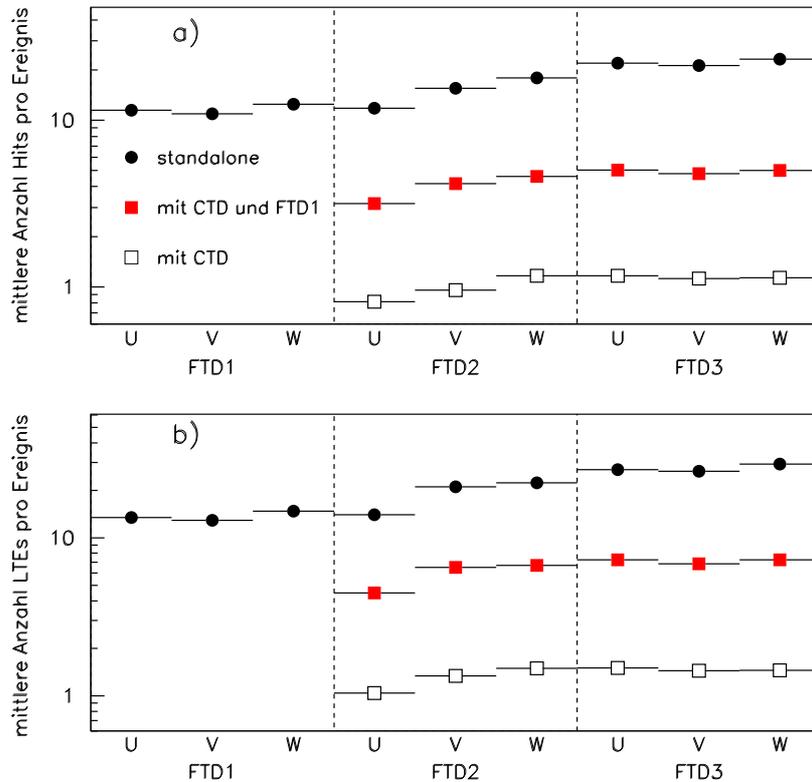
Die CTD-Spuren und die *FTD1* Segmente werden wieder linear in *FTD2* und *FTD3* extrapoliert. Dabei wird für jede extrapolierte Spur für jede Lage festgehalten, ob sie in dieser Lage einen als tot markierten Bereich durchquert hat.

Während der Segmentfindung werden wieder alle LTEs, die zu einer extrapolierten Spur gehören, kombiniert. Hat man jetzt z.B. ein LTE-Paar aus den Lagen U und V, und weiß, daß die dazugehörige extrapolierte Spur in Lage W einen toten Bereich durchquert, wird ein Segmentfit aus den *hits* dieser beiden LTEs durchgeführt. Im Unterschied zu den Segmenten aus 3 Lagen gibt es folgende Qualitätskriterien:

- Die geforderte Mindestanzahl der *hits* wird von 10 auf 8 gesenkt.
- Kein LTE darf in einem 3-Lagen-Segment verwendet worden sein.

Bei Segmenten die sehr viele *hits* gemeinsam haben, fällt die Entscheidung, welche gespeichert werden und welche verworfen werden, schwerer als bei den 3-Lagen-Segmenten. Es kommt häufig vor, daß in einer der beiden Lagen zwei LTEs gefunden wurden, die aus gleich vielen *hits* bestehen. In solchen Fällen werden beide Kombinationen mit dem LTE der anderen Lage akzeptiert und gespeichert. Aus diesem Grunde werden bei der 2-Lagen-Rekonstruktion in der Regel mehr Segmente gefunden als bei der 3-Lagen-Rekonstruktion.

Um die 2-Lagen-Rekonstruktion zu testen, wurde in der Lage V der *FTD3* ein künstliches Loch in den Zellen -10 bis -20 erzeugt, indem alle *hits* aus diesem Bereich nicht für die Rekonstruktion verwendet werden. Die Segmente werden dort mit der 2-Lagen Rekonstruktion gesucht. Für die gleichen Ereignisse werden die Segmente ohne künstliches Loch mit der 3-Lagen-Rekonstruktion gesucht.


 Abbildung 4.21: Anzahl *hits* und *LTEs* bei verschiedenen Rekonstruktions-Methoden

In Abb. 4.24 sind die Segment-Verteilungen für die 3-Lagen-Rekonstruktion ohne Loch (Abb. 4.24 a) und die 2-Lagen-Rekonstruktion mit Loch (Abb. 4.24 b) gezeigt. Der graue Streifen gibt den Bereich an, der künstlich tot gesetzt wurde. An Segment-Dichte und -Verteilung ist in dieser 2-dimensionalen Verteilung kein Unterschied zu sehen. Im Mittel sind aber innerhalb des "Lochs" mit der 3-Lagen Rekonstruktion 7.7 Segmente pro Ereignis¹⁰ gefunden worden und mit der 2-Lagen Rekonstruktion 9.7 (siehe Tabelle 4.5).

In Abb. 4.25 a) ist der Abstand der CTD-Spur zum Segment abgebildet, wobei bei mehreren Segmenten der minimale Abstand genommen wird. Für dieses Segment ist auch die Differenz des Tangens der Steigungen bestimmt worden (Abb. 4.25 b). Die Verteilungen für die 2- und 3-Lagen-Rekonstruktion sind sich sehr ähnlich. Die Mittelwerte sind in Tabelle 4.5 angegeben.

Zuletzt ist noch eine Effizienbestimmung wie in Abschnitt 4.3 durchgeführt worden. Für beide Rekonstruktionen stimmt die Effizienz innerhalb der Fehler überein (siehe Tabelle 4.5).

Es kann also gesagt werden, daß mit der 2-Lagen-Rekonstruktion erfolgreich Segmente in solchen Kammerbereichen gefunden werden, in denen eine Lage ausgefallen

¹⁰Es sind nur solche Ereignisse ausgewertet worden, die mindestens eine passende CTD-Spur im Vorwärtsbereich haben.

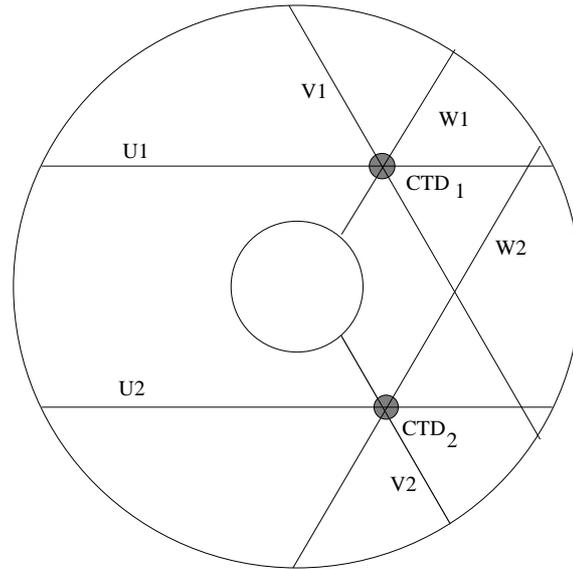


Abbildung 4.22: Reduzierte Rekonstruktion

Rekonstruktion	Segmente/Ereignis	Abstand	Steigungsdifferenz	Effizienz
2 Lagen	9.7 ± 0.2	1.54 cm	105 mrad	$71 \pm 2 \%$
3 Lagen	7.7 ± 0.2	1.55 cm	106 mrad	$69 \pm 2 \%$

Tabelle 4.5: Vergleich 2- und 3-Lagen-Rekonstruktion in Mittelwerten

ist. Es ist aber sinnvoll nur dort zu rekonstruieren, wo eine Spur vorhergesagt wird, d.h. wenn Spurteile von anderen Komponenten da sind.

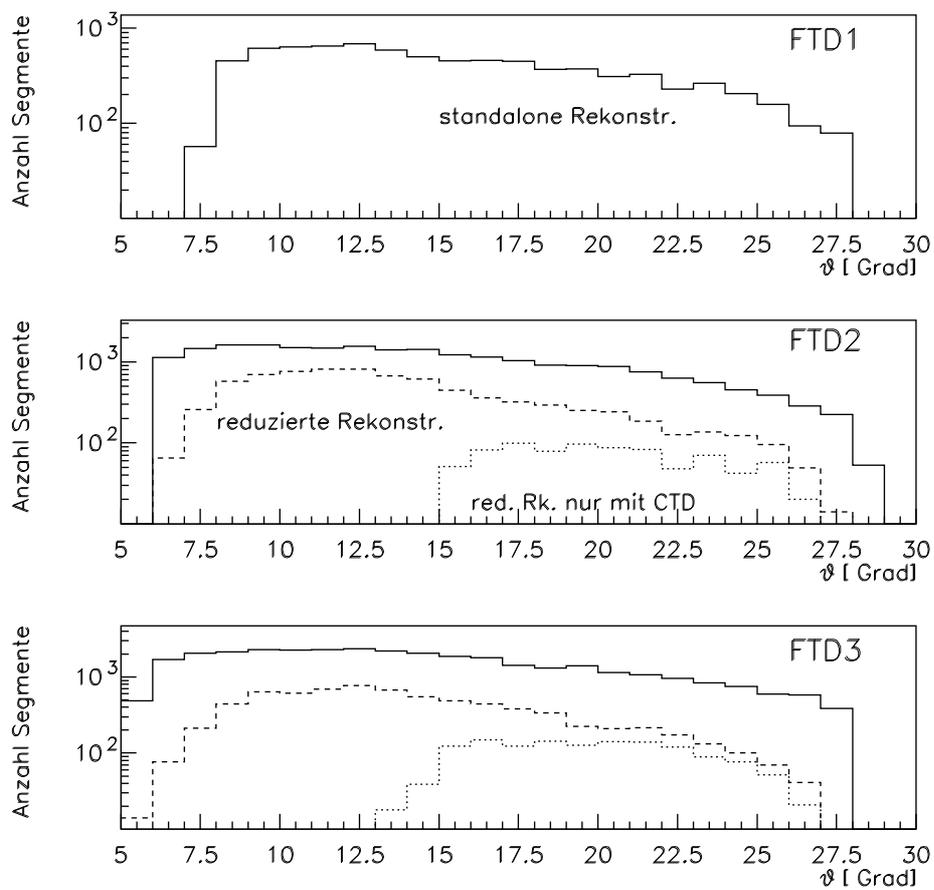


Abbildung 4.23: Anzahl der Segmente bei verschiedenen Rekonstruktions-Methoden

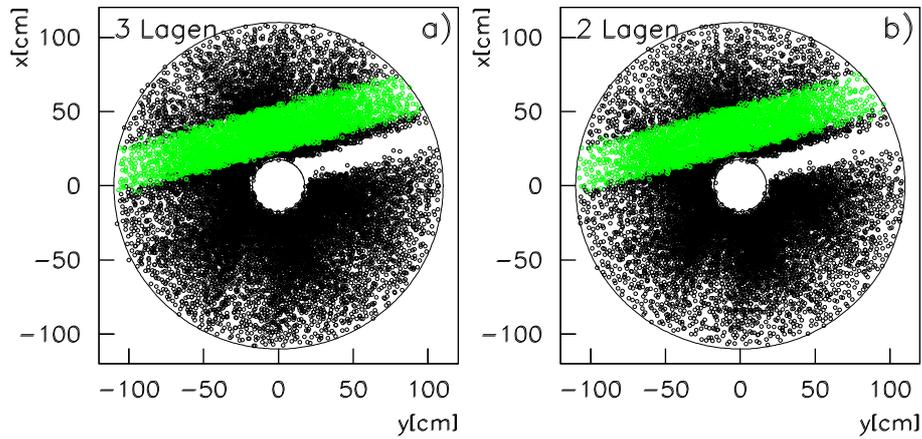
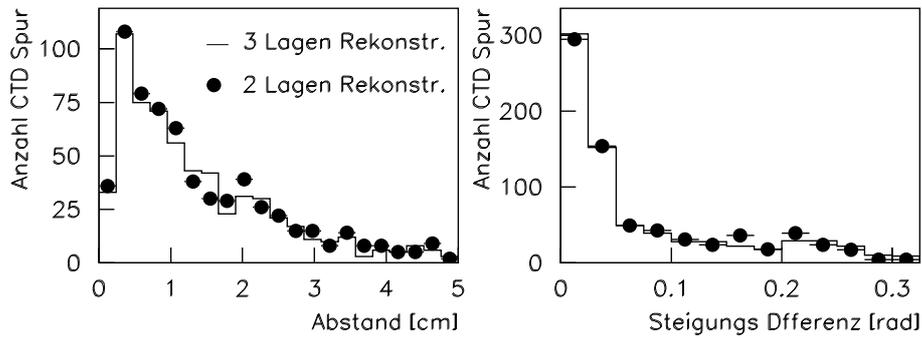
Abbildung 4.24: Rekonstruktion mit 2 und 3 Lagen in *FTD3*

Abbildung 4.25: Qualitätsvergleich 2 und 3 Lagen Rekonstruktion

Kapitel 5

Der Vorwärts Spurfit mit dem Kalman-Filter

Für eine physikalische Analyse benötigt man die Eigenschaften der Teilchen am Wechselwirkungspunkt, insbesondere Impuls, Masse und Ladung. Die Rekonstruktion dieser Eigenschaften wird in mehreren Schritten durchgeführt. Im ersten Schritt findet eine sogenannte Mustererkennung statt. Dabei versucht jede Komponente für sich die Signale zu ordnen und zu kleinen Spurstücken zusammenzufassen. Für die *FTDs* ist dies in Kapitel 4 ausführlich beschrieben.

Im zweiten Schritt müssen nun die Spurstücke der einzelnen Komponenten zu einer zusammenhängenden Spurbeschreibung durch den ganzen Detektor zusammengefaßt werden. Damit beschäftigt sich das hier beschriebene Softwarepaket. Sein Ziel ist es, die Vorwärts-Myonkammern, die *FTDs* und - wenn vorhanden - auch die CTD Informationen, zu verbinden und aus der Gesamtinformation den Impuls der Teilchen am Wechselwirkungspunkt zu rekonstruieren.

Es wurde ein Vorwärts-Spurfit entwickelt, um Myonen aus dem J/ψ -Zerfall im Detektor zu rekonstruieren. Es wurde aber bei der Entwicklung darauf geachtet, ihn möglichst allgemein zu halten, um ihn auch für andere Anwendungen verwenden zu können. Erläutert und untersucht wird er jedoch nur anhand der Myonen. Für die Entwicklung wurden die gleichen Monte-Carlo-Ereignisse verwendet, wie in Kapitel 4.2; d.h. 1455 Ereignisse der Reaktion $ep \rightarrow eJ/\psi p, J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ die mit dem Generator DIPSI erzeugt wurden für Schwerpunktennergien W zwischen 10 und 30 GeV. Auch die untersuchten Daten entsprechen denen aus Kapitel 4.2, dh. 1017 Ereignisse, selektiert mit dem elastischen Vorwärts-Myon-Trigger.

5.1 Spurmodell und Extrapolation von Spuren

Bei den Myonen handelt es sich um geladene Spuren, die am Wechselwirkungspunkt entstehen. Der letzte vermessene Punkt liegt in den Vorwärts-Myonkammern. Das heißt, die Myonen durchqueren auf ihrem Weg ein sich ständig änderndes Magnetfeld und viel Materie. Es ist daher wichtig, während des Fits, der in den Abschnitt 5.2 beschrieben wird, das Magnetfeld und die Wechselwirkung mit Materie zu beachten. Außer von der Lorentzkraft wird die Bewegung der geladenen Myonen im ZEUS-

Detektor von der Vielfachstreuung bestimmt. Jede Teilchenspur ist charakterisiert durch 5 unabhängige Parameter als Funktion eines 6. Parameters. Wählt man als 6. Parameter die Pfadlänge s , so läßt sich die Trajektorie in Abhängigkeit von dieser Pfadlänge wie folgt beschreiben:

$$\frac{d^2\vec{r}}{ds^2} = \frac{\kappa Q}{|\vec{P}|} \left[\frac{d\vec{r}}{ds} \times \vec{B}(\vec{r}) \right] \quad (5.1)$$

Dabei ist: \vec{r} der kartesische Koordinaten-Vektor (x,y,z),
 s die Pfadlänge,
 κ eine Proportionalitätskonstante, die von den benutzten Einheiten abhängt,
 Q die Ladung des Teilchens,
 \vec{P} der Impuls des Teilchens und
 \vec{B} die magnetische Induktion.

In einem homogenen Magnetfeld, wie es im Inneren der CTD herrscht, ist die Lösung der obigen Gleichung eine Helix, aber im größten Teil des Detektors herrscht ein inhomogenes Magnetfeld. In diesen Bereichen läßt sich die Gleichung 5.1 nicht analytisch lösen, ein Spurmodell kann also nur mit Hilfe von numerischen Verfahren eingeführt werden. Es wird hierfür die Runge-Kutta-Methode von Nyström benutzt [7].

Gleichung 5.1 kann formal geschrieben werden:

$$\vec{r}'' = g\left(\vec{B}(\vec{r}), \vec{r}'\right) = f(\vec{r}, \vec{r}') \quad (5.2)$$

wobei die Striche die Ableitungen nach der Pfadlänge symbolisieren.

Die Spur soll nun von einem gegebenen Anfangspunkt aus zu einem beliebigen Endpunkt extrapoliert werden. Als Anfangsbedingung haben wir:

$$\vec{r}''_a = f\left(\vec{r}_a, \vec{r}'_a\right) \quad (5.3)$$

Gesucht wird:

$$\left(\vec{r}_e, \vec{r}'_e\right) \quad (5.4)$$

Der Index a bezeichnet die Vektoren \vec{r}, \vec{r}' und \vec{r}'' am Anfangspunkt, der Index e am gesuchten Endpunkt der Extrapolation.

Die Extrapolationstrecke wird in kleine Stücke zerlegt, die sukzessive vom Startpunkt mittels der Runge-Kutta-Methode aus berechnet werden.

