

C

Interner Bericht
DESY F35D-96-13
August 1996

not complete

Erzeugung von ϕ - Mesonen
in der tiefunelastischen ep - Streuung

VOH

Eigentum der Property of	DESY	Bibliothek library
Zugang: Accessions:	19. AUG. 1996	
Leihfrist: Loan period:	7	Tage days

H. Landfermann



**Erzeugung von ϕ - Mesonen
in der tiefunelastischen
ep - Streuung**

Experimentelle Diplomarbeit
am Fachbereich Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von

Heike Landfermann ✓

Hamburg 1996

Erzeugung von ϕ - Mesonen in der tiefunelastischen *ep* - Streuung

Experimentelle Diplomarbeit
am Fachbereich Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von

Heike Landfermann

Hamburg 1996

Kurzfassung

In dieser Analyse wurden die im Jahre 1994 mit dem ZEUS-Detektor genommenen Daten verwendet, um die Produktion von ϕ -Mesonen in der tiefunelastischen ep -Streuung bei HERA zu untersuchen. Die Reaktion $e^+p \rightarrow e^+\phi p$ wurde im Bereich von $7 < Q^2 < 25$ GeV^2 und $0.02 < y < 0.2$ analysiert. Der ep -Wirkungsquerschnitt ergab sich zu $(0.035 \pm 0.006 \pm 0.008)$ nb, der γ^*p -Wirkungsquerschnitt wurde in zwei Bereichen von Q^2 zu $(10.1 \pm 2.5 \pm 2.4)$ nb für ein mittleres Q^2 von 8.0 GeV^2 und zu $(3.6 \pm 0.9 \pm 0.9)$ nb für ein mittleres Q^2 von 13.1 GeV^2 errechnet. Nimmt man eine Abhängigkeit der Form $\sigma \sim Q^{-2\alpha}$ an, so konnte in dieser Analyse α zu 2.1 ± 0.7 bestimmt werden. Die Ergebnisse sind in Übereinstimmung mit den von ZEUS veröffentlichten Daten [ZEU96b].

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	HERA und ZEUS	4
2.1	Der HERA-Speicherring	4
2.2	Der ZEUS-Detektor	5
3	Theoretische Grundlagen	11
3.1	Tiefunelastische ep - Streuung (DIS)	11
3.1.1	Die kinematischen Variablen	11
3.1.2	ep - und γ^*p - Wirkungsquerschnitte	14
3.1.3	Quantenchromodynamik (QCD)	16
3.2	Diffraktion	16
3.2.1	Protodissoziation	17
3.2.2	Modelle der perturbativen QCD	18
3.3	Photoproduktion	22
4	Monte-Carlo-Simulation	23
5	Selektion der Daten	26
5.1	Trigger	26
5.1.1	DIS-Trigger	27
5.2	Rekonstruktion der Ereignisse	27
5.3	Datensatz	29
5.4	Ereignisauswahl	29

5.4.1	Auswahl der Spuren	32
5.4.2	Bedingungen für den Ereignisvertex	32
5.4.3	Nachweis des Positrons	33
5.4.4	Positronpositionsschnitt (Boxcut)	36
5.4.5	Abtrennung des Photoproduktions-Untergrundes	36
5.4.6	Vergleich von Energie und Impuls	38
5.4.7	Transversalimpuls des Vektormesons	40
5.4.8	Massenschnitt	40
5.4.9	Offline-Schnitte zur Ereignisauswahl	42
6	Ergebnisse	43
6.1	Akzeptanz	44
6.1.1	Vergleich Daten – Monte-Carlo-Simulation	47
6.2	Abschätzung des Untergrundes	50
6.3	Berechnung der Wirkungsquerschnitte	52
6.3.1	ep - Wirkungsquerschnitt	52
6.3.2	γ^*p - Wirkungsquerschnitt	52
6.3.3	Systematische Fehler	53
6.3.4	Q^2 -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts	54
7	Zusammenfassung	55
	Literaturverzeichnis	56

Abbildungsverzeichnis

1.1	Kinematische Ebene $Q^2 - x$	2
2.1	Der Speicherring HERA und seine Vorbeschleuniger.	5
2.2	Der ZEUS-Detektor im Querschnitt.	6
2.3	Der ZEUS-Detektor im Längsschnitt.	6
2.4	Das ZEUS-Koordinatensystem.	7
2.5	Gliederung des ZEUS-Kalorimeters.	9
3.1	Feynmangraphen niedrigster Ordnung der e^+p -Streuung.	12
3.2	Diffraktive Prozesse.	17
3.3	Exklusive Produktion des ϕ -Mesons.	17
3.4	Diffraktive Vektormesonproduktion mit Protodissoziation.	18
3.5	Feynman-Diagramme nach Ryskin.	20
3.6	Zwei-Gluon-Austausch.	21
3.7	Photoproduktion eines Vektormesons in der e^+p -Streuung.	22
4.1	Generierte kinematische Verteilungen mit Gewichten	24
4.2	ϕ -Massenverteilung in der Monte-Carlo-Simulation	25
5.1	Ereignisrekonstruktion bei ZEUS.	28
5.2	ZEUS-Luminosität in 1994	30
5.3	LAZE-Abbildung eines ϕ -Ereignisses	31
5.4	LAZE-Ereignis mit drei Spuren	32
5.5	z -Vertex-Verteilung	33
5.6	SINISTRA-Wahrscheinlichkeit für ein elektromagnetisches Cluster	34

5.7	Vergleich von Effizienz und Reinheit für zwei Elektronfinder	35
5.8	Effizienz und Reinheit in Abhängigkeit der Positronenergie	35
5.9	Verteilung des Streuwinkels θ des Positrons	36
5.10	Boxcut	37
5.11	δ -Verteilung	38
5.12	Energie/Impuls-Verteilung	39
5.13	Invariante Masse M_{KK} mit p_t^2 -Schnitt	41
6.1	$Q^2 - x$ -Ebene	43
6.2	Akzeptanzen in y und in Q^2	45
6.3	Akzeptanzen in y und in Q^2 für den ausgewählten kinematischen Bereich	45
6.4	Akzeptanzen in % in der $y - Q^2$ -Ebene für den ausgewählten kinematischen Bereich.	46
6.5	Reinheit in der $y - Q^2$ -Ebene für den ausgewählten kinematischen Bereich.	47
6.6	Vergleich der kinematischen Variablen Monte Carlo/Daten	48
6.7	Vergleich der p_t^2 - und der Vertexverteilung Monte Carlo/Daten	48
6.8	Vergleich der Positronenergie Monte Carlo/Daten	49
6.9	Massenverteilung mit ϕ -Peak	50
6.10	Invariante Masse des K^+K^- -Systems	51

Tabellenverzeichnis

1.1	Zerfallsarten des ϕ -Mesons.	3
2.1	Wichtige HERA-Parameter	5
6.1	Systematische Fehler.	54

Kapitel 1

Einleitung

Streuexperimente haben sich schon oft als eine geeignete Methode erwiesen, um die Struktur der Materie zu erforschen. Dabei wird ein hochenergetisches Teilchen an der zu untersuchenden Probe gestreut, und aus der Winkel- und Energieverteilung des gestreuten Teilchens schließt man dann auf die Struktur der Probe. Ein Beispiel ist der Versuch von Rutherford (1911), in dem durch den Beschuß einer Goldfolie mit α -Teilchen Informationen über den Aufbau der Atome gewonnen werden konnte.

Um die Struktur der Nukleonen zu erkunden, werden Leptonstrahlen eingesetzt. Bei sogenannten *fixed target* Experimenten, wo man Leptonen auf feste Nukleon-Ziele schießt, werden Lepton-Nukleon-Schwerpunktsenergien bis zu 30 GeV erreicht. Höhere Energien und somit höhere Auflösungen konnten mit Speicherringen erzielt werden, wo beispielsweise Protonen ebenso wie Elektronen beschleunigt und dann aufeinandergeschossen werden.

Seit April 1992 wird am HERA-Speicherring in Hamburg die Streuung von Elektronen (bzw. Positronen) und Protonen mit den Detektoren H1 und ZEUS untersucht. Dabei erreicht man Schwerpunktsenergien von bis zu 300 GeV. Verglichen mit *fixed target* Lepton-Nukleon-Experimenten liegt der mit HERA erreichbare kinematische Bereich um zwei Größenordnungen höher in der Auflösung Q^2 und um zwei Größenordnungen niedriger in der Bjorken- x -Variable (siehe Abb.1 [QUA96]). Die sich daraus ergebenden Experimentiermöglichkeiten sind nun sehr vielfältig.

Die Erzeugung von Vektormesonen $ep \rightarrow eVp$ beispielsweise kann bei HERA sowohl in der Photoproduktion als auch in der tiefinelastischen Streuung untersucht werden. Für die Beschreibung dieser Reaktionen gibt es mehrere Ansätze, z.B. die Theorie der „harten“ Prozesse, die sich in der perturbativen Quantenchromodynamik berechnen lassen, und die Theorie der nicht-perturbativen, „weichen“ Prozesse. Bisherige Ergebnisse von *fixed target* Experimenten zur Produktion von Vektormesonen liegen bei sehr viel niedrigeren Schwerpunktsenergien als bei HERA. Für $Q^2 > 5 \text{ GeV}^2$ existieren Analysen der Experimente NMC (New Muon Collaboration) [NMC94] und EMC (European Muon Collaboration) [EMC88].

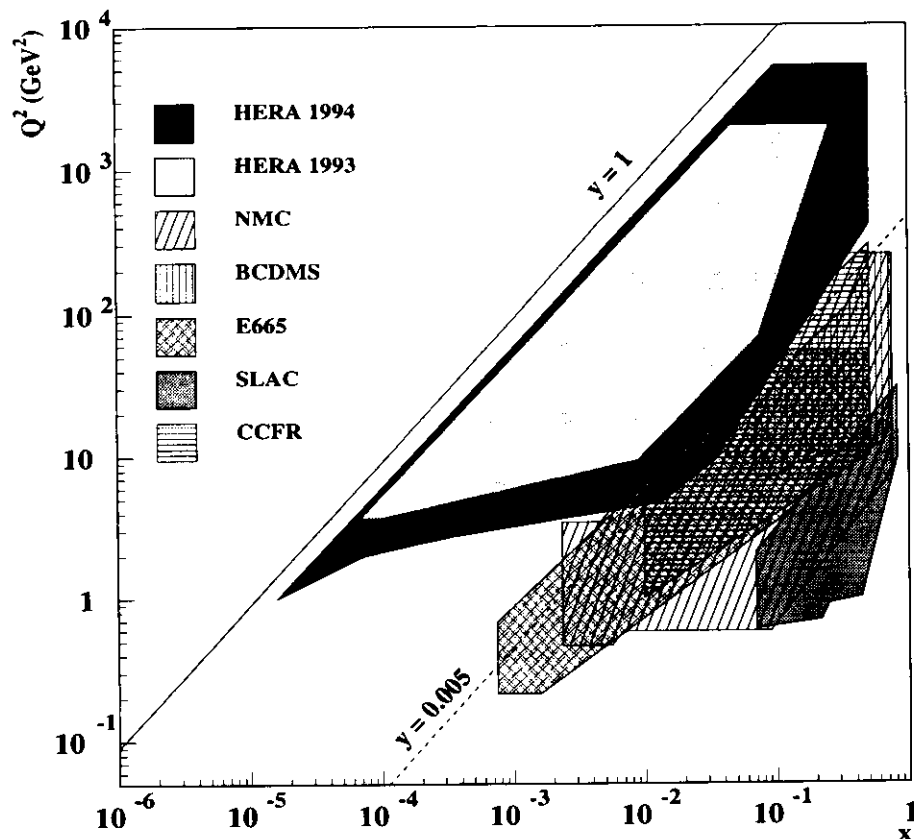


Abbildung 1.1: Kinematische Ebene $Q^2 - x$. Eingezeichnet sind die kinematischen Regionen von HERA 1993 und 1994 sowie Datenbereiche von einigen fixed target Experimenten [QUA96].

Mit den bei HERA gewonnenen Daten können neue Untersuchungen in einer erweiterten kinematischen Region bezüglich dieser Theorien und Aussagen darüber gemacht werden, in wieweit die Produktion von Vektormesonen durch perturbative oder nicht-perturbative Beiträge bestimmt wird. Die bereits bei HERA untersuchte Photoproduktion von ϕ -Mesonen ist konsistent mit Modellen des „soft Pomeron“ [ZEU96a], die Produktion von ρ -Mesonen in der tiefunelastischen Streuung [ZEU95b] jedoch läßt sich mit Rechnungen der perturbativen Quantenchromodynamik erklären.

In dieser Arbeit soll nun die Reaktion der exklusiven Produktion von ϕ -Mesonen $\gamma^* p \rightarrow \phi p$ in der tiefunelastischen ep -Streuung bei HERA anhand der mit dem ZEUS-Detektor gewonnenen Daten des Jahres 1994 betrachtet werden. Exklusiv bedeutet hier, daß, abgesehen vom Proton, das Vektormeson das einzige hadronische Endzustandsteilchen ist. Nachgewiesen werden soll der Zerfall des ϕ -Mesons in die zwei Kaonen $K^+ K^-$. Zu den Zerfallsarten des ϕ siehe Tabelle 1.1.

Nach der obigen Einleitung wird im zweiten Kapitel ein Überblick über die experimentel-

Meson	Quarkinhalt	Zerfallsprodukte	Verzweigungsverhältnis
$\phi(1020)$	$s\bar{s}$	K^+K^-	49.1 %
		K_LK_S	34.3 %
		$\rho\pi$	12.9 %

Tabelle 1.1: Zerfallsarten des ϕ -Mesons.

len Gegebenheiten, also über den Speicherring HERA und den ZEUS-Detektor gegeben, im dritten Kapitel folgt eine kurze Beschreibung der theoretischen Grundlagen. Nachdem im vierten Kapitel die Monte-Carlo-Simulation erläutert wird, handelt Kapitel 5 von der Auswahl der gewünschten Daten aus der gesamten Datenmenge. Im sechsten Kapitel werden die Ergebnisse vorgestellt, und Kapitel 7 enthält eine kurze Zusammenfassung.

Kapitel 2

HERA und ZEUS

2.1 Der HERA-Speicherring

Die **Hadron-Elektron-Ring-Anlage** HERA am **Deutschen Elektronen-Synchrotron** DESY in Hamburg ist weltweit der einzige Speicherring, in dem Protonen und Elektronen (bzw. Positronen) zur Kollision gebracht werden. Der HERA-Ring befindet sich in einem Tunnel mit dem Umfang 6336 m in 10–25 m Tiefe unter der Erdoberfläche und enthält zwei verschiedene Beschleunigersysteme, in denen Teilchenpakete von Protonen und Elektronen umlaufen. In vier unterirdischen Hallen befinden sich vier Experimente mit großen Detektoren: H1 und ZEUS untersuchen die Elektron-Proton-Kollisionen, die anderen beiden Experimente arbeiten mit internen feststehenden Zielen und dem Positronenstrahl (HERMES) bzw. dem Protonenstrahl (HERA-B). Weitere Informationen zu HERMES und HERA-B finden sich in [HERM93] bzw. in [HERB94]. Abbildung 2.1 zeigt den HERA-Ring und das System der Vorbeschleunigerringe.