Dabei wird folgende Rekursionsformel verwendet:

$$\begin{aligned} \vec{r}_{n+1} &= \vec{r}_n + h\vec{r}'_n + (h^2/6)(\vec{k}_1 + \vec{k}_2 + \vec{k}_3) + O(h^5) \\ \vec{r}'_{n+1} &= \vec{r}'_n + (h/6)(\vec{k}_1 + 2\vec{k}_2 + 2\vec{k}_3 + \vec{k}_4) \end{aligned} \quad (5.5)$$

mit

$$\begin{aligned} \vec{k}_1 &= f(\vec{r}_n, \vec{r}'_n) \\ \vec{k}_2 &= f(\vec{r}'_n + (h/2)\vec{k}_1, \vec{r}_n + (h/2)\vec{r}'_n + (h^2/8)\vec{k}_1) \\ \vec{k}_3 &= f(\vec{r}'_n + (h/2)\vec{k}_2, \vec{r}_n + (h/2)\vec{r}'_n + (h^2/8)\vec{k}_2) \\ \vec{k}_4 &= f(\vec{r}_n + h\vec{k}_3, \vec{r}'_n + h\vec{r}'_n + (h^2/2)\vec{k}_3) \end{aligned}$$

h gibt die Schrittweite der Extrapolation in der Pfadlänge s an. Die Schrittweite richtet sich hierbei nach dem Gradienten des Magnetfeldes. Je kleiner die Schrittweite ist, desto genauer wird die Extrapolation. Allerdings ist das Verfahren, insbesondere die Magnetfeldabfrage, sehr zeitaufwendig. Es muß also ein sinnvoller Mittelwert gefunden werden. Die Schrittgröße h wird daher für jeden Schritt in Abhängigkeit vom Magnetfeld und Materie bestimmt.

Die gesamte Extrapolation ist in dem am Forschungsinstitut CERN entwickelten Programm Paket GEANT [19] implementiert.

Für den Vorwärts-Spurfit wird die Spur in Abhängigkeit von der globalen ZEUS-Koordinate z parametrisiert, da die gewünschten Zielorte der Extrapolation von z abhängen. Es ergeben sich folgende 5 Parameter, die intern in die Parameter aus Gleichung 5.1 umgerechnet werden.

$$\vec{x} = (x, y, \frac{dx}{dz}, \frac{dy}{dz}, Q/P) \quad (5.6)$$

wobei x, y, z die globalen ZEUS-Koordinaten sind, Q die Ladung und P der Betrag des Impulses.

Außer der Extrapolation der Spurparameter ist auch die Extrapolation der Kovarianzmatrizen für den Fit essentiell. Wenn das Teilchen deterministisch ohne jegliche Wechselwirkung mit der Materie durch den Detektor wandern würde, könnte die Kovarianzmatrix des Startwertes z_0 $COV(z_0)$ sehr einfach in die gesuchte Kovarianzmatrix an der Stelle z_1 $COV(z_1)$ transformiert werden:

$$COV(z_1) = T^\dagger(z_0, z_1)COV(z_0)T(z_0, z_1) \quad (5.7)$$

Hierbei ist $T(z_0, z_1)$ die Transportmatrix von z_1 nach z_0 . Die Elemente der Transportmatrix sind wie folgt definiert:

$$T_{i,j}(z_0, z_1) = \frac{dx_i(z_0)}{dx_j(z_1)} \quad (5.8)$$

x_i, x_j sind Komponenten des Vektors \vec{x} aus Gleichung 5.6 .

In einem realistischen Detektor widerfahren dem Teilchen während seines Flugs durch den Detektor aufgrund der Materie auch die zufälligen Prozesse der Coulomb-Streuung und der Abstrahlung von δ -Elektronen. Das heißt, zu der Kovarianzmatrix muß noch ein zusätzlicher Term $COV_{Zufall}(z_0, z_1)$ hinzuaddiert werden, der diese Prozesse berücksichtigt:

$$COV(z_1) = T^\dagger(z_0, z_1)COV(z_0)T(z_0, z_1) + COV_{Zufall}(z_0, z_1) \quad (5.9)$$

Der Vorwärts-Spurfit verlangt als nötigen Input eine Hypothese, um welche Teilchenart es sich handelt. Im Vergleich zu Myonen haben Elektronen zusätzlich eine e^+e^- Paarbildung und Hadronen starke Wechselwirkung.

Die Kovarianzmatrix wird nach jedem Extrapolationsschritt neu berechnet. Das heißt, die Schrittgröße h ist natürlich nicht nur von dem Magnetfeld, sondern auch von dem Material, was gerade durchquert wird, abhängig.

Zuletzt wird nach jedem Extrapolationsschritt noch der Impuls (als der fünfte freie Parameter) auf den Energieverlust korrigiert.

5.2 Die Anbindung der Myonkammern an die FTDs

5.2.1 Prinzip des Kalmanfilters

Es gibt verschiedene Methoden, Spur-Segmente einzelner Detektorkomponenten zu verbinden. Für den Vorwärts-Spurfit wurde der Kalmanfilter [35] gewählt, der im folgenden anhand des speziellen Beispiels der Anbindung der Myonen an die FTD beschrieben wird.

Der Kalmanfilter beginnt bei der zeitlich letzten Messung der Myonspur in den Myonkammern und sammelt auf seinem Weg ins Innere des Detektors jede verfügbare Messung auf. Jede Messung wird der bisherigen Information hinzugefügt, so daß am Wechselwirkungspunkt, dem Ende der Spurverfolgung, die volle Information berücksichtigt wird. Genau dort sollen auch die physikalischen Spurparameter bestimmt werden.

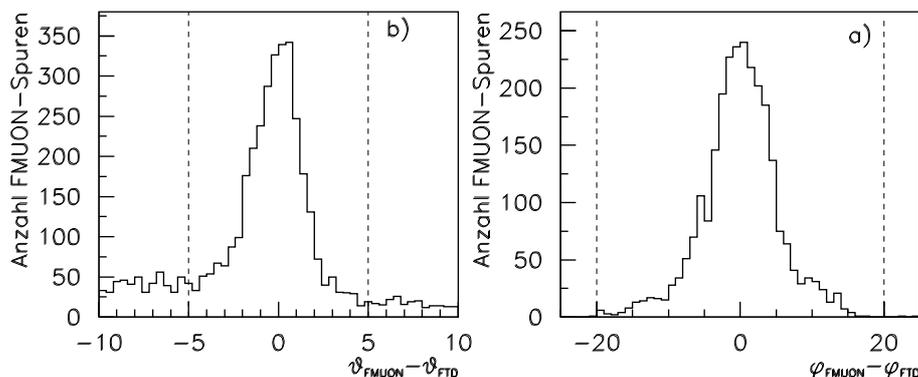


Abbildung 5.1: Differenz der *FMUON*-Messung mit den *FTDs* für Polar- und Azimutalwinkel

Ein Vorteil des Kalmanfilters ist, daß auf eventuelle Richtungsänderungen durch Vielfachstreuung reagiert werden kann, wenn diese nicht zu groß sind [35].

Im weiteren werden folgende Bezeichnungen verwendet:

- \vec{m}_{komp} und $COV_{m_{komp}}$ bezeichnen die Messung und die dazugehörige Kovarianzmatrix in der Komponente *komp*, wobei *komp* für die Myonkammern *FMUON* und die drei *FTDs* steht.
- \vec{p}_{komp} und $COV_{p_{komp}}$ sind die Vorhersagen aus den weiter außen liegenden Komponenten in der Komponente *komp*.
- \vec{f}_{komp} und $COV_{f_{komp}}$ sind die mit dem Kalmanfilter bestimmten Werte (Gleichung 5.12) in der Komponente *komp*.

Der Startvektor für die Spurfindung ist die Messung in den Myonkammern:

$$\vec{m}_{FMUON}(z) = \left(x, y, \frac{dx}{dz}, \frac{dy}{dz}, \frac{Q}{P} \right)$$

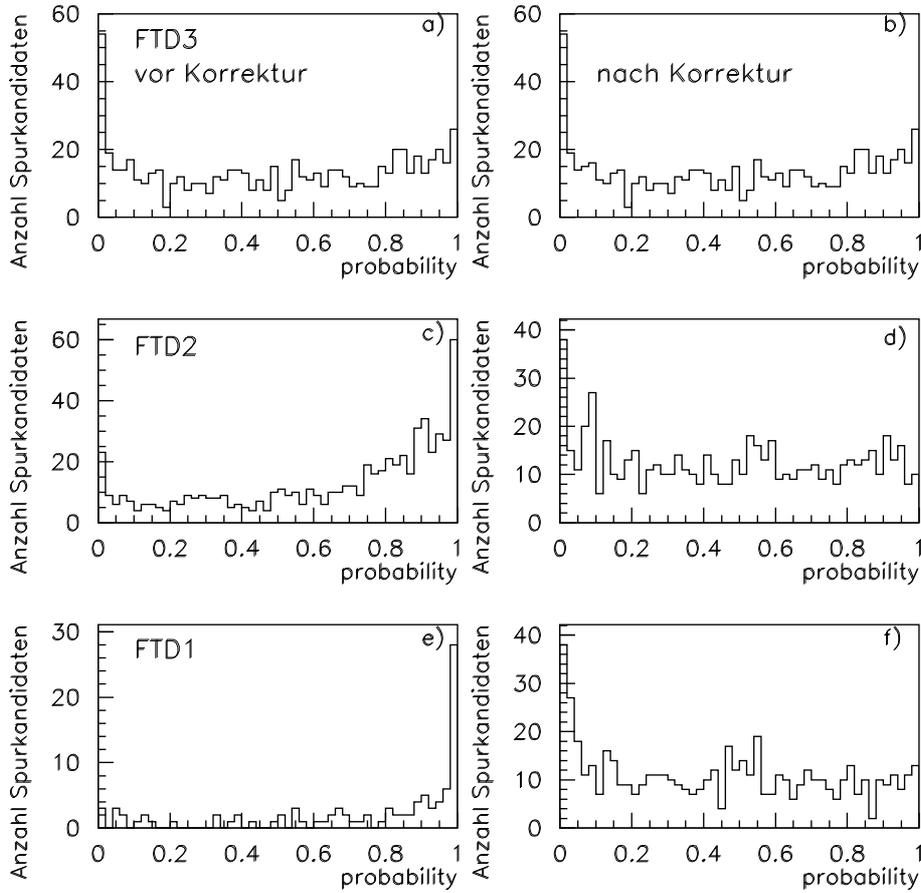


Abbildung 5.2: Probabilität des Filters bei Monte-Carlo-Ereignissen links vor der Impulskorrektur rechts danach.

mit der entsprechenden 5×5 Kovarianzmatrix $COV_{m_{FMUON}}$. x und y geben den Ort des Spurstücks bei einem bestimmten z in globalen ZEUS-Koordinaten an, $\frac{dx}{dz}$ und $\frac{dy}{dz}$ die Steigungen, P den Betrag des Impulses und Q die Ladung.

Für jeden Startvektor werden geeignete Segmente vorselektiert. In Abb 5.1 a) ist für Monte-Carlo-Ereignisse die Differenz der Polarwinkel θ der $FMUON$ -Spur-Messung und der Segment-Messung in den $FTDs$ und in Abb. 5.1 b) die entsprechende Differenz des Azimutalwinkels ϕ zu sehen. Die Winkel θ und ϕ sind dabei in der jeweiligen Komponente bestimmt worden, also bei verschiedenen z -Werten. Dafür wird angenommen, daß die Spur vom Vertex kommt, d.h. in allen Komponenten den gleichen Polarwinkel besitzt und die Ablenkung in ϕ durch das Magnetfeld zwischen der Vorwärtsmyon-Kammer und den $FTDs$ nur wenige Grad beträgt. Als vorselektiert gelten alle Segmente, bei denen der Betrag der Differenz $\theta_{FMUON} - \theta_{FTD} \leq 5^\circ$ und der Betrag der Differenz $\phi_{FMUON} - \phi_{FTD} \leq 20^\circ$ ist. Diese Grenzen sind in dem Histogramm als gestrichelte Linien eingezeichnet. Man sieht, daß die Selektionskri-

terien großzügig gewählt sind, so daß keine Segmente verloren werden. Den in der θ Verteilung zu sehenden Untergrund liefert das zweite Myon aus dem J/ψ Zerfall. In ϕ sind beide Myonen aber sehr deutlich getrennt.

Der Anfangsvektor und die Kovarianzmatrix werden von den Myonkammern aus, wie in Abschnitt 5.1 beschrieben, nach vorne in die $FTD3$ extrapoliert. Sind mehrere Segmente in der $FTD3$ vorselektiert worden, wird das Segment ausgesucht, das mit der Vorhersage \vec{p}_{FTD3} das kleinste χ^2 bildet:

$$\chi^2 = (\vec{p}_{FTD3} - \vec{m}_{FTD3})^\dagger (COV_{p_{FTD3}} + COV_{m_{FTD3}}) (\vec{p}_{FTD3} - \vec{m}_{FTD3}) \quad (5.10)$$

Es ist zu beachten, daß die $FTDs$ keine Impulsmessung bieten (siehe Kapitel 4). Das χ^2 wird also nur aus den Parametern x , y , dx/dz und dy/dz gebildet.

Hat man nun einen Kandidaten gefunden, wird der Vektor \vec{f} gesucht, der mit der Vorhersage \vec{p} und der Messung \vec{m} das kleinste χ^2 bildet.

$$\begin{aligned} \chi^2 &= (\vec{p}_{FTD} - \vec{f}_{FTD3})^\dagger (COV_{p_{FTD3}}) (\vec{p}_{FTD3} - \vec{f}_{FTD3}) + \\ &\quad (\vec{m}_{FTD3} - \vec{f}_{FTD3})^\dagger (COV_{m_{FTD3}}) (\vec{m}_{FTD3} - \vec{f}_{FTD3}) \\ &\stackrel{!}{=} \min \end{aligned} \quad (5.11)$$

Indem das χ^2 minimiert wird, erhält man:

$$\vec{f} = (COV_{f_{FTD3}}) (COV_{p_{FTD3}}^{-1} \cdot \vec{p}_{FTD3} + COV_{m_{FTD3}}^{-1} \cdot \vec{m}_{FTD3}) \quad (5.12)$$

mit der neuen Kovarianzmatrix:

$$COV_{f_{FTD3}} = (COV_{p_{FTD3}}^{-1} + COV_{m_{FTD3}}^{-1})^{-1} \quad (5.13)$$

War der Fit erfolgreich, das heißt, daß die Probabilität des χ^2 's aus Gleichung 5.11 mit dem neu bestimmten \vec{f}_{FTD3} größer als 0.001 war, wird der gefilterte Wert \vec{f}_{FTD3} in die $FTD2$ extrapoliert; sonst wird die Vorhersage \vec{p}_{FTD2} gleich betrachtet. Dort findet wieder die gleiche Prozedur mit den Messungen der $FTD2$ statt. Danach geht es in die $FTD1$, und wieder wird ein neuer Vektor \vec{f}_{FTD1} gefiltert.

5.2.2 Eichung der Kovarianzmatrizen für Monte-Carlo-Ereignisse

Wie aus den Formeln des obigen Abschnitts zu sehen ist, ist die genaue Kenntnis der Kovarianzmatrix ein wesentlicher Punkt des Vorwärts-Spurfits. Um diese zu testen, sind ausführliche Monte-Carlo-Studien durchgeführt worden. Dazu wurden wie in Kapitel 4 *pull-quantities* untersucht. Die Differenz aus Messung x_i und wahren Wert $x_{i_{wahr}}$ wird gebildet und durch die Wurzel des entsprechenden Diagonalelementes der Kovarianzmatrix COV_{ii} geteilt.

$$pull = \frac{x_i - x_{i_{wahr}}}{\sqrt{COV_{ii}}} \quad (5.14)$$

Die Verteilungen der *pull quantities* werden für alle drei Kammern mithilfe der wahren Monte-Carlo-Werte für die vorhergesagten Werte, die Messungen in den $FTDs$ und die gefilterten Werte erstellt. Mit einem Gaußfit werden die Breiten bestimmt,

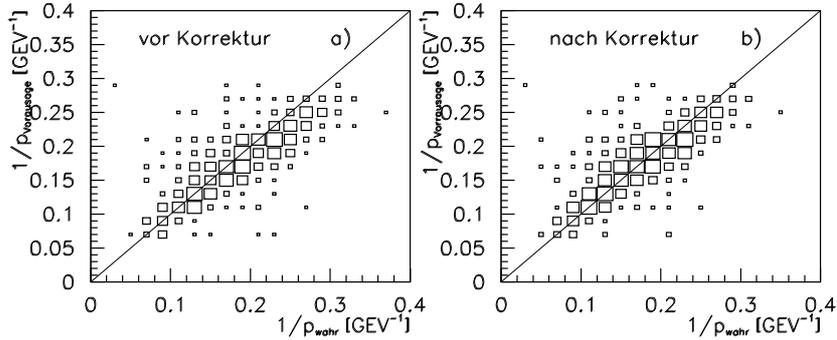


Abbildung 5.3: Vergleich wahrer und vorhergesagter Impulse in *FTD3* ohne und mit Impulskorrektur

die in Tabelle 5.1 zu sehen sind.

Bei guter Qualität der Kovarianzmatrizen sollten diese Breiten bei 1 liegen. Für die Variablen x , y , dx/dz und dy/dz ist zu sehen, daß die Breiten in der Regel unter 1 liegen. Dies bedeutet, daß die Fehler etwas überschätzt werden. Sie liegen aber noch im akzeptablen Bereich. Der Fehler der Impuls-Messung ist jedoch deutlich zu groß. Dies hat Auswirkungen auf die χ^2 -Bildung bei der Filterung. Die Probabilitäten, die aus diesen χ^2 bestimmt wurden, sind in Abb. 5.2 auf der linken Seite dargestellt. In der *FTD3* wird das Filter-Ergebnis durch die *FTD*-Messung dominiert, da der Fehler der Vorhersage aus den Myonkammern um ein Vielfaches größer ist als der Fehler der Messung. So liegt die Ortsauflösung einer *FTD* bei ungefähr $300 \mu\text{m}$, die Auflösung der Vorhersage bei einigen cm (siehe auch Abb. 5.5). Daher ist bei der *FTD3* die Probabilitätsverteilung weitgehend unabhängig von der Kovarianzmatrix der Vorhersage. Aber bei den anderen beiden Kammern macht sich die Überschätzung des Impulsfehlers bemerkbar. Es gibt einen deutlichen Überhang bei hohen Probabilitäten.