Seit Beginn des Forschungsprogramms 1992 konnte die Leistung von HERA in jeder Datennahmeperiode weiter gesteigert werden. Ein entscheidender Parameter ist hierbei die sogenannte Luminosität \mathcal{L} . Mit den im Detektor gemessenen Zählraten N bestimmter Prozesse können daraus die Wirkungsquerschnitte σ über $N = \mathcal{L} \cdot \sigma$ berechnet werden. Durch die Umstellung von Elektronen zu Positronen im Jahre 1994 konnte die Lebensdauer des Strahls von zwei auf acht Stunden verlängert werden, was zu einer deutlichen Steigerung der Luminosität führte.

In einem Protonen- oder Elektronenpaket befinden sich etwa $4 \cdot 10^{10}$ Teilchen, in einer Strahlfüllung waren im Jahre 1994 etwa 170 Pakete jeder Teilchensorte vorhanden. Alle 96 ns treffen ein Proton- und ein Elektronpaket aufeinander.

Einige wichtige HERA-Daten sind in Tabelle 2.1 [HOL96] dargestellt, weitere Informationen zum HERA-Forschungsprogramm finden sich in [WOL94].

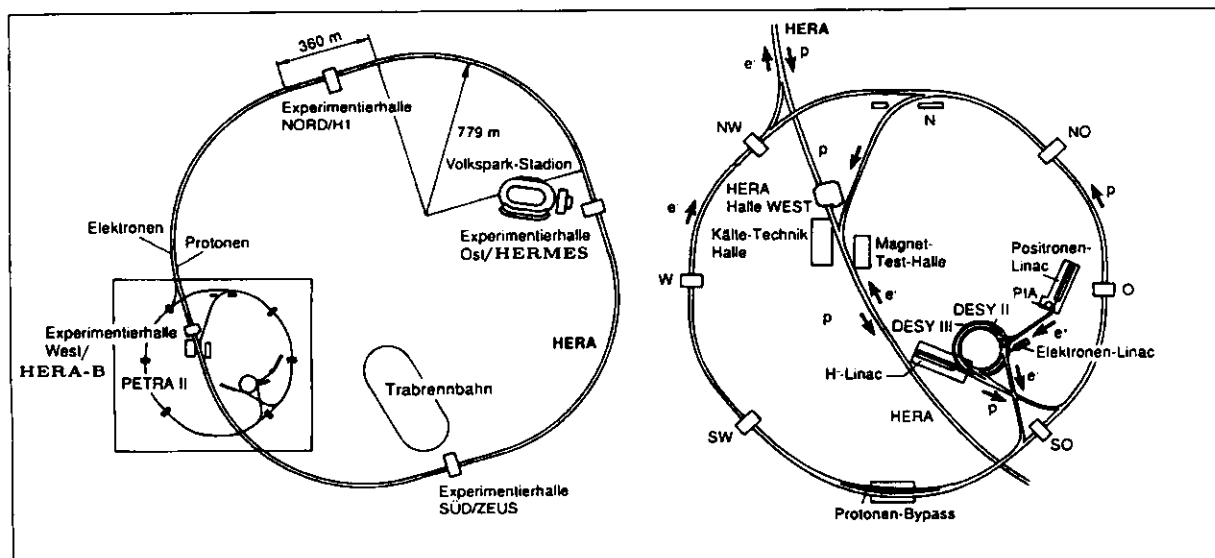


Abbildung 2.1: Der Speicherring HERA mit seinen vier Experimentierhallen (links) und seinem Vorbeschleunigersystem (rechts). In den vier Experimentierhallen befinden sich die Experimente ZEUS (Halle Süd), HERA-B (Halle West), H1 (Halle Nord) und HERMES (Halle Ost).

Parameter	1993-Werte		1994-Werte		1995-Werte		Design-Werte	
	e^-	p	e^\pm	p	e^+	p	e^\pm	p
Teilchenenergie [GeV]	26.6	820	27.5	820	27.5	820	30	820
Strahlstrom [mA]	15.0	15.0	25.0	50	30-41	55-73	58	160
Anzahl der Teilchenpakete	90	90	168	170	189	180	210	210
Anzahl der Teilchen pro Paket [10^{10}]	2.0	2.0	3.6	4.0	3.6	4.2-5.3	3.6	10
Luminosität \mathcal{L} [$10^{30} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$]	1.0		5.3		3.9-7.2		15	
Integrierte Luminosität [pb^{-1}]	1.088		6.216		12.150		100	
Schwerpunktenergie [GeV]	295		300		300		314	

Tabelle 2.1: Wichtige HERA-Parameter.

2.2 Der ZEUS-Detektor

Der ZEUS-Detektor ist einer der beiden Universaldetektoren am HERA-Ring, der zur Vermessung der Elektron-Proton-Kollisionen gebaut wurde. Eine Kollaboration mit 450 Wissenschaftlern aus 11 Ländern ist an diesem Experiment beteiligt.

Der Aufbau des ZEUS-Detektors ist als Querschnitt und als Längsschnitt in den Abbildungen 2.2 und 2.3 zu sehen.

Das Koordinatensystem von ZEUS wurde so gewählt, daß der Ursprung im nominellen Wechselwirkungspunkt im Zentrum des Detektors liegt. Die x-Achse ist dabei horizontal

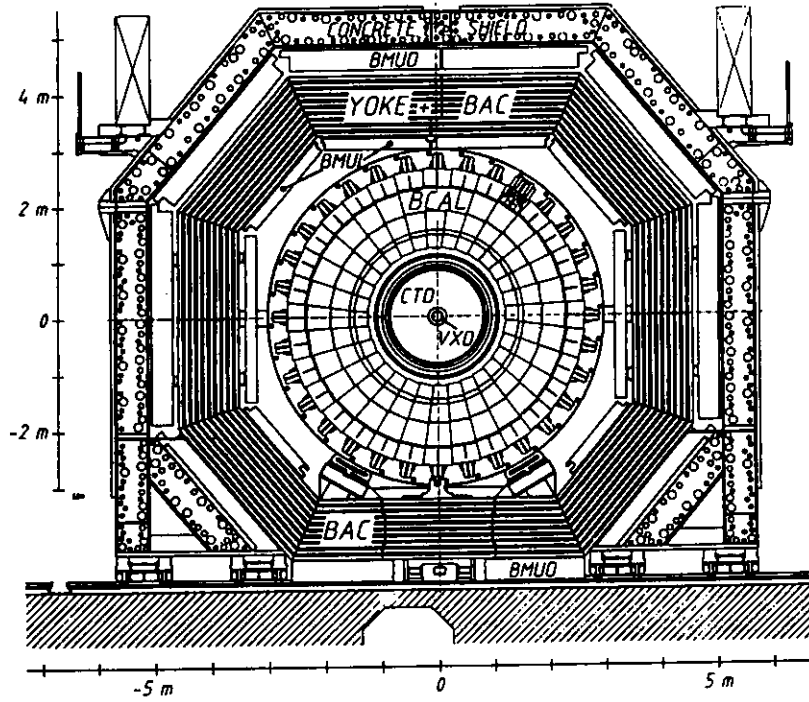


Abbildung 2.2: Der ZEUS-Detektor im Querschnitt.

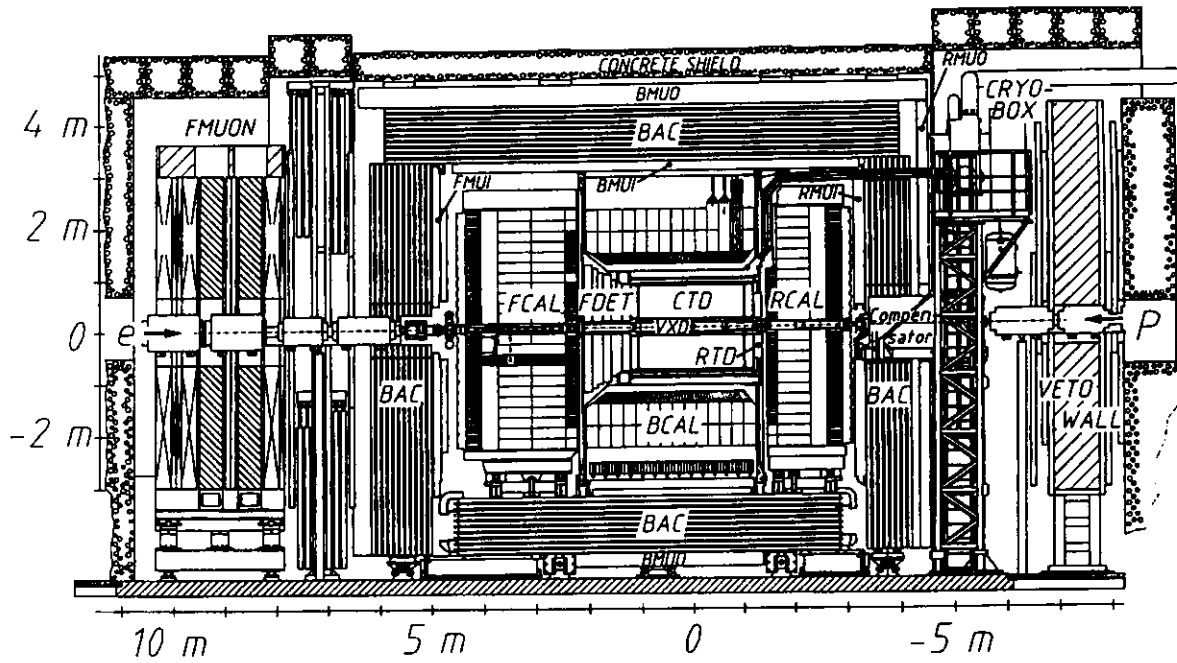


Abbildung 2.3: Der ZEUS-Detektor im Längsschnitt.

und zeigt in das Zentrum des Speicherrings, die y-Achse weist nach oben, und die z-Achse verläuft entlang der Vorwärtsrichtung der Protonen. Der Azimutalwinkel ϕ wird in Bezug auf die positive x-Achse gemessen, der Polarwinkel θ gegen die positive z-Achse (siehe Abbildung 2.4).

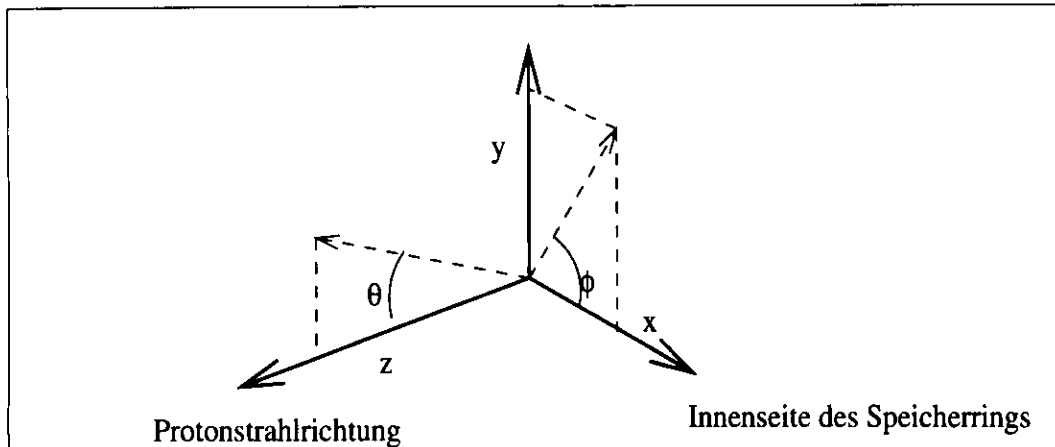


Abbildung 2.4: Das ZEUS-Koordinatensystem.

Betrachtet man den Querschnitt des Detektors, so ist die Symmetrie bezüglich des Azimutalwinkels zu erkennen. In z-Richtung jedoch (Abbildung 2.3) ist die Asymmetrie durch die unterschiedlichen Strahlenergien von Positronen (27.5 GeV) und Protonen (820 GeV) bedingt. Da in Vorwärtsrichtung der Protonen mit bedeutend höheren Energien pro Teilchen und größeren Teilchendichten als in der Gegenrichtung zu rechnen ist, wurde der Detektor dort weiter ausgebaut.

In diesem Kapitel werden nun die wichtigsten Elemente des Detektors kurz erläutert, eine detaillierte Beschreibung von ZEUS findet sich in [HOL93].

- **Die Spurkammern**

Im Inneren des Detektors befinden sich mehrere Driftkammern. Mit ihrer Hilfe werden die Spuren geladener Teilchen rekonstruiert und der primären Wechselwirkungspunkt bestimmt [BRO89]. Direkt um das Strahlrohr befindet sich als innerste Komponente der Vertexdetektor (VXD) mit einem Durchmesser von 32 cm. Mit seiner Ortsauflösung von etwa $50 \mu\text{m}$ kann der Vertexdetektor den Wechselwirkungspunkt präzise bestimmen. Die zentrale Spurkammer (CTD), die den Vertexdetektor zylindrisch umfaßt, ist eine in neun sogenannte „Superlagen“ aufgeteilte Driftkammer, wobei jede Superlage wiederum aus acht Drahtlagen besteht. In vier dieser Superlagen sind die Drähte gegenüber der z-Achse um $\pm 5^\circ$ gedreht („z-stereolayers“), was die Bestimmung der z-Koordinate ermöglicht. Insgesamt deckt die CTD einen Polarwinkelbereich von $15^\circ < \theta < 164^\circ$ ab.

Vertexdetektor und Spurkammer befinden sich in einem Magnetfeld der Feldstärke 1.43 T, das von einer die CTD umschließenden supraleitenden Spule erzeugt wird.

Somit können Ladung und Impuls der Reaktionsprodukte durch die Krümmungsrichtung und den Krümmungsradius der Spuren ermittelt werden. Durch Kombination der Daten aus Vertex- und Spurdetektor erhält man für die Rekonstruktion des primären Vertex eine Auflösung von 4 mm in z -Richtung und 1 mm in der $r - \varphi$ -Ebene. Die Impulsauflösung für Spuren, die alle Superlagen durchqueren, beträgt $\sigma(p_t)/p_t \simeq \sqrt{(0.005p_t)^2 + (0.016)^2}$ (p_t in GeV).

Weitere Spurkammern befinden sich in Vorwärts- (FDET) und Rückwärtsrichtung (RTD).

- **Das Kalorimeter**

An die Spule schließt sich das hochauflösende Uran-Szintillator-Kalorimeter an, das zur genauen Energiemessung der entstehenden Teilchen und Teilchenjets dient [AND91]. Das ZEUS-Kalorimeter ist ein sogenanntes „Sandwichkalorimeter“; Lagen von 3.3 mm abgereicherten Uran und 2.6 mm Szintillatormaterial wechseln sich ab. Durch Aufschauern der Teilchen im Uran und Nachweis dieser Schauer in den Szintillatorplatten können die Energien der Reaktionsprodukte bestimmt werden. Die Dicke der Uran- und Szintillatorschichten wurde so bestimmt, daß elektromagnetische und hadronische Wechselwirkungsteilchen gleicher Energie ein gleich großes Signal im Kalorimeter liefern; das Kalorimeter arbeitet also voll kompensierend. Die Auslese des im Szintillatormaterial entstandenen Lichts erfolgt durch Wellenlängenschieber und Photoelektronenvervielfacher (engl. *Photomultiplier*), wobei das UV-Licht des Szintillators in Licht größerer Wellenlänge umgewandelt und zu den Photomultipliern weitergeleitet wird. Dort werden die Lichtsignale in elektrische Signale weiterverarbeitet. Aus der Größe und Form dieser Signale kann man dann auf Energie und Zeit der Teilchen zurückschließen.