Der Impulsfehler wurde im Zuge der Impulskorrektur aufgrund des Energieverlusts neu justiert. In Abb. 5.3 a) ist der vorhergesagte Impuls gegen den wahren Impuls in der *FTD3* abgebildet worden. Es ist zu sehen, daß im Mittel $1/P_{\text{wahr}} > 1/P_{\text{Vorhersage}}$ ist, der vorhergesagte Impuls also zu groß ist. Es ist demnach bei der Rückwärtsextrapolation zuviel an Energieverlust hinzuaddiert worden.

Folgende Korrekturen werden durchgeführt:

- Die Größe $1/P_{\text{Vorhersage}}$ wird mit $1/1.05$ skaliert.
- Die Kovarianzmatrix wird von rechts und links mit der Matrix A multipliziert: $A^\dagger \cdot \text{COV} \cdot A$, mit

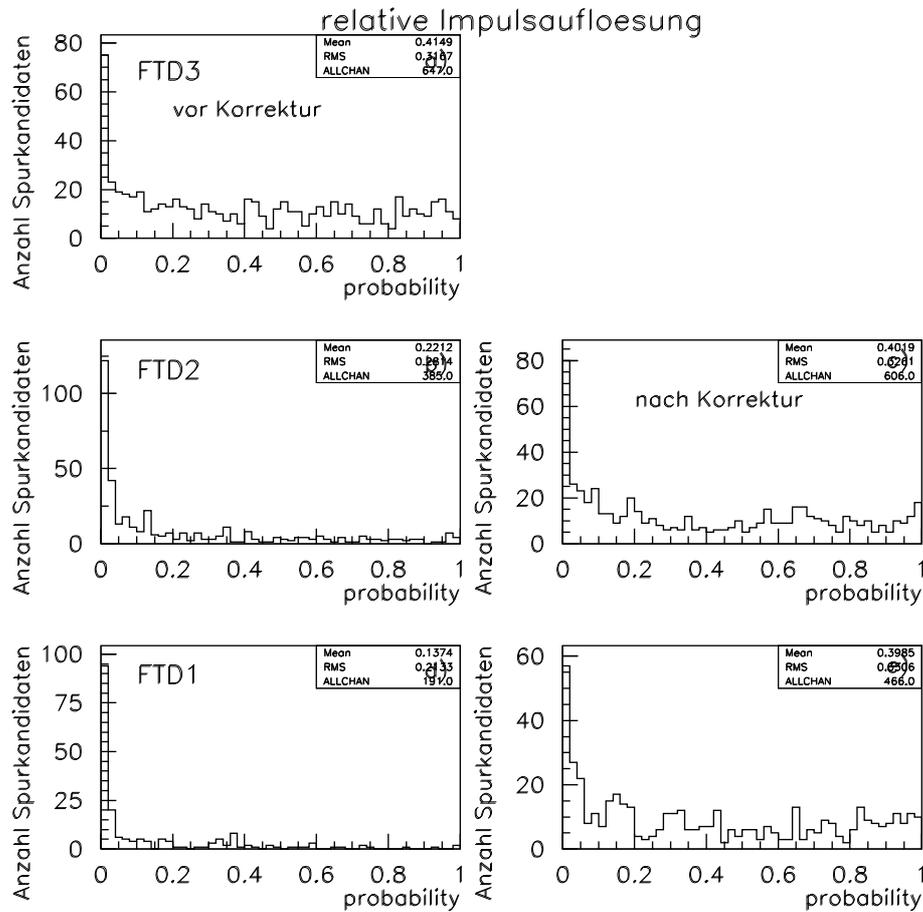


Abbildung 5.4: Probabilität des Filters bei Daten vor und nach der Kovarianzkorrektur

$$A = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & c \end{pmatrix}$$

c nimm folgende Werte an:

- * $c=0.33$: Startpunkt der Extrapolation ist in den Myonkammern.
- * $c=1.3$: Extrapolation findet zwischen *FTD3* und *FTD2* statt.
- * $c=0.83$: Extrapolation findet zwischen *FTD3* und *FTD1* bzw. *FTD2* und *FTD1* statt.

Die Werte von c wurden bestimmt, indem erst für die *FTD3*, dann für *FTD2* und zuletzt für *FTD1* Werte eingesetzt wurden bis die Breiten der *pull-quantity*-Verteilungen nahe bei 1 waren. Dies ist auch in Tabelle 5.2 zu sehen Die Werte für

Kammer	x	y	$\frac{dx}{dz}$	$\frac{dy}{dz}$	$\frac{1}{P}$
Vorhersage:					
<i>FTD3</i>	0.83 ± 0.03	0.81 ± 0.03	0.81 ± 0.03	0.79 ± 0.03	0.36 ± 0.02
<i>FTD2</i>	0.93 ± 0.05	0.93 ± 0.05	0.95 ± 0.05	0.88 ± 0.04	0.54 ± 0.03
<i>FTD1</i>	1.02 ± 0.05	1.05 ± 0.06	0.98 ± 0.06	1.04 ± 0.06	0.61 ± 0.04
Messung:					
<i>FTD3</i>	0.96 ± 0.04	0.90 ± 0.05	0.96 ± 0.04	0.97 ± 0.04	
<i>FTD2</i>	1.00 ± 0.05	1.02 ± 0.06	0.91 ± 0.05	0.88 ± 0.04	
<i>FTD1</i>	0.75 ± 0.04	0.84 ± 0.05	0.77 ± 0.04	0.74 ± 0.04	
Filter:					
<i>FTD3</i>	0.83 ± 0.03	0.81 ± 0.03	0.81 ± 0.03	0.79 ± 0.03	0.53 ± 0.03
<i>FTD2</i>	1.36 ± 0.05	1.28 ± 0.07	1.09 ± 0.06	1.13 ± 0.06	0.51 ± 0.03
<i>FTD1</i>	0.95 ± 0.06	1.09 ± 0.06	1.00 ± 0.06	0.99 ± 0.05	0.64 ± 0.03

Tabelle 5.1: Breiten σ der Pull-Verteilungen aus dem Vergleich der Vorhersage, der Messung und des Filters mit den wahren Monte Carlo Werten für alle 3 Kammern

x , y , dx/dz und dy/dz sind im wesentlichen gleich geblieben, für $1/P$ liegen die Breiten in der Vorhersage gut bei 1. In dem Filter-Ergebnis sind sie etwas kleiner, aber besser als vor der Korrektur.

Die rechte Seite der Abb. 5.2 und 5.3 zeigt die Verteilungen nach dieser Korrektur. Der vorhergesagte und der wahre Impuls stimmen jetzt im Mittel überein und die Probabilitäts-Verteilungen sind für alle drei Kammern oberhalb kleiner Probabilitäten im wesentlichen flach.

Kammer	x	y	$\frac{dx}{dz}$	$\frac{dy}{dz}$	$\frac{1}{P}$
Vorhersage:					
<i>FTD3</i>	0.83 ± 0.03	0.81 ± 0.03	0.81 ± 0.03	0.79 ± 0.03	1.01 ± 0.05
<i>FTD2</i>	0.88 ± 0.04	0.95 ± 0.04	0.96 ± 0.05	0.91 ± 0.04	1.00 ± 0.06
<i>FTD1</i>	1.09 ± 0.06	1.13 ± 0.07	0.97 ± 0.05	1.09 ± 0.07	1.01 ± 0.08
Filter:					
<i>FTD3</i>	0.99 ± 0.04	1.02 ± 0.05	1.02 ± 0.04	0.97 ± 0.04	1.02 ± 0.05
<i>FTD2</i>	1.33 ± 0.07	1.26 ± 0.08	1.16 ± 0.06	1.19 ± 0.07	0.78 ± 0.05
<i>FTD1</i>	0.98 ± 0.07	1.13 ± 0.06	1.14 ± 0.07	1.03 ± 0.06	0.89 ± 0.07

Tabelle 5.2: σ der Pull-Verteilungen aus dem Vergleich der Vorhersage und der Messung mit wahren Monte-Carlo-Werten für alle drei Kammern nach der Impulskorrektur

5.2.3 Der Vorwärts-Fit in den FTDs mit Daten

Die FTDs stehen in der Realität nicht exakt an ihrer Sollposition. Um sie miteinander zu verbinden, ist ein Alignment nötig. Für die Daten des Jahres 1997 sind in [43] die in Tabelle 5.3 aufgelisteten Parameter bestimmt worden. Mit diesen Parametern werden sämtliche Segmente verschoben, bevor sie in den weiteren Vorwärts-

Spurfit eingehen. Da die Orts-Auflösung des Filters Werte bis 100 μm erreicht, die Alignment-Parameter aber nur auf einige 100 μm genau bestimmt werden, ist eine genaue Bestimmung dieser Parameter wesentlich für eine besseren Vorwärts-Spurfit.

	<i>FTD1</i>	<i>FTD2</i>	<i>FTD3</i>
Δx [cm]	-0.0635 ± 0.038	-0.0531 ± 0.0126	-0.0061 ± 0.0169
Δy [cm]	-0.0900 ± 0.0037	-0.0002 ± 0.0118	-0.0248 ± 0.0172
Δz [cm]	-0.06 ± 0.01	0.02 ± 0.3	-0.1 ± 0.5
$\Delta\varphi$ mrad	0.62 ± 0.04	1.1 ± 0.1	1.3 ± 0.2
$\Delta\theta$ mrad	$4.0 \pm .36$	$2.3 \pm .5$	1.0 ± 0.5

Tabelle 5.3: Alignment Parameter

Um zu testen, ob die Kovarianzmatrix in Daten auch korrigiert werden müssen, werden auch hier die Probabilitäts-Verteilungen des Filters betrachtet (Abb. 5.4 linke Seite). Hier ist die Verteilung zu kleinen Probabilitäten verschoben. Es kann also nicht die gleiche Korrektur wie für die Monte-Carlo-Spuren durchgeführt werden. Da die Probabilitäten zu klein sind, müssen die Fehler vergrößert werden. Es reicht jedoch nicht mehr aus, nur den Impulsfehler zu korrigieren. Dadurch erreicht man zwar, daß die Probabilitäts-Verteilungen flach werden, aber die Histogramme, die im zweiten Teil dieses Kapitels eingeführt werden, weichen zunehmend von den Verteilungen der Monte-Carlo-Ereignisse ab. Deswegen wurden nun auch die Kovarianzen für die ersten 4 Parameter x , y , dx/dz und dy/dz korrigiert.

Durch mehrere Iterationen wurde eine Korrektur festgelegt, bei denen Daten und Monte-Carlo-Ereignisse am besten übereinstimmen. Die Kovarianzmatrix wird bei der Extrapolation von der *FTD3* in *FTD2* oder *FTD1* oder von der *FTD2* in die *FTD1* wieder von rechts und links mit einer Matrix A multipliziert: $A^\dagger \cdot COV \cdot A$, wobei A diesmal lautet:

$$A = \begin{pmatrix} 3. & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 3. & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 3. & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 3. & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 5. \end{pmatrix}$$

Die daraus resultierende Probabilitäts-Verteilung ist in Abb. 5.4 auf der rechten Seite zu sehen. Da die Korrektur erst nach der *FTD3* einsetzt, gibt es für die *FTD3* selbst keine Veränderung.

Auf eine Skalierung der Impulsmessung, wie es für die Monte-Carlo-Ereignisse geschehen ist, wird hier verzichtet, da die Größe der Skalierung unklar ist.

Als nächstes wurde der Abstand der Vorhersage zur Messung der *FTDs* für Monte-Carlo-Ereignisse (Abb. 5.5) und Daten (Abb. 5.6) verglichen. Als Beispiel wurde x und dx/dz gewählt. Die Verteilungen für y und dy/dz liegen in der gleichen Größenordnung. Zu beachten sind die unterschiedlichen Skalen der x-Achse für die *FTD3* und die beiden inneren Kammern.

Bei den Monte-Carlo-Ereignissen ist eine deutliche Verbesserung in der Übereinstimmung der Messung von $x_p - x_m$ mit der Vorhersage von 9 cm in der *FTD3* zu

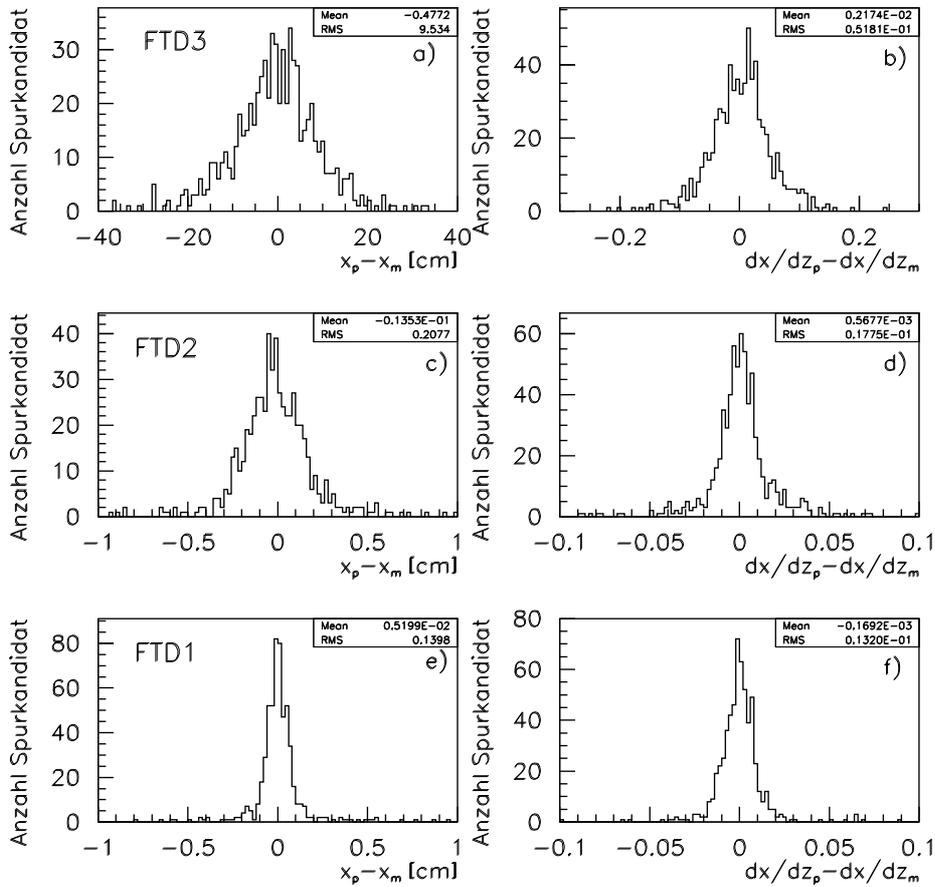


Abbildung 5.5: Abstand Vorhersage zu allen 3 Kammern bei Monte Carlo Ereignissen. Als Beispiel wurde x und dx/dz gewählt.

140 μm in der *FTD1* zu sehen, je mehr Segmente dazugenommen werden. Nicht ganz so stark, aber auch deutlich zu sehen, ist die Übereinstimmung der Winkel. Auch in Daten ist eine deutliche Verbesserung von *FTD3* auf *FTD1* zu sehen. Die Verteilungen der Inneren Kammern sind allerdings breiter als die entsprechenden Verteilungen der Monte-Carlo-Ereignisse.

Als weiteres Vergleichskriterium für Daten und Monte-Carlo-Ereignisse können die Breiten der *pull-quantity*-Verteilungen genommen werden, die aus dem Vergleich der Vorhersage mit der Messung ermittelt wurden:

$$pull = \frac{x_{i\text{Vorhersage}} - x_{i\text{Messung}}}{\sqrt{COV_{ii\text{Vorhersage}} - COV_{ii\text{Messung}}}} \quad (5.15)$$

Die Breiten sind in Tabelle 5.4 zu sehen. Die meisten Werte liegen recht gut bei 1. Abweichend davon sind die Werte der *FTD1*. Deutlich werden die Fehler noch überschätzt.

Hier besteht noch ein deutliches Potential zur Verbesserung der Vorwärts-Spurfits.