Das Kalorimeter läßt sich in die drei Segmente Vorwärts- (FCAL), Rückwärts- (RCAL) und zentrales (BCAL) Kalorimeter aufteilen. Dabei deckt das FCAL einen Winkelbereich von 2.2° – 39.9° in θ ab, das BCAL einen Bereich von 36.7° – 129.2° und das RCAL einen Bereich von 128.1° – 176.5° . Insgesamt wird vom Kalorimeter 99.7% des Raumwinkels erfaßt. Jedes der drei Kalorimerelemente besteht aus mehreren Kalorimetertürmen, die wiederum in eine elektromagnetische (EMC-) Sektion, wo hauptsächlich Elektronen ihre Energie deponieren, und zwei (FCAL, BCAL) bzw. eine (RCAL) hadronische (HAC-) Sektion(en) unterteilt sind (siehe Abb. 2.5).

Die Energieauflösung des Kalorimeters wurde in Teststrahlungsmessungen zu

$$\sigma(E)/E = 35\%/\sqrt{E[\text{GeV}]}$$

für Hadronen und zu

$$\sigma(E)/E = 18\%/\sqrt{E[\text{GeV}]}$$

für Elektronen bestimmt.

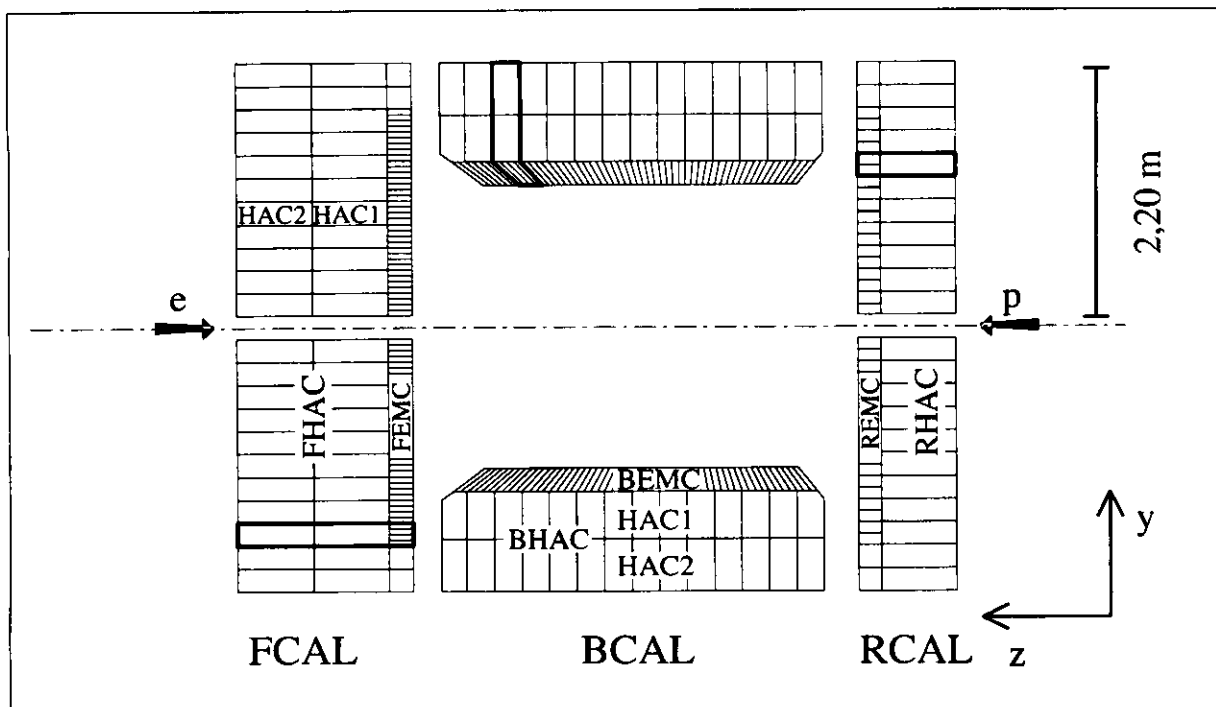


Abbildung 2.5: Darstellung des ZEUS-Kalorimeters. Das Kalorimeter ist in Vorwärtskalorimeter (FCAL), zentrales Kalorimeter (BCAL) und Rückwärtskalorimeter (RCAL) gegliedert. Beispiele für Kalorimetertürme sind schwarz umrandet.

- **SRTD**

Um die Position von Positronen, die unter kleinen Winkeln gestreut werden, genauer bestimmen zu können, wurde Anfang 1994 der Small Angle Rear Track Detector (SRTD) [BAM95] in den Rückwärtsbereich des Kalorimeters eingebaut. Er bedeckt die Region der acht RCAL-Türme, die sich am nächsten am Strahlrohr befinden und besteht aus vier Quadranten, die insgesamt eine Fläche von $68 \times 68 \text{ cm}^2$ überdecken, wobei ein Gebiet von $20 \times 20 \text{ cm}^2$ in der Mitte für das Strahlrohr ausgespart ist. Jeder Quadrant besteht aus zwei, orthogonal zueinander befindlichen Lagen aus Szintillatorstreifen, die mit optischen Fasern und Photomultipliern ausgelesen werden. Aufgrund seiner feineren Segmentierung hat der SRTD eine ungefähr dreimal bessere Ortsauflösung als das Kalorimeter, sie beträgt etwa 3 mm [FLE95].

- **Eisenjoch und Außenkalorimeter**

Das Kalorimeter wird von einem oktagonförmigen Eisenjoch (YOKE) umschlossen, das zur Rückführung des magnetischen Flusses der supraleitenden Spule dient. Da zwischen die Eisenplatten des Jochs zusätzlich gasgefüllte Proportionalkammern eingebaut wurden, kann das Eisenjoch als ein weiteres Kalorimeter (BAC) eingesetzt werden. Dieses Außenkalorimeter ermöglicht, auch Energien von spätschauernden Teilchen oder von Myonen nachzuweisen, die nur zum Teil im Inneren des Uran-Kalorimeter deponiert werden.

- **Die Myonkammern**

Ebenso wie beim Kalorimeter gibt es drei Elemente der Myondetektoren: die Vorwärts- (**FMUON**), die Rückwärts- (**RMUON**) und die zentrale (**BMUON**) Myonkammer. Die Aufgabe der Myonkammern ist es, Spuren von Teilchen zu identifizieren, die das gesamte Kalorimeter und das Eisenjoch durchquert haben. Die Impulse dieser Myonkandidaten werden gemessen, indem die Positionen der Teilchen vor und hinter dem Eisenjoch bestimmt werden.

- **Der Luminositätsdetektor**

Die Luminosität wird mit Hilfe des Bremsstrahlungsprozesses $e^+p \rightarrow e^+p\gamma$ gemessen. Zum Nachweis der in dieser Reaktion entstandenen Positronen und Photonen sind bei $z = -35$ m und bei $z = -107$ m Blei-Szintillatorkalorimeter angebracht. Mit der Zählrate aus dem Photonenkalorimeter und dem berechenbaren Wirkungsquerschnitt der obigen Bethe-Heitler-Reaktion läßt sich die Luminosität bestimmen.

Kapitel 3

Theoretische Grundlagen

3.1 Tiefunelastische ep - Streuung (DIS)

Bei der tiefunelastischen Streuung (engl. *deep inelastic scattering*, *DIS*) werden zwischen Positron und Proton Eichbosonen ausgetauscht. Man unterscheidet dabei Ereignisse mit neutralem Strom (engl. *neutral current*, *NC*), wo ein γ oder ein Z^0 ausgetauscht wird, und Ereignisse mit geladenem Strom (engl. *charged current*, *CC*) mit einem W^+ - bzw. W^- -Boson (siehe Abb. 3.1).

Bei einem NC-Ereignis strahlt das einlaufende Positron beispielsweise ein Photon ab, welches dann mit einem der Quarks im Proton wechselwirkt. Der Austausch von Z^0 -Teilchen wird aufgrund ihrer großen Masse erst bei sehr hohen Impulsüberträgen Q^2 wichtig. Bei einem CC-Ereignis erfolgt die Wechselwirkung zwischen dem Positron und dem Proton über den Austausch eines W^+ - oder eines W^- -Teilchens, wobei das einlaufende Positron in ein Antineutrino umgewandelt wird. Als tiefunelastisch bezeichnet man Ereignisse mit hohen Viererimpulsüberträgen ($Q^2 > 1 \text{ GeV}^2$).

Als typischen Endzustand eines DIS-Ereignisses erhält man ein Lepton und einen „Stromjet“ aus dem gestreuten Quark. Der Protonrestjet deponiert seine Energie in einem Kegel von etwa 10 mrad um die Strahlachse und kann daher vom Detektor nicht vollständig erfaßt werden.

In dieser Analyse werden nur Ereignisse des neutralen Stroms betrachtet.

3.1.1 Die kinematischen Variablen

Die tiefunelastische ep - Streuung kann durch die drei kinematischen Variablen x , Q^2 und s beschrieben werden:

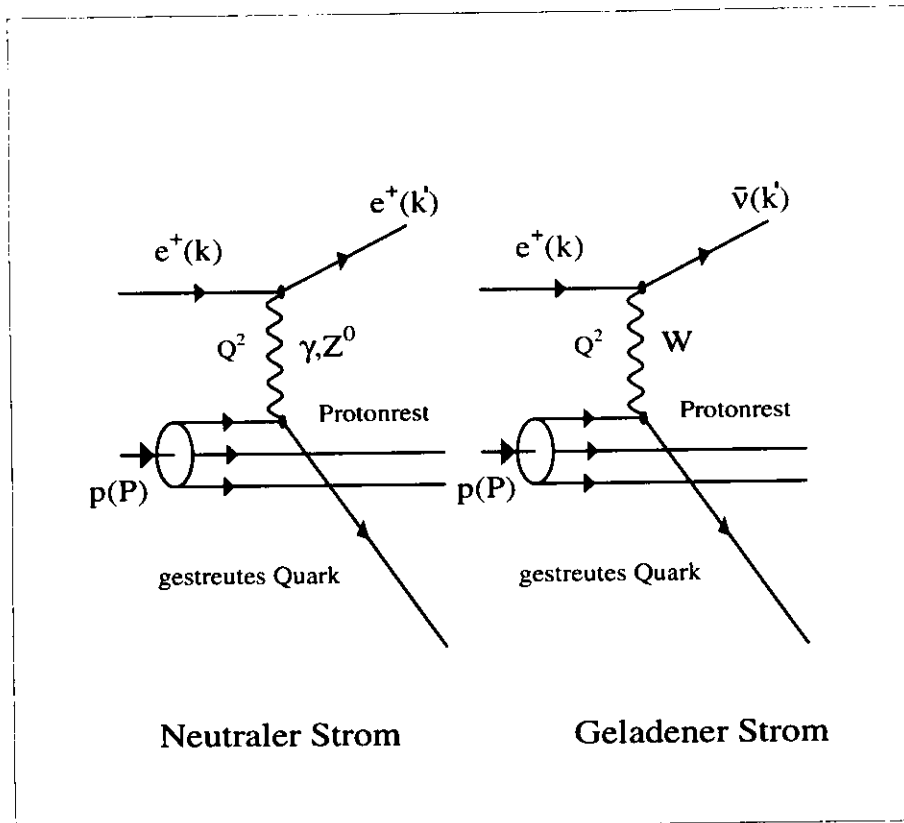


Abbildung 3.1: Tiefunelastische Positron-Proton-Streuung über neutrale Ströme (NC, links) und über geladene Ströme (CC, rechts). Die Vierervektoren der Teilchen stehen in Klammern.

- Q^2 ist das negative Impulsübertragsquadrat, das vom virtuellen Photon getragen wird:

$$Q^2 = -q^2 = -(k - k')^2,$$

wobei k und k' die Viererimpulse des einlaufenden bzw. auslaufenden Positrons sind;

- x ist die Bjorken-Skalenvariable, die im Quark-Parton-Modell dem Impulsbruchteil des gestreuten Quarks am Protonimpuls entspricht:

$$x = \frac{Q^2}{2P \cdot q}$$

mit dem Viererimpuls P des einlaufenden Protons;

- und \sqrt{s} ist die Schwerpunktsenergie des ep -Systems:

$$s = (k + P)^2 \simeq 4E_e E_p,$$

wobei alle Ruhemassen bei HERA-Energien vernachlässigt werden können.

Weitere kinematische Größen sind y und W^2 :

- y ist der Anteil des Energieübertrags auf den hadronischen Endzustand:

$$y = \frac{P \cdot q}{P \cdot k};$$

- und W die Schwerpunktsenergie des γ^*p -Systems:

$$W^2 = (q + P)^2 = \frac{Q^2(1-x)}{x}.$$

Diese Größen sind allerdings nicht unabhängig voneinander, da gilt:

$$Q^2 = s \cdot x \cdot y$$

Da durch die Messung von gestreutem Elektron und Stromjet das System überbestimmt ist, können die kinematischen Variablen Q^2 , x und y auf verschiedene Weise berechnet werden; beispielsweise aus Energie und Winkel des gestreuten Elektrons, aus Energie und Winkel des hadronischen Endzustands oder aus einer Kombination der beiden Möglichkeiten.

1) Elektron-Methode

Benutzt man die Messung von Energie E'_e und Winkel θ'_e des gestreuten Elektrons, so erhält man:

$$\begin{aligned} y_e &= 1 - \frac{E'_e(1 - \cos \theta'_e)}{2E_e} \\ Q_e^2 &= 2E_e E'_e(1 + \cos \theta'_e) \\ x_e &= \frac{E'_e(1 + \cos \theta'_e)}{2yE_p}, \end{aligned}$$

E_e und E_p sind hierbei die Anfangsenergien von Elektron und Proton.