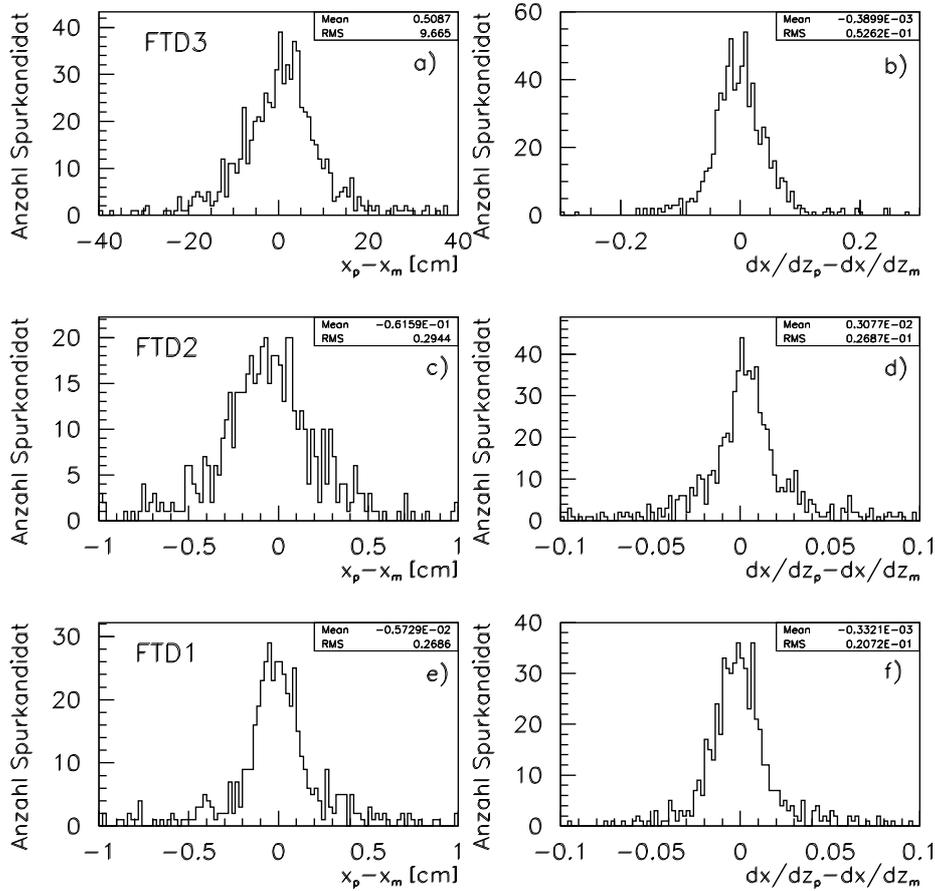


Abbildung 5.6: Abstand-Vorhersage zu Segmenten in allen 3 Kammern bei Daten. Als Beispiel wurde x und dx/dz gewählt

Eine genauere Untersuchung der Kovarianzmatrix der Daten und die Einführung von Untergrundhits könnte eine bessere Angleichung von Daten und Monte-Carlo Ereignissen bringen. Dies erfordert ein sehr intensives Studium der Daten und konnte innerhalb dieser Arbeit nicht durchgeführt werden.

Wie häufig gelingt es nun, ein Segment in den Vorwärtsfit einzubinden? Zur Beantwortung dieser Frage wurde die Anzahl der Myon-Kandidaten, zu denen in der Vorselektion ein Segment in mindestens einer Kammer gefunden wurde, mit der Anzahl der Myon-Kandidaten verglichen, bei denen der Filter erfolgreich durchgeführt wurde. In Tabelle 5.5 ist die Anzahl für die einzelnen Kammern aufgelistet. Trotz der Auflösungsunterschiede ist die Effizienz des Vorwärtsfilters in Daten und Monte Carlo Ereignissen also sehr ähnlich.

Kammer	x	y	$\frac{dx}{dz}$	$\frac{dy}{dz}$
Daten:				
<i>FTD3</i>	1.04 ± 0.04	1.04 ± 0.04	0.94 ± 0.04	0.98 ± 0.03
<i>FTD2</i>	0.77 ± 0.03	0.55 ± 0.02	1.05 ± 0.04	0.81 ± 0.03
<i>FTD1</i>	0.58 ± 0.03	0.52 ± 0.03	0.98 ± 0.05	0.77 ± 0.03
Monte Carlo:				
<i>FTD3</i>	0.93 ± 0.03	0.90 ± 0.03	0.83 ± 0.03	0.85 ± 0.03
<i>FTD2</i>	1.01 ± 0.04	0.97 ± 0.03	1.05 ± 0.04	$.96 \pm 0.03$
<i>FTD1</i>	1.16 ± 0.05	1.25 ± 0.06	0.86 ± 0.05	0.90 ± 0.05

Tabelle 5.4: Sigma der Pull-Verteilungen aus dem Vergleich der Vorhersage mit der Messung

	Spuren mit vor selektiertes Segment	erfolgreicher Fit	Effizienz
Daten	865	792	$91.5 \pm 0.9 \%$
Monte-Carlo	801	726	$90.6 \pm 1.0\%$

Tabelle 5.5: Effizienz der Einbindung der Segmente in den Vorwärts Spurfit

5.3 Weiterführung des Filters zum Vertex

5.3.1 Regulärer Spurfit mit der CTD

Der Vorwärts-Spurfit hat bis jetzt die Myonkammern mit den *FTDs* verbunden. Für die physikalische Analyse ist allerdings die Impulsmessung der Myonen am Wechselwirkungspunkt notwendig. Der Spurfit muß also von der *FTD1* bis zum Vertex weitergeführt werden.

Es existiert eine Methode, der *regular fit* in der CTD-Spurfindung [24], die eine Verbindung zwischen der CTD und den *FTDs* herstellt. Dazu wird mit einem *FTD1* Segment und dem Vertex eine Straße gebildet. Innerhalb dieser Straße werden CTD *hits* aufgesammelt, mit denen dann ein Spurfit durchgeführt wird. Das *FTD1* Segment zählt dabei als äußerster Spurpunkt. Nach der Spurfundung wird ein Vertex-fit mit allen gefundenen CTD-Spuren und dem Strahlmittelpunkt durchgeführt. Alle Ergebnisse, die in dieser Arbeit präsentiert werden, sind nach diesem Vertex-Fit ermittelt worden.

Diese Methode wurde an den Vorwärts-Spurfit angepaßt. Statt der *FTD1*-Segmente wird das Resultat aus dem Vorwärts-Spurfit in der *FTD1* verwendet. Es wird bis kurz vor die Endplatte der CTD extrapoliert, und von dort aus wird die Straße gebildet. Ist kein Segment in der *FTD1* gefunden worden, wird das Spurfit-Resultat aus den äußeren Kammern bis zur Endplatte extrapoliert, und dort dem *regular fit* übergeben. Zudem muß darauf geachtet werden, daß in dem ursprünglichen *regular fit* das Alignment implementiert ist. Da es jedoch ebenfalls im Spurfit enthalten ist, muß es beim angepaßten *regular fit* wieder gestrichen werden. Im weiteren ist mit *regular fit* diese Erweiterung des ursprünglichen Fits gemeint.

Der *regular fit* hat den Vorteil, daß die CTD *hits* nahe am Vertex Information liefern.

Er kann auch auf eventuelle Richtungsänderungen des Teilchens durch Vielfachstreuung an der CTD-Endplatte reagieren. Er gelingt jedoch nur, wenn die Spur genügend Superlagen der CTD durchquert hat und eine ausreichende Anzahl von *hits* aufgesammelt hat, also bei Polarwinkeln, die größer als 14° sind. Außerdem bestimmt er den Impuls allein aus der Krümmung der Spur innerhalb der CTD. Alle bisherige Kenntnis über den Impuls, die aus der Krümmung der Spur in den *FTDs* und in den Myonenzählern gewonnen wurde, geht verloren.

5.3.2 FTD-Vertex-Fit

Für Polarwinkel $\theta \leq 14^\circ$ wurde eine Erweiterung des Spurfits entwickelt, der *FTD*-Vertex-Fit, der keine direkte CTD Information verwendet. Indirekt leistet die CTD durch die Vertex Bestimmung einen Beitrag. War mit der CTD kein Vertex-Fit möglich, wird im *FTD*-Vertex-Fit stattdessen der Ursprung des ZEUS-Koordinaten Systems verwendet.

Das Resultat des Vorwärts-Spurfits aus den *FTDs* wird dazu weiter extrapoliert, bis der Abstand zur Position des CTD-Vertex in der x - y -Ebene minimal ist. In Abb. 5.7 ist dieser minimale Abstand für Daten und Monte-Carlo-Ereignisse eingezeichnet. Die Verteilung der Daten ist zwar wesentlich breiter, das Maximum des *peaks* liegt

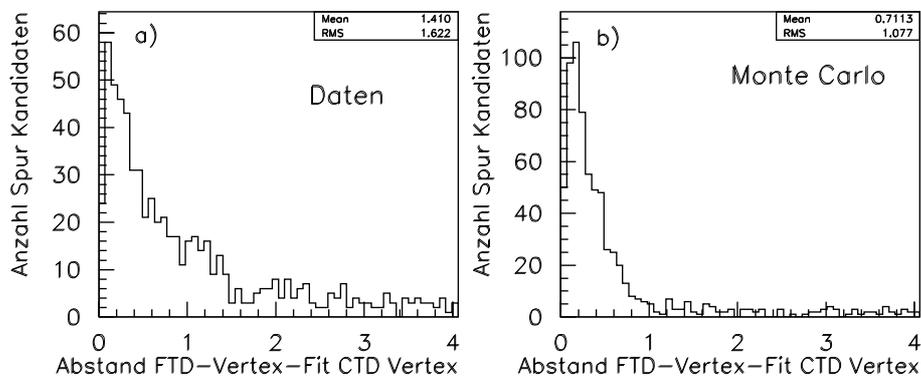


Abbildung 5.7: Kürzester Abstand der extrapolierten *FTD*-Vertex-Fit-Spuren zum CTD Vertex in cm

aber sowohl in Daten als auch in Monte-Carlo-Ereignissen bei ca 2 mm. Die Resultate des Vorwärts-Fits in der *FTD1* sind genau genug für eine zufriedenstellende Extrapolation bis zum Vertex, wenn man davon ausgeht, daß die größeren Abstände Untergrund anzeigen.

Nach der Extrapolation wird nochmal ein Fit durchgeführt. Es wird die zu Gleichung 5.12 analoge Beziehung verwandt. Als neue Messung gehen aber nur die x - und y -Position des Vertex ein.

5.3.3 Vergleich der beiden Methoden in Auflösung und Effizienz

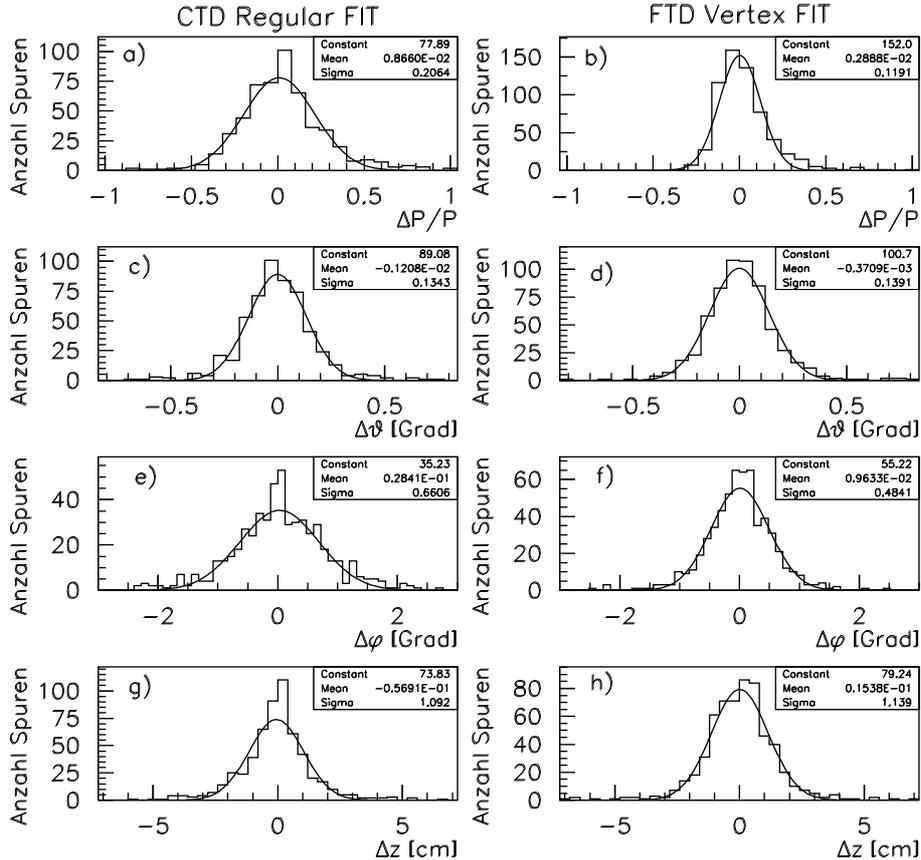


Abbildung 5.8: Auflösung für den CTD Regular-Fit (links) und den *FTD*-Vertex-Fit (rechts)

In Abb 5.8 ist mit den Monte-Carlo-Ereignissen die Auflösung am Vertex für beide Methoden (links CTD rechts *FTD*-Fit) für verschiedene Parameter bestimmt worden. Der *FTD*-Vertex-Fit erzielt bei der relativen Impulsauflösung $\Delta P/P$ im Mittel die besseren Resultate. In Abb. 5.9 sind die Breiten der Gaußverteilungen $\Delta P/P$ gegen den Polarwinkel θ abgebildet. Man sieht deutlich, daß bei kleinen Winkeln, wenn die Spur ganz flach verläuft, die CTD die Krümmung der Spur sehr schlecht vermessen kann. Der Fehler der Impuls-Messung erreicht hier bis zu 30 %. Bei sehr kleinen Winkel kann die CTD gar keine Messung liefern. Der *FTD*-Vertex-Fit ist dagegen relativ konstant, er gelingt bei kleineren Winkeln, versagt aber oberhalb von 24° . In θ und in ϕ ist die Auflösung für *FTD* -Vertex und CTD-Regular-Fit ungefähr gleich gut. In z ist der CTD-Fit etwas besser. Hier muß man auch bedenken, daß beim *FTD*-Vertex-Fit z nicht durch einen Fit bestimmt wird,

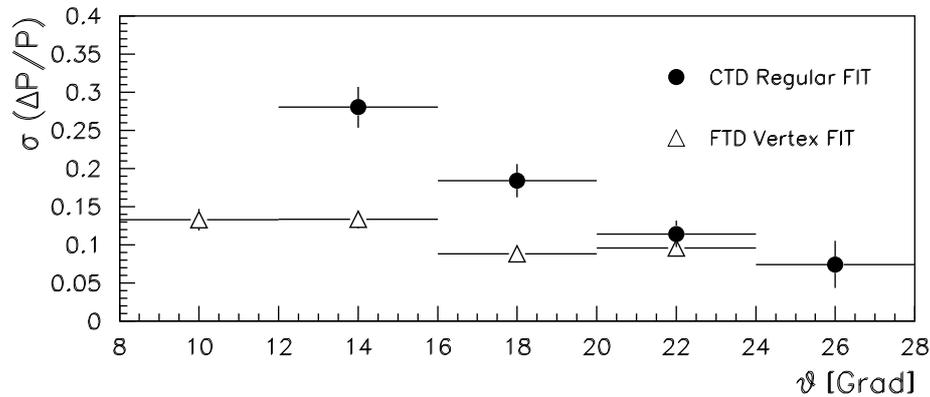


Abbildung 5.9: $\Delta P/P$ Auflösung für den CTD *regular fit* und den FTD-Vertex-Fit gegen den Polarwinkel θ

sondern das z verwendet wird, bei dem die Extrapolation von der FTD1 zum Vertex dem CTD-Vertex in der $x-y$ -Ebene am nächsten kommt.

Für die in Kapitel 6 beschriebene Analyse ist es wichtig, die Effizienz des Vorwärts-

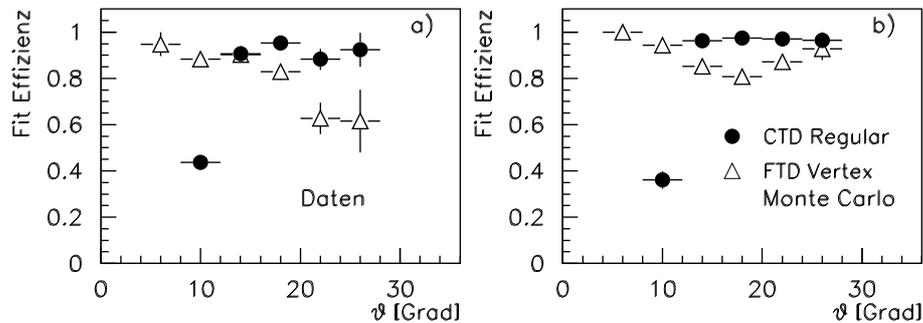


Abbildung 5.10: Vorwärts-Spurfit Effizienz der beiden Methoden am Vertex für Daten und Monte-Carlo-Ereignisse

Spurfits am Vertex zu kennen. Insbesondere sollten Daten und Monte-Carlo-Ereignisse übereinstimmen.

Zur Bestimmung der Effizienz wird für beide Methoden die Anzahl aller Spurkandidaten aus den Vorwärtsmyonkammern, zu denen mindestens ein Segment in den FTDs vorselektiert wurde, genommen und durch die Anzahl aller Kandidaten geteilt, bei denen der Vertex Fit erfolgreich durchgeführt werden konnte. Dieser Quotient ist in Abb 5.10 gegen den Polarwinkel θ in a) für Daten und in b) für Monte-Carlo-

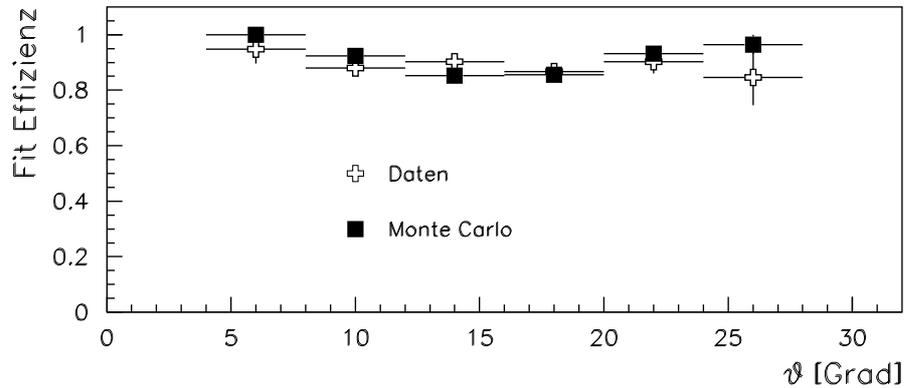


Abbildung 5.11: Kombinierte Effizienz des Vorwärts Spurfits

Ereignisse gezeigt. Die schwarzen Punkte geben die Effizienz des CTD-*regular fits* wieder. Die Verteilungen für Daten und Monte-Carlo-Ereignisse sind für $\theta > 14^\circ$ ähnlich. Beides mal liegt die Effizienz für große Winkel über 90 %. Für $\theta < 14^\circ$ sinkt sie auf ca. 40% ab, bevor der Fit vollends versagt. Die Effizienz des Vorwärts-Spurfits, die mit den Dreiecken angegeben ist, ist signifikant bereits für $\theta > 7^\circ$. Sie stimmt für den Winkelbereich $\theta < 20^\circ$ in Daten und Monte-Carlo-Ereignissen überein. Während sie ab 20° in den Monte-Carlo-Ereignissen etwa konstant bleibt, fällt sie in Daten ab. In diesem Bereich gibt es zur Zeit also einen deutlichen Unterschied zwischen Daten und Monte-Carlo-Ereignissen, der allerdings für die Analyse nicht wichtig ist. Denn für die Analyse wird eine Kombination aus beiden Methode verwendet. Ist nur eine der beiden Methoden erfolgreich, wird deren Ergebnis verwendet. Sind beide erfolgreich, wird der CTD *regular fit* verwendet, wenn die Spur mindestens drei Superlagen durchquert hat. Das entspricht ungefähr einem Polarwinkel θ von 20° . Hier ist eine gute Impulsauflösung gewährleistet und die Effizienzverteilungen für Daten und Monte-Carlo-Ereignisse entsprechen sich. Hat die Spur keine drei Superlagen durchquert, wird das Ergebnis des Vorwärtsspurfits genommen. In diesem Bereich übertrifft der *FTD*-Vertex-Fit den CTD *regular fit* in der Auflösung, bzw. nur der *FTD*-Vertex-Fit liefert noch Spuren zum Vertex ($\theta, 14^\circ$).