2) Jacquet-Blondel-Methode

Bei der Methode von Jacquet-Blondel summiert man Energie (E_h) und Impulskomponenten (p_{xh}, p_{yh}, p_{zh}) aller hadronischen Endzustände unter der Voraussetzung, daß man alle nicht-detektierten Teilchen vernachlässigen kann:

$$\begin{aligned} y_{JB} &= \frac{\sum_h (E_h - p_{zh})}{2E_e} \\ Q_{JB}^2 &= \frac{(\sum_h p_{xh})^2 + (\sum_h p_{yh})^2}{1 - y_{JB}} \\ x_{JB} &= \frac{Q_{JB}^2}{s \cdot y_{JB}} \end{aligned}$$

3) Doppelwinkel-Methode

Die Genauigkeit der Rekonstruktion der kinematischen Variablen kann durch Kombination der Elektron- und Hadroninformationen verbessert werden. So verwendet die sogenannte *double-angle* (DA) Methode zwei Winkel; den Streuwinkel θ'_e des Elektrons und den Winkel γ_h des Hadronsystems:

$$\begin{aligned}\cos \gamma_h &= \frac{(\sum_h p_{xh})^2 + (\sum_h p_{yh})^2 - (\sum_h (E_h - p_{zh}))^2}{(\sum_h p_{xh})^2 + (\sum_h p_{yh})^2 + (\sum_h (E_h - p_{zh}))^2} \\ Q_{DA}^2 &= \frac{4E_e^2 \sin \gamma_h (1 + \cos \theta'_e)}{\sin \gamma_h + \sin \theta'_e - \sin(\gamma_h + \theta'_e)} \\ x_{DA} &= \frac{E_e (\sin \gamma_h + \sin \theta'_e + \sin(\gamma_h + \theta'_e))}{E_p (\sin \gamma_h + \sin \theta'_e - \sin(\gamma_h + \theta'_e))} \\ y_{DA} &= \frac{Q_{DA}^2}{s \cdot x_{DA}}\end{aligned}$$

4) „constrained method“

In dieser Analyse wurde eine weitere Methode verwendet, die sogenannte *constrained method*. Hierbei werden die kinematischen Variablen aus Elektronwinkel θ'_e und aus Energie E_i und Impuls Komponenten $p_{x,y,zi}$ der zum Vektormesonzerfall gehörigen Spuren bestimmt. Auf diese Art erhält man eine wesentlich größere Auflösung. Man ist nicht mehr auf die Positronenergiemessung des Kalorimeters angewiesen, die aufgrund der in dieser Analyse kleinen y -Werte relativ schlecht ist, sondern man bezieht die Informationen für die Berechnung der kinematischen Variablen aus der Spurkammer, deren Auflösung für Spuren mit kleinen Energien sehr gut ist.

y wird nach der Jacquet-Blondel-Methode berechnet, also

$$y_{cs} = \frac{\sum (E_i - p_{zi})}{2E_e} \quad (3.1)$$

$$\text{mit } E - p_z = \sqrt{p_x^2 + p_y^2 + p_z^2 + m^2} - p_z,$$

wobei die Summe über die Spuren aus dem Vektormesonzerfall geht.

Setzt man $y_{JB} = y_e$, so erhält man daraus:

$$E'_e = \frac{2E_e - \sum (E_i - p_{zi})}{1 - \cos \theta'_e} \quad (3.2)$$

$$\text{Somit ist dann } Q_{cs}^2 = 2E_e E'_e (1 + \cos \theta'_e) \quad (3.3)$$

$$\text{und } x_{cs} = \frac{Q_{cs}^2}{s \cdot y_{cs}}. \quad (3.4)$$

3.1.2 ep - und γ^*p - Wirkungsquerschnitte

Der Wirkungsquerschnitt von ep - Reaktionen des neutralen Stroms läßt sich mittels der Protonstrukturfunktionen F_2 und F_L wie folgt schreiben:

$$\frac{d^2\sigma}{dydQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{Q^4y} \cdot [(1 + (1 - y)^2)F_2(x, Q^2) - y^2F_L(x, Q^2)]. \quad (3.5)$$

Die schwache Wechselwirkung mit der dritten Strukturfunktion F_3 wurde hierbei vernachlässigt, da ihr Beitrag erst bei höheren Impulsüberträgen Q^2 wichtig wird.

F_2 und F_L können dabei durch die Wirkungsquerschnitte σ_T und σ_L für die Streuung transversal bzw. longitudinal polarisierter Photonen ausgedrückt werden:

$$F_2 = \frac{Q^2}{4\pi\alpha}(\sigma_L + \sigma_T)$$

$$F_L = \frac{Q^2}{4\pi\alpha}\sigma_L$$

Der Wirkungsquerschnitt für die Streuung virtueller Photonen an Protonen kann durch den Positron-Proton-Wirkungsquerschnitt beschrieben werden:

$$\sigma(\gamma^*p \rightarrow \phi p) = (\sigma_T^{\gamma^*p} + \epsilon\sigma_L^{\gamma^*p}) = \frac{1}{\Gamma_T} \cdot \frac{d^2\sigma(ep \rightarrow e\phi p)}{dydQ^2} \quad (3.6)$$

Dabei ist Γ_T der Flußfaktor für transversal polarisierte virtuelle Photonen und ϵ das Verhältnis von longitudinalem zu transversalem Photonfluß. Diese beiden Parameter sind definiert durch:

$$\Gamma_T = \frac{\alpha_{em}(1 + (1 - y)^2)}{2\pi yQ^2} \quad (3.7)$$

$$\epsilon = \frac{2(1 - y)}{1 + (1 - y)^2}, \quad (3.8)$$

mit α_{em} , der Kopplungskonstante der elektromagnetischen Wechselwirkung. ϵ befindet sich in dieser Analyse im Bereich $0.97 < \epsilon < 1.0$.

Die obige Aufteilung des γ^*p - Wirkungsquerschnittes in Photonfluß Γ und ep - Wirkungsquerschnitt kann vorgenommen werden, wenn die Lebensdauer des virtuellen Photons im Vergleich zur Wechselwirkungszeit zwischen Photon und Proton groß ist.

3.1.3 Quantenchromodynamik (QCD)

Die Quantenchromodynamik (QCD) ist eine Theorie, um die Wechselwirkungen zwischen den Quarks mittels der starken Farbkraft zu beschreiben. Quarks können in den drei Farbladungen rot, blau und grün auftreten, Antiquarks tragen Antifarbe. Wechselwirkungen zwischen den Quarks sind symmetrisch gegenüber einer Transformation unter der Gruppe $SU(3)$, d.h. sie sind invariant gegenüber einer Eichtransformation der Farbladung. Ähnlich wie bei der elektromagnetischen Wechselwirkung wird auch die starke Kraft durch masselose Vektorbosonen vermittelt, durch die Gluonen. Die Gluonen existieren in acht verschiedenen Farb-Antifarbzuständen, es gibt also acht verschiedene Austauscheteilchen und sechs Arten von Ladung (Farben und Antifarben). Durch Paarbildungsprozesse können die Gluonen Quark-Antiquark-Paare, aber auch neue Gluonpaare bilden. Diese Selbstwechselwirkung bewirkt, daß mit ansteigendem Q^2 , also kleineren Abständen, die Kopplung zwischen Quarks und Gluonen abnimmt. Im Bereich großer Q^2 -Werte ist die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung $\alpha_s \ll 1$, so daß sich die Quarks wie freie Teilchen verhalten („Asymptotische Freiheit“). Hier können dann Rechnungen der perturbativen QCD verwendet werden. Bei großen Abständen dagegen wird auch α_s groß, die Quarks sind quasi eingeschlossen („Confinement“) und explizite Berechnungen werden schwierig.

Bei Reaktionen der tiefunelastischen Streuung mit neutralem Strom sind große Impulsüberträge Q^2 durch die hohe Virtualität des Photons gegeben, so daß die perturbative QCD (pQCD) hier angewendet werden könnte.

3.2 Diffraktion

Bei HERA wurde gemessen, daß etwa 5% aller tiefunelastischen Ereignisse eine große „Rapiditätslücke“ in bezug auf die Protonrichtung haben [ZEU93, H194]. Die Pseudorapidität η ist dabei definiert als $\eta = -\ln(\tan \theta/2)$, mit dem Polarwinkel θ . Solche Ereignisse werden als diffraktive Prozesse interpretiert, die durch den Austausch eines farblosen Objekts mit den Quantenzahlen des Vakuums gekennzeichnet sind. Dieses Austauscheteilchen wird allgemein als Pomeron \mathbb{P} bezeichnet.