Die Effizienz der kombinierten Lösung ist in Abb. 5.11 dargestellt. Die offenen Kreuze geben die Effizienz der Daten wieder, die schwarzen Quadrate die der Monte-Carlo-Ereignisse. Die Effizienzen stimmen jetzt innerhalb des Fehlers überein. Die kombinierte Lösung wurde für die in Kapitel 6 beschriebene Analyse verwendet.

Kapitel 6

Bestimmung des Wirkungsquerschnittes $\gamma p \rightarrow J/\psi p$

6.1 Ereignisselektion

6.1.1 Definition der Datensample

Nach Fertigstellung des Vorwärts-Spurfits sind alle notwendigen Rekonstruktions-Instrumente vorhanden, um den Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $\gamma p \rightarrow J/\psi p$ zu bestimmen. Für Ereignisse mit einer Schwerpunktenenergie $W \geq 30$ GeV ist dies bei ZEUS schon für Daten aus den Jahren 94-95 durchgeführt worden und wird zur Zeit auch für die Daten der Jahre 96 und 97 untersucht [8]. Ein Schwerpunkt dieses Kapitels ist die Wiederholung dieser Analyse an einem Teil der Daten, denen des Jahres 97. Um vergleichbar zu sein, werden weitestgehend die gleichen Qualitäts- und Untergrund-Schnitte und auch die gleichen Monte-Carlo-Ereignisse verwendet. (Auf die Qualitäts-Schnitte wird im Abschnitt 6.1.4 näher eingegangen.) Im folgenden wird diese Analyse mit Standard-Analyse bezeichnet.

Mit *FTD*-Analyse wird die Untersuchung von Ereignissen bezeichnet, deren Schwerpunktenenergie W zwischen 20 und 30 GeV liegt. Diese Analyse ist bei Zeus erstmals durchgeführt worden und nur mit Hilfe der *FTDs* möglich. Da die oben verwendeten Monte-Carlo-Ereignisse keine Ereignisse mit Schwerpunktenenergien $W \leq 30$ GeV beinhalten, war es notwendig, ein neues Monte-Carlo-*sample* zu generieren. Bis auf den W -Bereich sind die Generationbedingungen aber völlig identisch zu den oben verwendeten Monte-Carlo-Ereignissen.

6.1.2 Monte Carlo Generation

Die Reaktion $e^+ p \rightarrow e^+ J/\psi p$ wurde mit dem Programm DIPSI [1] modelliert. DIPSI basiert auf dem Modell der Vektormeson-Produktion (siehe Abschnitt 2.6), bei dem ein Positron ein Photon abstrahlt, das in ein virtuelles $q\bar{q}$ -Paar fluktuiert. Der Impulsübertrag, der benötigt wird, um ein reelles Meson zu produzieren, wird durch den Pomeron austausch zwischen Proton und $q\bar{q}$ -Paar zur Verfügung gestellt. Das Pomeron wird als Gluon-Leiter in der "leading log approximation" der QCD entwickelt. In diesem Modell ist der Wirkungsquerschnitt proportional zu $[\alpha_s \bar{x} g(\bar{x}, \bar{Q}^2)]^2$ (sie-

he Abschnitt 2.8). Es wurden 20000 Ereignisse für die Standard-Analyse mit einer Schwerpunktenenergie $30 \leq W \leq 220$ GeV generiert und 10000 für die *FTD*-Analyse mit $10 \leq W \leq 50$ GeV.

Mit dem Monte-Carlo-Programm EPSOFT wurden diffraktive J/ψ Ereignisse generiert, bei denen das Proton dissoziiert. Damit wurde der Anteil des proton-dissoziativen Untergrunds in Daten bestimmt. EPSOFT basiert auf der Annahme, daß der diffraktive Wirkungsquerschnitt folgende Form hat:

$$\frac{d\sigma}{d|t|dM_N^2} \approx \frac{e^{-b|t|}}{M_N^\beta} \quad (6.1)$$

M_N ist die Masse des dissoziativen Systems. Die Simulation der Hadronisation des dissoziativen Systems schließt eine Parametrisierung des Resonanzspektrums ein.

6.1.3 Trigger Bedingungen

In dieser Analyse werden Daten des Jahres 1997 betrachtet. Bei dieser Datennahme waren erstmalig auch die Innenbereiche der *FTDs* eingeschaltet (siehe Kapitel 3). Ausgeschlossen werden runs mit bekannten allgemeinen Problemen. Insgesamt wird eine integrierte Luminosität von insgesamt $\mathcal{L} = 26.26 \text{ pb}^{-1}$ gesammelt.

Es werden Ereignisse mit dem "elastischen *forward-muon-trigger*" und dem "*rear/barrel muon trigger*" selektiert. Da die Ereignisse der *FTD*-Analyse im wesentlichen durch den "*forward-muon-trigger*" selektiert werden, soll er hier näher beschrieben werden. Die wichtigsten Bedingungen sind unten aufgelistet [5]:

First Level Trigger:

- Die Energiemenge in einem FCAL Quadranten ist konsistent mit der Energie eines isolierten Myons. Um den Untergrund von Halo-Myonen¹ zu reduzieren, darf im korrespondierenden Quadranten des RCALs kein Energieeintrag sein. Der Energieeintrag ist in Koinzidenz mit Signalen der *Limited-Streamer-Tubes* des *Forward-Muon*-Spektrometers.
- Die Gesamtenergie im Kalorimeter, ausgeschlossen die drei Ringe des FCALs, die dem Strahlrohr am nächsten liegen, ist größer als 1.052 GeV. Dies bedeutet, daß zumindest ein Myon einen Polarwinkel größer als 16° haben muß. Das bewirkt einen großen Einbruch in der Akzeptanz für Ereignisse mit kleinen Schwerpunktenenergien W . Für die Standard-Analyse ist das nicht von Bedeutung, aber die Akzeptanz für die *FTD*-Analyse wird dadurch erheblich eingeschränkt.
- Um den proton-dissoziativen Untergrund zu reduzieren, wird verlangt, daß die Energie, die im dem Ring des FCALs deponiert ist, der dem Strahlrohr am nächsten liegt, kleiner als 3.75 GeV ist. Auch dieser Schnitt ist nur für die *FTD*-Analyse von Bedeutung.

¹Halo-Myonen sind Myonen, die parallel zum Strahl den Detektor durchqueren.

- Die Anzahl der CTD-Spur-Segmente in einem frühen Stadium der CTD-Rekonstruktion liegt zwischen 1 und 5.

Second Level Trigger:

- Das Verhältnis der hadronischen zur elektromagnetischen Energie im FCAL ist größer als $3/2$.
- Der CTD-Vertex liegt nicht mehr als 75 cm vom Sollwechselwirkungspunkt entfernt: $|z| < 75$ cm. Die Spurmultiplicität ist kleiner als 5.

Third Level Trigger

- Es wird ein Algorithmus verwendet, der testet, ob die rekonstruierten CTD-Spuren, die im FCAL deponierte Energie und die Signale der *FMUON* Kammer in Einklang zu bringen sind.
- Es wird zumindest ein Paar rekonstruierter CTD-Spuren gesucht, das entgegengesetzte Ladung und eine invariante Masse größer als 1 GeV hat.

Mit den offiziellen ZEUS Myon-Triggern werden in den 1997 Daten 75505 Ereignisse und in dem Standard-Monte-Carlo-*sample* 6497 Ereignisse selektiert.

6.1.4 Qualitäts- und Unterschnitts

Nach der Trigger-Selektion werden die Ereignisse noch weiteren Schnitten auf Qualität der Spuren und die Reduzierung des Untergrunds unterzogen. Hauptsächlich wird dabei versucht, mittels der Elastizität des Ereignisses den proton-dissoziativen Untergrund zu beschneiden.

6.1.4.1 Standard-Selektion

Für die Standard-Analyse sind die Schnitte [5] unten aufgelistet (siehe auch Tabelle 6.1), wobei die Spurqualitäts-Schnitte exakt denen der anderen ZEUS-Analyse entsprechen, in den Elastizitäts-Schnitten gibt es Abweichungen bei den zulässigen Restenergien im Kalorimeter.

Spurqualitäts-Schnitte I:

- Die CTD hat exakt 2 Spuren, die zum Vertex gefittet werden können, gefunden.
- Jede CTD-Spur hat mindesten drei Superlagen der CTD durchquert, also besitzt sie einen Polarwinkel, der größer als 20° ist. Damit ist eine gute Rekonstruierbarkeit des Impulses gewährleistet. Ereignisse mit kleinen Schwerpunktenenergien W gehen dabei allerdings verloren.
- Die beiden Spuren haben entgegengesetzte Ladung.
- Die invariante Masse des $\mu^+ \mu^-$ -Paares liegt zwischen 2 und 8 GeV. Insbesondere wird dadurch der Bethe-Heitler Untergrund, der bei kleinen Massen stark ansteigt, verringert (siehe auch Abschnitt 6.4).

- Die beiden Spuren sind nicht kollinear, das heißt für den Cosinus des Winkels θ zwischen den beiden Spuren gilt $\cos\theta > -0.995$. Damit werden kosmische Myonen ausgeschlossen, die nahe am Vertex vorbeikommen und als zwei einzelne Myonen mit unterschiedlichen Ladungen rekonstruiert werden.

Elastizitäts-Schnitte I:

- Beide CTD-Spuren werden in das Kalorimeter extrapoliert. Um jede Extrapolation wird ein Trichter gebildet. Der Radius des Trichters beträgt im elektromagnetischen Teil des Kalorimeters 30 cm, und im hadronischen 50 cm. Die Energie der Kalorimeter-Zellen, die im Trichter liegen, wird addiert. Die Restenergie ausserhalb der Trichter darf für die einzelnen Kalorimeter-Komponenten gewisse Schwellenwerte nicht überschreiten. Für die elektromagnetische Energie sind die Schwellenwerte für das FCAL und RCAL 150 MeV und für das BCAL 200 MeV. Die Schwellenwerte für die hadronische Energie betragen für FCAL und RCAL 200 MeV.² Auf die hadronische Energie im BCAL wird nicht geschnitten, da jede Spur, die in das hadronische Kalorimeter gelangt, zuerst das elektronische durchqueren muß, und dabei schon Energie hinterläßt, auf die geschnitten werden kann. Dies ist beim FCAL und RCAL nicht immer der Fall.
- Die Gesamtenergie im Trichter ist kleiner als 4 GeV. Der hadronische Anteil liegt dabei zwischen 100 und 700 MeV.
- Der hadronische Anteil darf nicht mehr als 80 % an der Gesamtenergie betragen.

Durch die Qualitäts-Schnitte hat sich die Anzahl der Myonen auf 1.14 % vermindert, wogegen in den Monte-Carlo-Ereignissen 69.56 % übrig geblieben sind (siehe Tabelle 6.1). Es ist dadurch zu erklären, daß ein großer Teil des Untergrundes in den Daten weggeschnitten wird, ohne daß das Signal zu sehr zu geschwächt wird.

6.1.4.2 *FTD*-Selektion

Für die *FTD*-Analyse werden alle Ereignisse untersucht, die wie oben beschrieben die Trigger Bedingungen erfüllt haben, aber nicht in der Standarselektion, insbesondere von den Spurqualitäts-Schnitten, akzeptiert werden. Es wird für diese verlangt, daß die Myonkammern mindestens ein Spur-Segment vermessen haben, da dies der notwendige Startwert für den Vorwärts-Spurfit ist. Damit werden in den Daten 59399 Ereignisse vorselektiert. Da für den Vorwärts-Spurfit nicht nur die gesamte Rekonstruktion erneut durchgeführt werden muß, sondern durch den Kalmanfilter auch noch zusätzliche zeitintensive Algorithmen verwendet werden, ist der Zeitaufwand für die Analyse einer solchen Daten Menge sehr hoch. Es wird daher versucht, die Anzahl der Ereignisse durch Elastizitäts-Schnitte zu reduzieren. Da der Vorwärts-Spurfit erst noch durchgeführt werden muß, also noch keine so genaue Spurinformaton wie durch die CTD innerhalb des Standard-*samples* vorliegt, sind

²In der anderen Analyse von Zeus betragen die Schwellen für die elektromagnetische Energie 150 MeV und für hadronische Energie 300 MeV [33].

diese Schnitte allgemeiner gehalten, als die Elastizitäts Schnitte I.

Elastizitäts-Schnitte II

- Die Gesamtenergie des Kalorimeters ist kleiner als 10 GeV. Im Ereignis darf es also keine hochenergetischen Teilchen, die im Kalorimeter aufschauern, geben.
- Die Energie im dem Ring des FCALs, das dem Strahlrohr am nächsten liegt, ist kleiner 1 GeV. Dieser Schnitt begrenzt den durch die Proton-Dissoziation auftretenden Untergrund.
- Die Anzahl der Kalorimeter-Cluster, die mit einem Energie-Eintrag eines Myons verträglich sind (MIP), ist mindestens 2. Es werden auch mehr als 2 MIPS zugelassen, da aus geometrischen Gründen das gleiche Myon in zwei verschiedenen Kalorimereinheiten (zB. RCAL und BCAL) eine MIP-Signatur bilden kann.

Es verbleiben in Daten 1191 Ereignisse, die mit dem Vorwärts-Spurfit analysiert werden können. In den Monte-Carlo-Ereignissen bleiben noch 90% der ursprünglichen Spuren erhalten, so daß man davon ausgehen kann, durch die Schnitte nicht zu viel vom Signal bei den Daten verloren zu haben. Nach dem Vorwärts-Spurfit können wieder Spur-Qualitäts-Schnitte angewendet werden, die jetzt nicht mehr nur die CTD-Spuren betreffen, sondern zumindest eine mit dem Vorwärts-Fit ermittelte Spur. Ansonsten sind es im wesentlichen die gleichen Schnitte wie die Spurqualitäts-Schnitte I.

Spur Qualitäts-Schnitte II:

- Es werden exakt 2 rekonstruierte Spuren verlangt.
- Die Spuren haben entgegengesetzte Ladung.
- Die invariante Masse des $\mu^+\mu^-$ -Paars liegt zwischen 2 und 8 GeV.
- Die Spuren sind nicht kollinear: $\cos\theta \leq -0.995$.

6.1.4.3 Übersicht über die Schnitte in Daten und Monte-Carlo-Ereignissen

6.1.4.4 Ereignis-*sample*

Wir haben also vier verschiedene Ereignis-*sample* zu betrachten:

- Standard Daten-*sample*: 1997 Daten, die mit Standard Schnitten selektiert werden (8630 Ereignisse).
- *FTD*-Daten-*sample*: 1997 Daten, die mit den *FTD*-Schnitten selektiert werden (320 Ereignisse).
- Standard Monte-Carlo-*sample*: Mit DIPSI generierte Ereignisse, die mit Standard Schnitten selektiert werden (4519 Ereignisse).
- *FTD*-Monte Carlo-*sample*: Mit DIPSI generierte Ereignisse, die mit den *FTD* Schnitten selektiert werden (177 Ereignisse).

Schnitte	Daten 97		Monte-Carlo	
Myon-Trigger	755505	100 %	6497	100 %
Standard-Analyse:				
Spur-Qualitäts-Schnitte I:				
2 Vertex Spuren	87172	11.55 %	5813	89.47 %
Superlage 3	73956	9.79 %	5166	79.51 %
entgegengesetzte Ladung	70451	9.33 %	5165	79.50 %
$2 \leq M_{J/\psi} \leq 8$ GeV	32091	4.25 %	5164	79.50 %
Kollinearität $\cos \theta \geq -0.995$	19179	2.54 %	5120	78.8 %
Elastizitäts Schnitte I:				
Restenergie	9217	1.22 %	4552	70.06 %
Energie im Trichter	8722	1.16 %	4528	69.69 %
Verhältnis $E_{\text{hac}}/E_{\text{el}}$	8630	1.14 %	4519	69.56 %
FTD-Analyse:				
mind. 1 <i>FMUON</i> Spur und nicht in Standardanalyse	59399	100 %	344	100 %
Elastizitäts-Schnitte II:				
Gesamtenergie $E_{\text{cal}} \leq 10$	6107	10.28 %	341	99.13 %
Energie 1. Ring $E_{r1} \leq 1$	3098	5.21 %	321	93.31 %
$N_{\text{mips}} \geq 2$	1191	2.01 %	312	90.70 %
Spur-Qualitäts-Schnitte II:				
exakt 2 Spuren	597	1.01 %	231	67.15 %
entgegengesetzte Ladung	569	0.96 %	223	64.83 %
$2 \leq M_{J/\psi} \leq 8$ GeV	335	0.56 %	177	64.83 %
Kollinearität $\cos \theta \geq -0.995$	320	0.54 %	177	64.83 %

Tabelle 6.1: Wirkung der Selektions-Schnitte auf Daten und Monte Carlo

6.1.5 Daten-Monte Carlo-Vergleich für die *FTD*-Analyse

Nach der Selektion sollten die Verteilungen für Daten und Monte-Carlo-Ereignisse möglichst gut übereinstimmen.

Für die *FTD*-Analyse werden die Vergleiche etwas detaillierter gezeigt. In Abb. 6.1 werden die Eigenschaften der *FTD*-Segmente verglichen. In a) ist die Anzahl der Segmente pro Kammer zu sehen. Die Monte-Carlo-Verteilungen werden um einen Faktor $f = (\text{Anzahl der Daten Ereignisse}) / (\text{Anzahl der Monte-Carlo-Ereignisse})$ skaliert, um eine bessere Vergleichbarkeit zu erhalten. In der *FTD2* und *FTD3* haben die Daten-Ereignisse deutlich mehr Segmente. Dies ist ein Effekt der fehlenden Untergrund-Simulation in den *FTDs*. Die Verteilungen in θ und ϕ stimmen aber gut überein. Hier werden die Monte-Carlo-Verteilungen auf die totale Anzahl der Segmente skaliert, um den Überschuss an Segmenten in Daten auszugleichen.

Ebenso werden die Myon-Spur-Segmente aus den Vorwärtsmyonkammern verglichen (Abb. 6.2). Die Monte-Carlo-Ereignisse sind wieder mit der Ereignisanzahl skaliert worden. Wichtig ist hier insbesondere das Histogramm (6.2 a), das das mit der Ladung Q multiplizierte Impulsspektrum zeigt. Daten und Monte-Carlo-Ereignisse

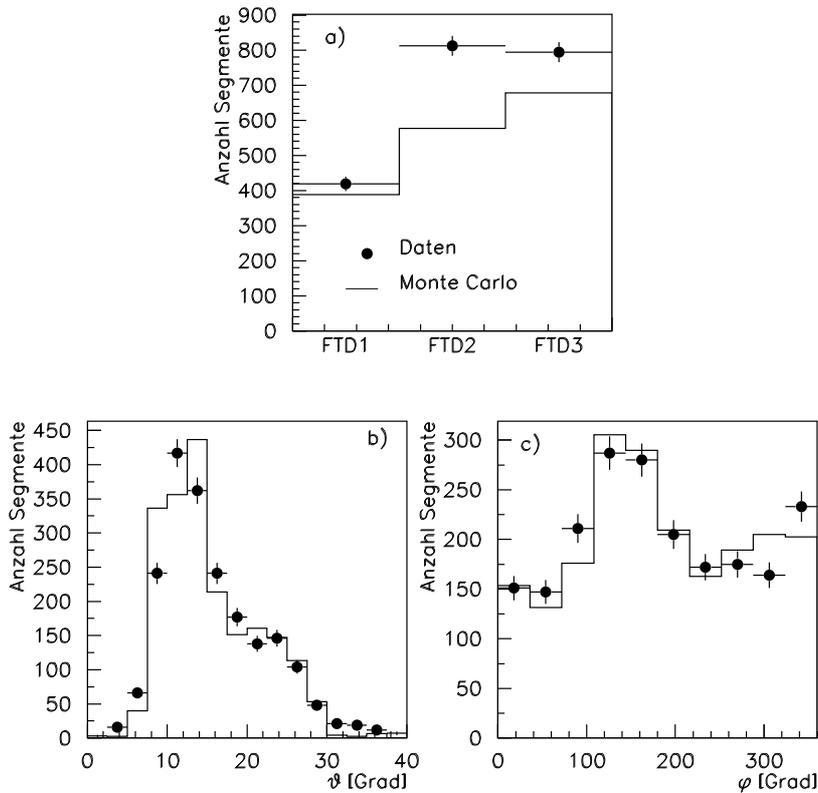


Abbildung 6.1: Vergleich der *FTD*-Segmente in Daten und Monte-Carlo-Ereignissen. Die Anzahl der Monte Carlo Verteilungen ist in a) auf die Anzahl der Ereignisse skaliert und in b) und c) auf die Anzahl der Spuren.

stimmen hier sehr gut überein. Es ist überdies zu sehen, daß die Verteilung für positiv und negativ geladene Spuren symmetrisch ist. Spuren mit Impulsen kleiner 2 GeV haben nicht genug Energie, um in das Vorwärts-Myonspektrometer zu gelangen und können daher nicht vermessen werden.

In Abb. 6.3 wird das mit der Ladung Q multiplizierte Impulsspektrum gezeigt, das der Vorwärtsspurfitt am Vertex liefert. Aufgrund der noch nicht genau genug justierten Kovarianzmatrix des Vorwärts-Spurfits in Daten (siehe Kapitel 5) sind die Verteilung der Daten etwas breiter als die der Monte-Carlo-Ereignisse.

Alles in allem ist zu sagen, daß zwischen Daten und Monte-Carlo-Ereignissen eine gute Übereinstimmung herrscht.

6.2 Rekonstruktion der kinematischen Variablen

Aus der Rekonstruktion von Ereignissen der Reaktion $\gamma p \rightarrow J/\psi p$ erhält man die beiden Impulsvektoren der Myonen. Hieraus muß die invariante Masse des J/ψ 's, die Schwerpunktenenergie W und der Impulsübertrag t berechnet werden. Die invariante

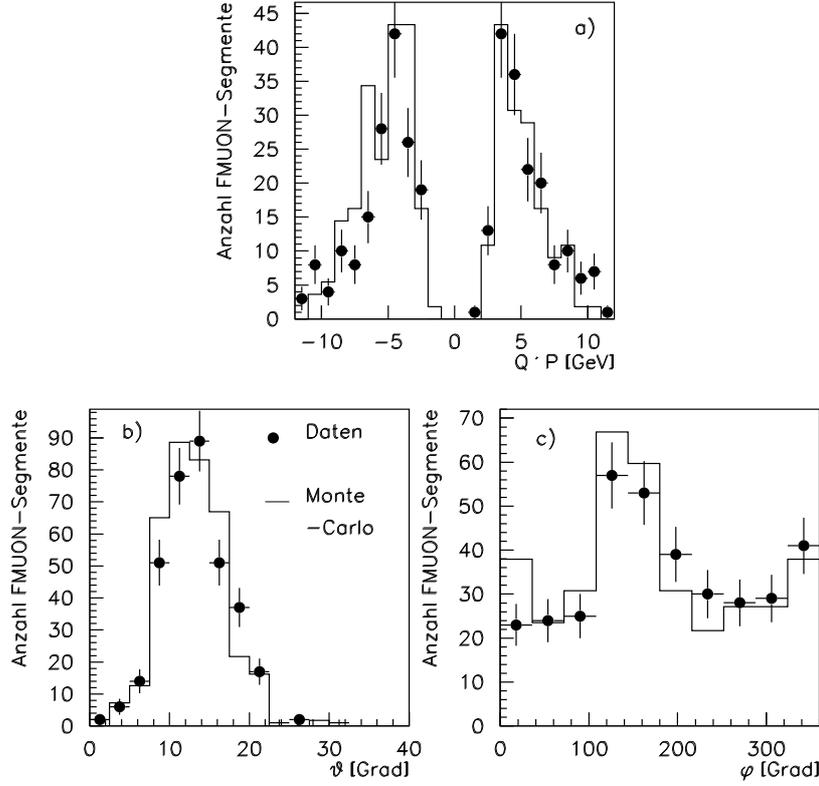


Abbildung 6.2: Vergleich der *FMUON* Segmente in Daten und Monte-Carlo-Ereignissen. Die Monte-Carlo-Verteilung ist mit der Anzahl der Ereignisse skaliert worden.

Masse läßt sich folgendermaßen berechnen:

$$\vec{P}_{J/\psi} = \vec{P}_{\mu^+} + \vec{P}_{\mu^-} \quad (6.2)$$

$$E_{J/\psi} = E_{\mu^+} + E_{\mu^-} = \sqrt{M_{\mu^+}^2 + \vec{P}_{\mu^+}^2} + \sqrt{M_{\mu^-}^2 + \vec{P}_{\mu^-}^2} \quad (6.3)$$

$$M_{J/\psi} = \sqrt{(E_{J/\psi})^2 - (\vec{P}_{J/\psi})^2} \quad (6.4)$$

\vec{P} ist der Impulsvektor, E die Energie und M die Masse der Teilchen. Im weiteren werden die Bezeichnungen aus Kapitel 2.2 verwendet.

Da das gestreute Elektron fehlt, bedarf es zur Berechnung von W und t einiger Näherungen. Da bei der elastischen Photoproduktion das $Q^2 \approx 0$ ist, gilt in guter Näherung, daß das Photon parallel zur Strahlachse emittiert wird und keinen transversalen Impuls besitzt. Da das Photon entgegengesetzt zur Protonrichtung fliegt, $P_{z\gamma}$ also negativ ist, folgt daraus:

$$E_\gamma - P_{z\gamma} \approx 2E_\gamma \quad (6.5)$$

Aus Energie und Impulserhaltung erhält man mit $E_p \approx P_{zp}$ und $E_{p'} \approx P_{zp'}$:

$$E_\gamma + E_p = E_{J/\psi} + E_{p'}$$

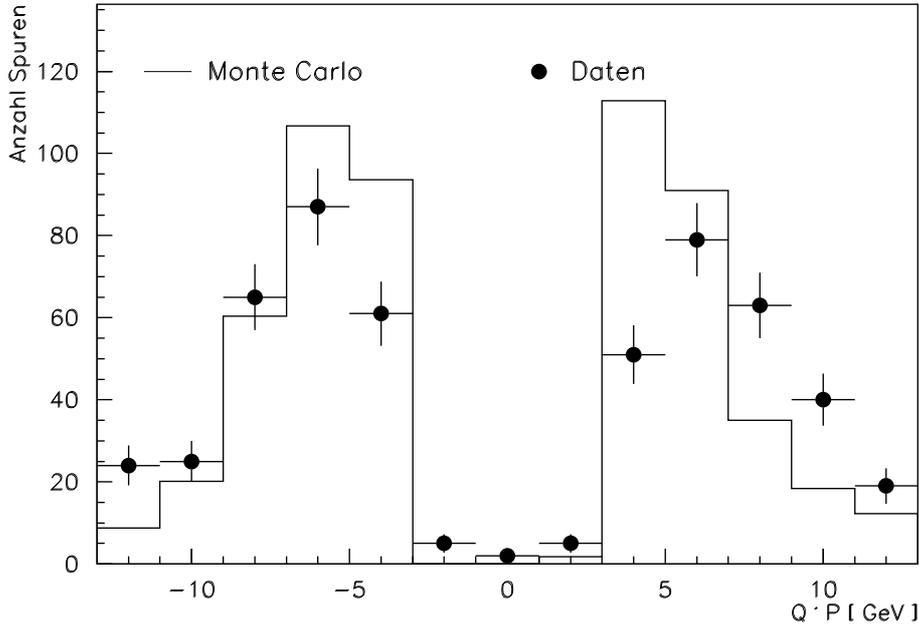


Abbildung 6.3: Vergleich des Impulsspektrums von Daten und Monte-Carlo-Ereignissen nach dem Vorwärts-Spurfit am Vertex.

$$\begin{aligned}
 P_{z\gamma} + P_{zp} &= P_{zJ/\psi} + P_{zp'} \\
 \Rightarrow \\
 E_\gamma - P_{z\gamma} &\approx E_{J/\psi} - P_{zJ/\psi} \approx 2E_\gamma
 \end{aligned} \tag{6.6}$$

Jetzt kann die Schwerpunktsenergie berechnet werden:

$$\begin{aligned}
 W_{\gamma p}^2 = (P_p + q)^2 &= M_p^2 - Q^2 + 2P_p \cdot q \\
 &\approx 2E_p(E_\gamma - P_{z\gamma}) \\
 &\approx 2E_p(E_{J/\psi} - P_{zJ/\psi})
 \end{aligned} \tag{6.7}$$

Der Impulsübertrag t am Protonvertex kann näherungsweise dem Transversalimpuls des J/ψ -Mesons gleichgesetzt werden:

$$\begin{aligned}
 t = (P_p - P_p')^2 &= (P_{J/\psi} - q)^2 \\
 &= M_{J/\psi}^2 - Q^2 - 2P_{J/\psi} \cdot q \\
 &\approx 2E_\gamma(E_{J/\psi} + P_{zJ/\psi}) + M_{J/\psi}^2 \\
 &= -P_{tJ/\psi}^2
 \end{aligned} \tag{6.8}$$

Für die Standard-Selektion werden die Verteilungen der rekonstruierten Schwerpunktsenergie W und des rekonstruierten Impulsübertrags t am Proton Vertex in Abb. 6.4 gezeigt. Die schwarzen Punkte geben die Verteilung für die Daten an, die durchgezogene Linie für die Monte-Carlo-Ereignisse. Die Monte-Carlo-Verteilungen

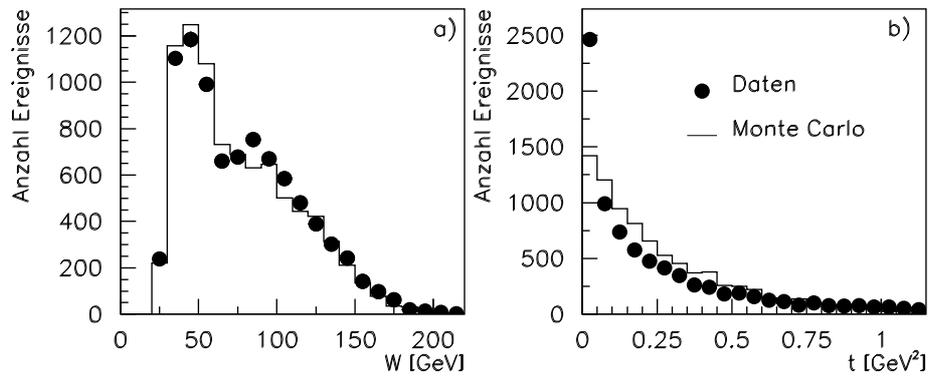


Abbildung 6.4: Vergleich von W und t in Daten und Monte-Carlo-Ereignissen für die Standardselektion. Die Anzahl der Monte-Carlo-Ereignisse ist auf die Anzahl der Daten Ereignisse skaliert worden.

werden wieder auf die Anzahl der Ereignisse skaliert. Die W -Verteilungen stimmen recht gut überein; in den t -Verteilungen gibt es leichte Unterschiede. Dies kann durch die Beimischung des Untergrundes erklärt werden (siehe Abschnitt 6.4).

6.3 Detektor Akzeptanz

Die Detektor Akzeptanz wird mit Hilfe der Monte-Carlo-Simulation bestimmt. Dazu

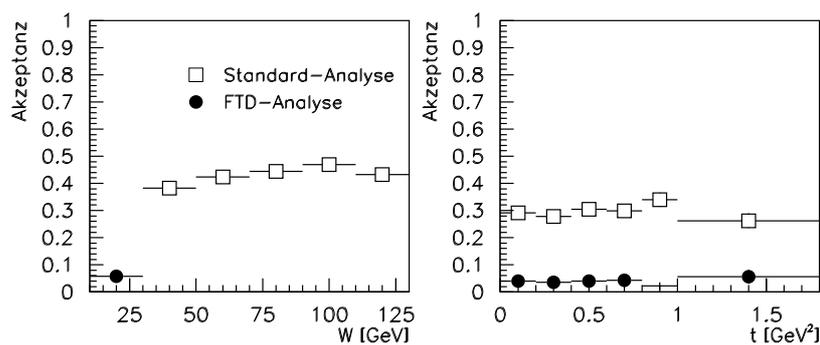


Abbildung 6.5: Akzeptanz der Standard- und der FTD -Analyse gegen W und t

wird die Anzahl der Ereignisse, die die Trigger Bedingungen erfüllen und die die Ereignisschnitte auf Spurqualität und Untergrund passieren, durch die Anzahl aller generierten Ereignisse dividiert. In Abbildung 6.5 ist diese Akzeptanz gegen die wahre generierte Schwerpunktenergie W und den wahren generierten Impulsübertrag t

abgebildet. Man sieht in der W -Akzeptanz deutlich den Einbruch bei 30 GeV, der durch die Trigger Bedingungen verursacht wird (siehe Abschnitt 6.1.3). Während die Akzeptanz für die Standard-Analyse bei ca 40% liegt, liegt sie bei der FTD -Analyse um einen Faktor 10 niedriger bei ca. 4%. Die Akzeptanzen sind für die einzelnen W -Bins in der Tabelle 6.3 aufgelistet.

Die Akzeptanz wird gegen t bestimmt, um eine eventuelle Abhängigkeit von t auszuschließen. Sie ist für beide Analysen flach, und muß für die Bestimmung des Wirkungsquerschnitt also nicht extra betrachtet werden. Da für die Bestimmung der t -Akzeptanz der gesamte W -Bereich verwendet wird, liegt sie hier für die Standard-Analyse bei ca 30 %.

6.4 Untergrund

6.4.1 Bethe-Heitler

Die Untergrundschritte können nicht verhindern, daß dennoch einige Ereignisse anderer Reaktionen mit ähnlicher Kinematik selektiert werden. Bei der elastischen Photoproduktion sind es hauptsächlich zwei Ereignisklassen, die den Untergrund bilden. Das eine ist ein nicht-resonanter Untergrund, der im wesentlichen durch den Bethe-Heitler-Prozeß hervorgerufen wird. Sowohl das Elektron als auch das Proton strahlen ein Bremsstrahlungs-Photon ab, aus denen dann ein Lepton-Antilepton Paar gebildet wird. Der Wirkungsquerschnitt des Bethe-Heitler-Prozesses ist sehr gut bekannt. So wird die Luminosität mittels der Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$ gemessen. Der Wirkungsquerschnitt fällt exponentiell mit der invarianten Masse ab, seinen größten Beitrag hat er bei kleinen Schwerpunktenenergien W .

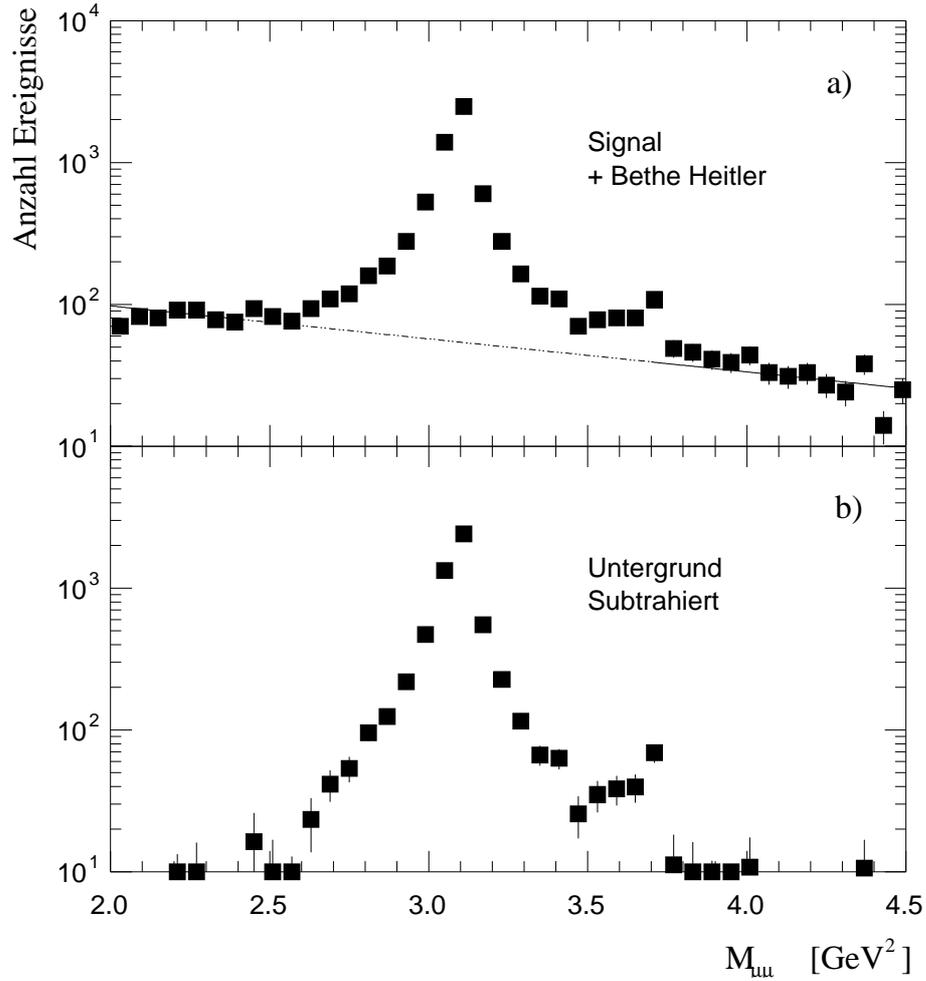
In Abb. 6.6 a) ist die Verteilung der invarianten Masse integriert über den gesamten W -Bereich abgebildet. Das J/ψ -Signal bei 3.1 GeV ist deutlich zu sehen. Der kleinere Massenpeak bei 3.7 GeV wird durch das Ψ' verursacht, der ersten Anregung des $c\bar{c}$ -Systems. Der nicht-resonante Bethe-Heitler Untergrund ist in der exponentiellen Darstellung der gestrichelten Linie gut zu erkennen.

Zur Bestimmung der Anzahl der Ereignisse im J/ψ -Signal wird für jedes W -Bin an den Untergrund eine Exponentialkurve gefittet und von der Gesamt-Verteilung abgezogen. Die Untergrund-subtrahierte Verteilung ist — integriert über alle W — in Abb. 6.6 b) abgebildet. Für die Anzahl der Ereignisse in den einzelnen W -Bins wird die Summe aller Ereignisse genommen, die in dem Untergrund-subtrahierten Histogramm zwischen 2.8 und 3.5 GeV liegen. Die Zahlen sind in Tabelle 6.3 aufgelistet.

Durch die geringe Detektor Akzeptanz ist die Anzahl in dem W Bereich der FTD -Analyse zwischen 20 und 30 GeV natürlich am kleinsten. Es ist aber dennoch ein deutlicher Massenpeak erkennbar (Abb 6.7).

6.4.2 Proton-dissoziative J/ψ -Produktion

Außer dem nicht-resonanten Untergrund gibt es auch noch einen resonanten Beitrag, der schwieriger abzuziehen ist. Das ist die proton-dissoziative- J/ψ -Produktion: $\gamma p \rightarrow J/\psi, N, N \neq p$. Dieser Untergrund wird mit dem Proton-Remnant-Tagger


 Abbildung 6.6: Invariante Masse integriert über alle W

(siehe Kapitel 3.2.3) und Monte-Carlo-Ereignissen abgeschätzt.

Es wird dafür in den Daten, in den mit DIPSI generierten und in den mit EPSOFT generierten Monte-Carlo-Ereignissen der Anteil F der Ereignisse bestimmt, in denen der PRT1 und der PRT2 gleichzeitig ein Signal gemessen haben. Diese Anteile sind in Tabelle 6.2 aufgelistet.

	N_{total}	N_{PRT}	F
Daten	5612	1538	0.27
DIPSI	4044	428	0.005
EPSOFT	3383	1762	0.52

Tabelle 6.2: Anzahl der Ereignisse, die ein Signal im PRT1 und PRT2 haben

Daraus läßt sich dann der Anteil κ_{pd} der proton-dissoziativen Ereignisse in Daten folgendermassen bestimmen:

$$F = \frac{N_{PRT}}{N_{total}}$$

$$\xi = \frac{F_{Daten} - F_{EPSOFT}}{F_{Dipsi} - F_{EPSOFT}} \quad (6.9)$$

$$\kappa_{pd} = \xi F_{EPSOFT} + (1 - \xi) F_{DIPSI} \quad (6.10)$$

Mit den Werten aus Tabelle 6.2 ergibt dies einen Korrekturfaktor von $\kappa_{pd} = 0.252$. Aus anderen Analysen [33] ist bekannt, daß der proton-dissoziative-Untergrund zwar von t , aber nicht von W abhängt. Im Rahmen dieser Arbeit reicht daher die Bestimmung eines globalen Wertes aus.

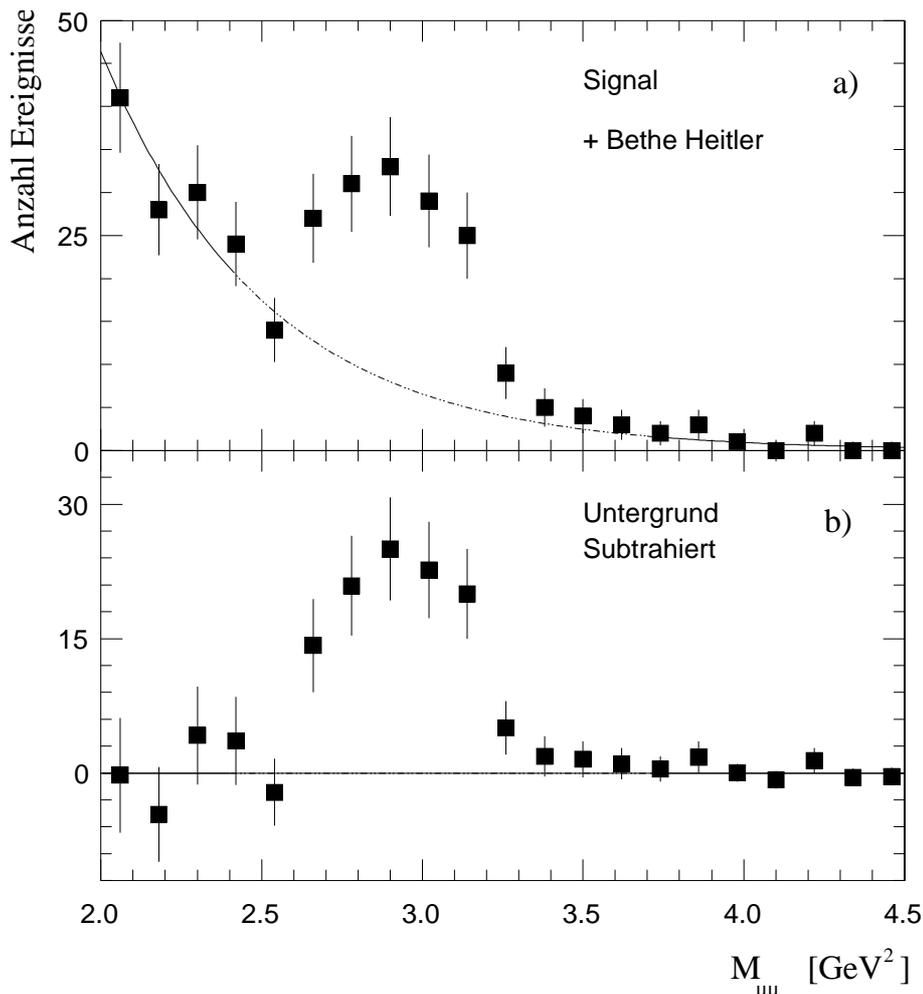


Abbildung 6.7: J/ψ Signal für die FTD -Analyse, $20 \leq W \leq 30$ GeV

6.5 Wirkungsquerschnitte

Der Wirkungsquerschnitt der elastischen Elektroproduktion ist folgendermaßen definiert:

$$\sigma_{ep} = \sigma(e^+ p \rightarrow e^+ J/\psi p) = \frac{N(1 - \kappa_{pd})}{A \cdot \mathcal{L} \cdot \mathcal{B}} \quad (6.11)$$

N ist die Anzahl der Ereignisse, κ_{pd} der Korrekturfaktor für den proton-dissoziativen Untergrund, A die Detektor-Akzeptanz, \mathcal{L} die integrierte Luminosität und B das Verzweigungsverhältnis des J/ψ -Zerfalls in den untersuchten Zerfallskanal nach $\mu^+ \mu^-$. Die integrierte Luminosität beträgt $\mathcal{L} = 26.26 \text{ pb}^{-1}$ und das Verzweigungsverhältnis $B = 6.01 \pm 0.19$. Mit den Ereignisanzahlen N und den Akzeptanzen aus Tabelle

W [GeV]	J/ ψ -Ereignisanzahl	Akzeptanz	σ_{ep} nb	Φ_T	$\sigma_{\gamma p}$ nb
20 - 30	115 ± 10.7	0.0442 ± 0.0053	0.95 ± 0.16	0.045	21.01 ± 4.26
30 - 50	1502 ± 38.8	0.369 ± 0.009	1.90 ± 0.08	0.052	36.43 ± 4.02
50 - 70	1197 ± 34.6	0.365 ± 0.011	1.57 ± 0.08	0.031	50.62 ± 5.78
70 - 90	912 ± 30.2	0.369 ± 0.013	1.15 ± 0.07	0.021	54.60 ± 6.47
90 - 110	795 ± 28.2	0.403 ± 0.014	0.92 ± 0.06	0.015	59.69 ± 7.16
110 - 130	618 ± 24.9	0.398 ± 0.015	0.72 ± 0.05	0.012	61.83 ± 7.72

Tabelle 6.3: Der Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma p}$ gegen W .

6.3 läßt sich der Wirkungsquerschnitt σ_{ep} berechnen. Das Ergebnis ist ebenfalls in Tabelle 6.3 aufgelistet.

Mittels des Photonflusses Φ_T kann der Wirkungsquerschnitt der Elektroproduktion in den Wirkungsquerschnitt der Photoproduktion umgerechnet werden:

$$\sigma_{\gamma p} = \Phi_T \cdot \sigma_{ep} \quad (6.12)$$

Der Photonfluß ist mit der aus Kapitel 2.4 bekannten Gleichung 2.13 berechnet worden:

$$\begin{aligned} \Phi_T &= \int_{y_{min}}^{y_{max}} \int_{Q_{min}^2}^{Q_{max}^2} \Phi(y, Q^2) dy dQ^2 \\ &= \int_{y_{min}}^{y_{max}} \int_{Q_{min}^2}^{Q_{max}^2} \frac{\alpha}{2\pi y Q^2} [1 + (1-y)^2 - \frac{2M_e^2 y^2}{Q^2}] dy dQ^2 \end{aligned} \quad (6.13)$$

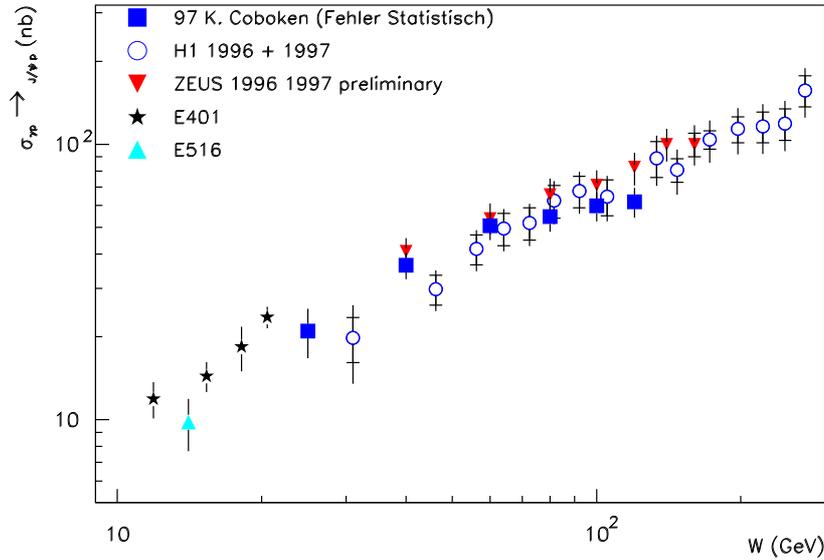
wobei für die Grenzen folgende Werte verwendet wurden:

$$\begin{aligned} Q_{min}^2 &= m_e^2 \cdot \frac{y^2}{1-y} \\ y_{min/max} &= \frac{W_{min/max}^2}{s} \end{aligned} \quad (6.14)$$

Das Resultat für den Photonfluß der einzelnen Bins und für den daraus resultierenden Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma p}$ ist in Tabelle 6.3 eingetragen.

Es sind nur die statistischen Fehler berücksichtigt worden. Die wichtigsten der systematischen Fehlerquellen, die noch genauer analysiert werden müssen, sind unten aufgelistet und mit einer groben Schätzung des zu erwartenden Fehlers versehen.

- Unsicherheiten in der Triggereffizienz: ca 12 %;
- Genaue Abschätzung des proton-dissoziativen Untergrundes: ca 10 %;
- Massenfenster, in der die Ereignisse ausgezählt werden: ca 5 %;

Abbildung 6.8: Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma p \rightarrow J/\psi p}$ gegen W

In Abb. 6.8 werden die Messungen dieser Analyse, die als schwarze Quadrate eingezeichnet sind, mit einer anderen ZEUS -Messung der Daten 1996-1997 [8] (schwarze Dreiecke), und den Ergebnissen der H1 Kollaboration [21] (offene Kreise) verglichen. Es sind ebenfalls die Messungen der *fixed-target* Experimente E401 und E516 bei kleinen W eingezeichnet [6, 12]. Die Messungen stimmen im Verlauf der Fehler überein. Die Werte der Standard-Analyse liegen systematisch unter den Werten der anderen ZEUS -Analyse. Dies kann an der etwas anderen Art der Bestimmung der Ereignisanzahl liegen. Statt mit einem Exponentialfit wird der Bethe-Heitler-Untergrund mittels Monte-Carlo-Simulationen abgezogen.

Diese Analyse bringt mit dem zusätzlichen ersten Datenpunkt ($20 < W < 30$ GeV) den Anschluß an die *fixed target* Experimente, mit denen die Messung ebenfalls in Übereinstimmung ist.

Kapitel 7

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurden die drei planaren Vorwärts-Driftkammern *FTD* in Bezug auf die Spur-Rekonstruktion detailliert beschrieben.

Die Fehler in der Driftzeitmessung und ihre Auswirkung auf den Segmentfit wurden ausführlich untersucht. Mit einer neuen Fehlerfunktion für die Bestimmung der Driftstrecke aus der Driftzeit stimmen die Segmentfits für gemessene und simulierte Ereignisse nun gut überein.

Die Effizienzen der drei Kammern für die Segmentrekonstruktion wurden auf zwei verschiedene Arten bestimmt. Sie liegen für die einzelnen *FTDs* zwischen 70 % und 80 % und sind weitestgehend unabhängig vom Polarwinkel θ . Die Effizienz in den 3 *FTDs*, mindestens ein Segment zu rekonstruieren, liegt bei 91%.

Die Spurmessung im Vorwärtsbereich konnte bereits durch die Einbeziehung der *FTD1*-Segmente in den Spurfit zu kleineren Spürwinkeln hin erweitert werden. In dieser Arbeit wurde eine zusätzliche "Reduzierte Rekonstruktion" für Segmente in *FTD2* und *FTD3* entwickelt, die erlaubt, die Segmentrekonstruktion auf Vorhersagebereiche durch in der CTD gemessene Spuren zu beschränken und damit Rechenzeit zu sparen. Darüberhinaus wurde ein Algorithmus entwickelt, der es ermöglicht, die Segmentrekonstruktion außer mit 3 Lagen auch mit 2 Lagen durchzuführen. Damit werden nun "tote Bereiche" in den Driftkammern "repariert". Die Reduzierte Rekonstruktion war Bestandteil der offiziellen Spurrekonstruktion in den Jahren 1998 und 1999. Die 2-Lagen-Rekonstruktion wird seit 1998 erfolgreich verwendet.

Ein weiterer Schwerpunkt dieser Arbeit war die Entwicklung eines Vorwärts-Spurfits, der die Messungen in den Vorwärtsmyonkammern mit den *FTD*-Messungen und den CTD-Messungen verbindet. Dabei wird ein Kalmanfilter verwendet, der, ausgehend von den Myonkammern, sukzessive Informationen aufammelt und am Ende eine Impulsmessung am Vertex liefert. Insbesondere für Spuren mit kleinen Polarwinkeln liefert dieses Verfahren eine wertvolle Erweiterung. Die Anbindung der *FTD*-Segmente an die Spuren der Vorwärtsmyonkammern gelingt in Daten und in Monte-Carlo-Ereignissen mit hoher Effizienz und beginnt bereits bei einem Polarwinkel von $\theta = 7^\circ$. Entwicklungsbedarf besteht noch im genauen Studium des Transportes der Kovarianzmatrix für die Daten und in der Einführung von Untergrundhits für Monte-Carlo-Ereignisse. Diese Aufgaben werden in einer Folgearbeit bereits angegangen.

Mit Hilfe des Vorwärtsspurfits wurde eine Analyse der Reaktion $\gamma p \rightarrow J/\psi p$ mit dem prompten Zerfall $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ an Daten des Jahres 1997 durchgeführt. Es gelang erstmals, den Anschluß an die Messungen der *fixed target*-Experimente durch die Messung des Wirkungsquerschnitts im Bereich von $20 \leq W \leq 30$ GeV herzustellen. Die Messung ist konsistent mit den *fixed target*-Experimenten. Die Resultate im Bereich von $30 \leq W \leq 130$ GeV sind mit anderen Ergebnissen bei HERA in Übereinstimmung.

Tabellenverzeichnis

3.1	Die wichtigsten HERA Parameter	20
3.2	Kammerparameter der <i>FTDs</i> und der <i>RTD</i>	32
4.1	Zell-Parameter zur Bestimmung der <i>ODB</i>	39
4.2	Effizienzen der <i>FTDs</i> in dem Winkelbereich, in dem alle drei Kam- mern aktiv sind.	56
4.3	Benötigte Rechen-Zeit für verschiedene Rekonstruktions modi	62
4.4	Effizienzen der <i>FTDs</i> für verschiedene Rekonstruktions- Methoden	62
4.5	Vergleich 2- und 3-Lagen-Rekonstruktion in Mittelwerten	64
5.1	Breiten σ der Pull-Verteilungen	75
5.2	σ der Pull-Verteilungen nach der Impulskorrektur	75
5.3	Alignment Parameter	76
5.4	Sigma der Pull-Verteilungen aus dem Vergleich der Vorhersage mit der Messung	79
5.5	Effizienz der Einbindung der Segmente in den Vorwärts Spurfit	79
6.1	Wirkung der Selektions-Schnitte auf Daten und Monte Carlo	89
6.2	Anzahl der Ereignisse, die ein Signal im PRT1 und PRT2 haben	95
6.3	Der Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma p}$ gegen <i>W</i>	97

Abbildungsverzeichnis

2.1	Feynmangraph der Reaktion $e^\pm p \rightarrow e^\pm pV$	6
2.2	Diffraktive Vektormeson-Produktion	9
2.3	Vektormeson-Produktion im Vektormeson-Dominanz Modell	11
2.4	Chew-Frautschi-Diagramm	12
2.5	Streuung im s-Kanal ($AB \rightarrow CD$) und t-Kanal ($A\bar{C} \rightarrow \bar{B}D$)	13
2.6	Wirkungsquerschnitte der Photoproduktion	15
2.7	Wirkungsquerschnitte der elastischen ρ -Produktion bei verschiedenem Q^2	16
2.8	Gluondichte im Proton $xg(x)$ als Funktion von x	17
3.1	Der HERA Speicherring mit Vorbeschleunigern und den beteiligten Experimenten	19
3.2	Gelieferte HERA Luminosität 1993-2000	21
3.3	Von ZEUS genutzte Luminosität 1993–00	21
3.4	Der ZEUS Detektor im Längsschnitt	22
3.5	Das ZEUS-Koordinatensystem	23
3.6	Der innere ZEUS Detektor in der Konfiguration von 1996–98	24
3.7	Das longitudinale und radiale Magnetfeld	25
3.8	Position der Proton Remnant Tagger	28
3.9	Schematischer Aufbau einer planaren Driftkammer	29
3.10	Aufsicht in p-Strahlrichtung auf eine Kammer mit schematischer Nummerierung der Zellen	30
3.11	Aufbau und Abmessungen der Driftzellen	31
4.1	Analytische Orts-Driftzeit-Beziehung	37
4.2	Rekonstruktion eines dreidimensionalen Segments durch drei zweidimensionale Projektionen <i>LTEs</i>	41
4.3	Skizze zur <i>hit</i> -Segment-Beziehung	42
4.4	Verteilung der Segmente in den <i>FTDs</i>	43
4.5	Differenz des generierten und rekonstruierten Abstands der <i>hits</i> zur Drahtebene	45
4.6	Sigma der Differenzen zwischen generierten und rekonstruiertem Abstands der <i>hits</i> zur Drahtebene und zwischen rekonstruierten <i>hits</i> und rekonstruiertem Segment.	46
4.7	<i>Pull-Quantities</i> zu Abb. 4.6	47
4.8	Differenz zwischen Segment und rekonstruiertem Abstand des <i>hits</i> zur Drahtebene für reale Daten (alte Driftzeitfehlerfunktion).	48

4.9	Mittleres χ^2 pro Freiheitsgrad der Segmente für reale Daten und Monte-Carlo-Ereignisse	49
4.10	Verteilungen zur Bestimmung der neuen Fehlerfunktion	51
4.11	Differenz Segment und rekonstruierter Abstand des <i>hits</i> zur Drahtebene für Monte-Carlo-Ereignisse	51
4.12	Differenz Segment und rekonstruierter Abstand des <i>hits</i> zur Drahtebene für reale Daten und Monte-Carlo-Ereignisse, berechnet mit neuer Driftzeitfehlerfunktion.	53
4.13	Verteilung der extrapolierten CTD-Spuren in den <i>FTDs</i>	54
4.14	Abstand des Segments zur extrapolierten Spur	55
4.15	Effizienz der Segmentfindung in den <i>FTDs</i> gegen den Polarwinkel θ	56
4.16	Anzahl der gefundenen Segmente pro CTD-Spur	57
4.17	Methode der Effizienzbestimmung auf Segmentbasis	58
4.18	Abstand der Segmente in Kammer 1 und 2	59
4.19	Abstand der Segmente in Kammer 1 und 3	60
4.20	Effizienz der <i>FTDs</i> gegen den Polarwinkel θ	61
4.21	Anzahl <i>hits</i> und <i>LTEs</i> bei verschiedenen Rekonstruktions-Methoden	63
4.22	Reduzierte Rekonstruktion	64
4.23	Anzahl der Segmente bei verschiedenen Rekonstruktions-Methoden	65
4.24	Rekonstruktion mit 2 und 3 Lagen in <i>FTD3</i>	66
4.25	Qualitätsvergleich 2 und 3 Lagen Rekonstruktion	66
5.1	Differenz der <i>FMUON</i> -Messung mit den <i>FTDs</i> für Polar- und Azimutal -Winkels	70
5.2	Probabilität des Filters bei Monte-Carlo-Ereignissen	71
5.3	Vergleich wahrer und vorhergesagter Impulse in <i>FTD3</i> ohne und mit Impulskorrektur.	73
5.4	Probabilität des Filters bei Daten vor und nach der Kovarianzkorrektur	74
5.5	Abstand Vorhersage zu allen 3 Kammern bei Monte Carlo Ereignissen	77
5.6	Abstand-Vorhersage zu Segmenten in allen 3 Kammern bei Daten	78
5.7	Kürzester Abstand der extrapolierten <i>FTD</i> -Vertex-Fit-Spuren zum CTD Vertex	80
5.8	Auflösung für den CTD Regular-Fit und den <i>FTD</i> -Vertex-Fit	81
5.9	Δ P/P Auflösung für den CTD <i>regular fit</i> und den <i>FTD</i> -Vertex-Fit gegen den Polarwinkel θ	82
5.10	Vorwärts-Spurfit Effizienz der beiden Methoden am Vertex für Daten und Monte-Carlo-Ereignisse	82
5.11	Kombinierte Effizienz des Vorwärts Spurfits	83
6.1	Vergleich der <i>FTD</i> -Segmente in Daten und Monte-Carlo-Ereignissen.	90
6.2	Vergleich der <i>FMUON</i> Segmente in Daten und Monte-Carlo-Ereignissen.	91
6.3	Vergleich des Impulsspektrums von Daten und Monte-Carlo-Ereignissen nach dem Vorwärts-Spurfit am Vertex.	92
6.4	Vergleich von <i>W</i> und <i>t</i> in Daten und Monte-Carlo-Ereignissen	93
6.5	Akzeptanz der Standard- und der <i>FTD</i> -Analyse gegen <i>W</i> und <i>t</i>	93
6.6	Invariante Masse integriert über alle <i>W</i>	95
6.7	J/ψ Signal für die <i>FTD</i> -Analyse, $20 \leq W \leq 30$ GeV	96

6.8 Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma p \rightarrow J/\psi p}$ gegen W 98

Literaturverzeichnis

- [1] Arneodo M., Lamberti L., Ryskin M., *DIPSI: a Monte Carlo generator for elastic vector meson production in charged lepton-proton scattering* Comp. Phys. Comm., Dec 1995 .
- [2] Aubert J. J et al., Phys. Rev. Lett. **33** (1974) 1404 .
- [3] Augustin J. E et al., Phys. Rev. Lett. **33** (1974) 1406 .
- [4] Barlow R. J., *Statistics*, John Wiley and Sons, 1989, .
- [5] Bellagamba L. et al. *Measurement of Elastic Υ Photoproduction at HERA*, ZEUS Note in Vorbereitung.
- [6] Binkley, M. et. al. E401 Collaboration, Phys. Rev. Lett. **48** (1982) 73 .
- [7] Bock R. K., Grote H., Notz D., Regler M. *Data analysis techniques for high-energy physics experiments*, Cambridge University Press, 1990 .
- [8] Bruni A. Elastic J/ψ , $\Psi(2S)$ and Υ Photoproduction at HERA International Workshop on Depp-Inelastic Scattering, Liverpool, April 2000 .
- [9] Collins P. D. B. , *Regge Theory an High Energy Physics*, Cambridge University Press, 1977 .
- [10] Crittenden J. A. *Scale Issues in High-Energy Diffractive Vector-Meson Production* , (LAFEX International School on High-Energy Physics) Februar 1998 .
- [11] Crittenden J. A. *Exclusive production of neutral vector mesons at the electron-proton collider HERA*, Tracts of Modern Physics 140, Springer Berlin+Heidelberg, 1997 .
- [12] Denby, B. H. et. al. E516 Collaboration, Phys. Rev. Lett. **52** (1984) 795 .
- [13] Desler K., Schneekloth U. The Hardware of the Proton Remnant Tagger (PRT) in 1994, ZEUS Note 95-061, May 1995.
- [14] Desler K., How to Use the Proton Remnant Tagger in 1996, ZEUS Note 97-084, Oct 1997.
- [15] Donnachie A., Landshoff P. V Nucl. Phys. **B231** 189, 1984 .

- [16] Eckert M., *Auswertung erster Driftkammermessungen im ZEUS-Vorwärtsbereich*, Diplomarbeit, Physikalisches Institut, Universität Bonn, August 1994, BONN-IB-94-22 .
- [17] Eckert M., *Spurrekonstruktion in den planaren Driftkammern von ZEUS und Ereignisse der Reaktion $e^+p \rightarrow \bar{\nu}_e X$ bei kleinen hadronischen Winkeln*, Dissertation, Physikalisches Institut, Universität Bonn, März 1999, BONN-IR-99-05 .
- [18] Eckert, M. TFRECON (3.07/02) for F/RTD in Data Reprocessing 1996: Chamber Condition, Reconstruction and Output Information, ZEUS Note 97-027, 23 April 1997.
- [19] GEANT Detector Description and Simulation Tool (V321) CERN, Genf Schweiz .
- [20] Gutjahr, B. *Entwicklung, Bau und Test der planaren Vorwärtsdriftkammern des ZEUS-Innendetektors sowie Untersuchungen zur optimalen Signalverarbeitung*, Dissertation, Physikalisches Institut, Universität Bonn, März 1993, BONN-IR-93-17.
- [21] H1-Collaboration Elastic Photoproduction of J/ψ and Υ Mesons at HERA, Report DESY-00-037, DESY, 2000.
- [22] Haas, T. Proposal for a CPU Upgrade for ZARAH, ZEUS Note 98-008, 28 January 1998.
- [23] Halzen F., Martin A. D. *Quarks and Leptons, An Introductory Course in Modern Particle Physics*, John Wiley and Sons, 1984, .
- [24] Hartner, G. VCTRAK Briefing: Program and Math ZEUS Note 98-059, 15 August 1998.
- [25] K.Kleinknecht, *Detektoren für Teilchenstrahlung*, Teubner Verlag 1984 .
- [26] Kramarczyk, S. *Entwicklung, Bau und Test der planaren Vorwärtsdriftkammern des ZEUS-Innendetektors sowie Analysen zu Kammereigenschaften*, Dissertation, Physikalisches Institut, Universität Bonn, August 1993, BONN-IR-93-45.
- [27] HERA-ZEUS Upgrade Group, V. Noyes et al., ZEUS Interaction Region Upgrade, ZEUS Note 97-035, May 1997.
- [28] Mengel S., *Das Magnetfeld für den ZEUS Innendetektor, Analyse und Korrektur der Feldmessung*, Diplomarbeit, Physikalisches Institut, Universität Bonn, Juni 1992, BONN-IR-92-22 .
- [29] Mengel, S. *Erste Bestimmung der e/π -Trennleistung des ZEUS-Übergangsstrahlungsdetektors*, Dissertation, Physikalisches Institut, Universität Bonn, Dezember 1995, BONN-IR-95-25.

- [30] Mollen, J. *Entwicklung, Test und Implementation der Rekonstruktionssoftware für die Planaren Driftkammern des ZEUS-Detektors*, Dissertation, Physikalisches Institut, Universität Bonn, August 1995, BONN-IR-95-18.
- [31] Müsch, H. *Entwicklung und Bau des ZEUS-Übergangsstrahlungsdetektors*, Dissertation, Physikalisches Institut, Universität Bonn, März 1993, BONN-IR-93-18.
- [32] Perkins D. H., *Introduction to high energy physics*, Addison-Wesley Publishing Company, 1987 .
- [33] Polini A. *Exclusive Photoproduction of $J/\Psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$* , ZEUS Caollab. Meeting, Febr 2000 .
- [34] Perl M. L., *High Energy Hadron Physics*, New York, Wiley, 1974 .
- [35] Regler M., Frühwirt .R *Reconstruction of charged tracks*, Plenum Publ. Corp. Univ of Rochesetr, 1988 .
- [36] Rembser, C. *Identifikation geladener Teilchen mit dem ZEUS-Übergangsstrahlungsdetektor*, Dissertation, Physikalisches Institut, Universität Bonn, Juli 1997, BONN-IR-97-10.
- [37] Ryskin, et al. Z. Phys. C76 (1997) 231 .
- [38] Schattevoy, R. *Untersuchungen und Entwicklungen zur Spurerkennung in den Vorwärtsdriftkammern des ZEUS-Detektors*, Diplomarbeit, Physikalisches Institut, Universität Bonn, 1990, Bonn-IR-90-28 .
- [39] Schattevoy, R *Optimierung, Validation und Analyse der ZEUS-Ereignisselektion unter besonderer Berücksichtigung der Kalorimetrie*, Dissertation, Physikalisches Institut, Universität Bonn, Mai 1994, BONN-IR-94-08.
- [40] Schlenstedt, S. *Luminosity calculation and EVTAKKE 1992–97*, WWW, <http://zedy00.desy.de/~schlenst/>.
- [41] Schneekloth, U. Recent HERA Results and Future Prospects, Report DESY–98–060, DESY, 1998.
- [42] Schnurbusch, H. *Untersuchungen zu hochenergetischen Elektronen im ZEUS-Vorwärtsdetektor*, Diplomarbeit, Physikalisches Institut, Universität Bonn, Juni 1998, BONN-IB-98-20.
- [43] Schnurbusch, H., Results from FTD Alignment for the 1998/99 Running Period ZEUS Note 99-025, 26 April 1999.
- [44] Sommerfeld A, *Partial Differentiell Equations in Physics* , Academic Press, 1949 .

-
- [45] Stamm, J. *Die Auslese des ZEUS-Vorwärtsdetektors und Untersuchungen zur ρ' -Resonanz in der Photoproduktion von $\pi^+\pi^-$ -Paaren*, Dissertation, Physikalisches Institut, Universität Bonn, Dezember 1997, BONN-IR-97-21.
- [46] Voss K., *Neue Entwicklung bei der Spurrekonstruktion in den planaren Driftkammern*, Diplomarbeit, Physikalisches Institut, Universität Bonn, März 2000, BONN-IB-2000-08 .
- [47] Watson G. N. , Proc. R. Soc. **95** (1918) 83 .
- [48] Wieber H., *Digitale Filter: Datenreduktion bei der Auslese der planaren Driftkammern des ZEUS-Experimentes*, Diplomarbeit, Physikalisches Institut, Universität Bonn, Februar 1997, BONN-IB-97-27 .
- [49] ZEUS Collaboration, A Microvertex Detector for ZEUS, ZEUS Note 97-006, 22 January 1997.
- [50] ZEUS Collaboration, Exclusive Electroproduction of rho and J/psi Mesons at HERA, International Conference for High Energy Physics at Vancouver 1998.
- [51] ZEUS Collaboration, ed. I. Brock, *A Straw-Tube Tracker for ZEUS*, Zeus Note 98-046, 1998.
- [52] ZEUS Collaboration, ed. U. Holm, *The ZEUS Detector*, Status Report, 1993.