Diffraktive Prozesse lassen sich in einfach ($a + b \rightarrow X + c$) und in doppelt ($a + b \rightarrow X + Y$) diffraktive Ereignisse einteilen, wobei bei HERA das vom Positron abgestrahlte Photon (a) und das gestreute Proton (b) diffraktiv dissoziieren können (Abb. 3.2). Bei diffraktiven Streuprozessen sind die Impulsüberträge $t = (P - P')^2$ zwischen Photon und Proton meist klein, das Pomeron trägt also nur einen kleinen Teil des Protonimpulses.

In Abbildung 3.3 [ZEU96b] ist die exklusive Produktion des ϕ -Mesons bei HERA dargestellt. Bei diesem Kanal handelt es sich um die diffraktive Streuung eines virtuellen Photons am Proton, als hadronische Endzustände liegen dann ein Vektormeson (bzw. dessen Zerfallsprodukte) und das Proton vor. Letzteres wird unter einem Winkel θ von weniger als 2° gestreut und verläßt den Detektor durch das Strahlrohr. Das Proton bleibt intakt, es findet kein Farbfluß zwischen Proton und Vektormeson statt. Daher ist keine hadronische Energie im Rapiditätsbereich zwischen Vektormeson und Proton vorhanden.

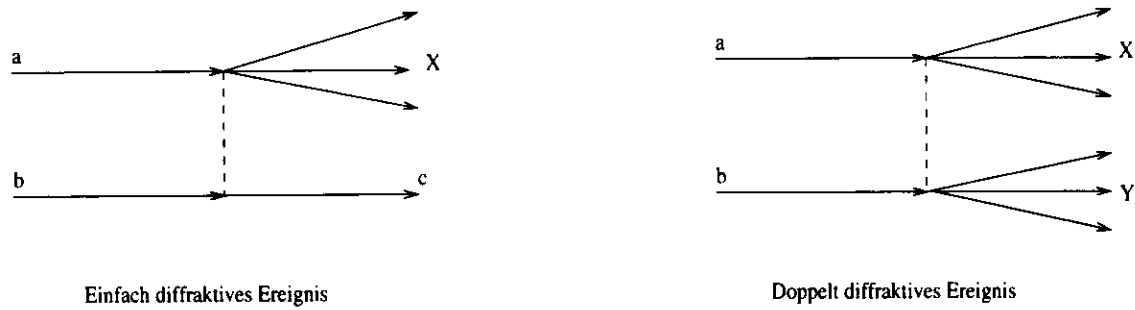
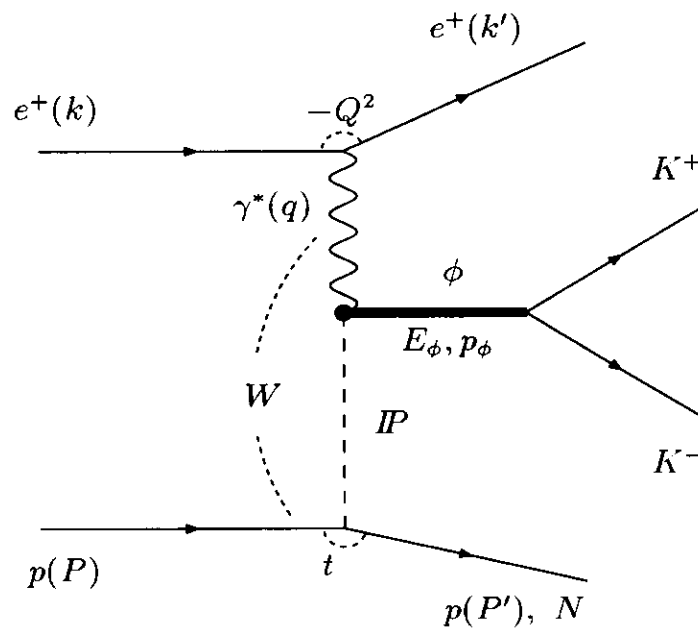


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung von einfach und doppelt diffraktiven Prozessen.

Abbildung 3.3: Exklusive Produktion des ϕ -Mesons.

3.2.1 Protodissoziation

In dieser Analyse soll ein einfach diffraktiver Prozess, die Reaktion $ep \rightarrow e\phi p$, untersucht werden. Doppelt diffraktive Prozesse, wie die Protodissoziation, die in diesem Abschnitt beschrieben wird, tragen zum Untergrund der obigen Reaktion bei.

Wie in Abb. 3.4 gezeigt, dissoziiert hier außer dem Photon auch das Proton. Zwischen den beiden daraus entstehenden Systemen, dem Vektormeson V und dem Protonsystem

X , existiert aber immer noch die Rapiditätslücke. Oft ist es schwierig, die Ereignisse mit Protondissoziation von den einfach diffraktiven Vektormesonereignissen zu trennen, da die Protonfragmente häufig in das Strahlrohr oder in unmittelbare Nähe des Strahlrohres gestreut werden, wo sie nicht vom Detektor identifiziert werden können. Der Radius des Kegels, in den die Protonfragmente gestreut werden, hängt dabei von der Masse des dissoziierten Systems X ab (siehe auch [CDF94]).

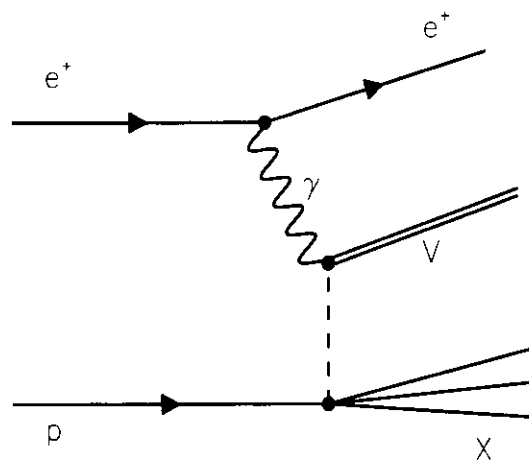


Abbildung 3.4: Diffraktive Vektormesonproduktion mit Protondissoziation in der e^+p -Streuung.

3.2.2 Modelle der perturbativen QCD

Modelle, die auf störungstheoretischen Rechnungen der Quantenchromodynamik beruhen, können angewendet werden, wenn eine „harte Skala“ vorliegt. Diese harte Skala kann durch die Virtualität Q^2 des Photons, durch die hohe Masse des Vektormesons (z.B. bei J/ψ) oder durch einen großen Impulsübertrag t gegeben sein.

Für die störungstheoretische Berechnung der diffraktiven Streuung von Vektormesonen gibt es verschiedene Möglichkeiten. Es werden sowohl die sogenannte „Leading Log“ Näherung als auch die „Double Leading Log“ Näherung in den Modellen verwendet, die beide hier kurz beschrieben werden:

Die *Leading Log* ($\frac{1}{x}$) *Näherung (LLA)*:

Zur Berechnung eines bestimmten Prozesses muß man Korrekturen höherer Ordnung berücksichtigen. Diese Korrekturen enthalten Terme der Art $\alpha_s^n [\ln(\frac{1}{x})]^m$, wobei α_s die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung ist. Bei der *Leading Log Approximation* summiert man für die Berechnungen höherer Ordnung nur die „führenden Logarithmen“, d.h. obige Terme mit $n = m$, auf.

Diese Näherung kann im folgenden Bereich kleiner x und mittlerer Q^2 verwendet werden:

$$\alpha_s(Q^2) \ln Q^2 \ll 1 \quad (3.9)$$

$$\alpha_s(Q^2) \ln \frac{1}{x} \approx 1 \quad (3.10)$$

Die *Double Leading Log* ($\frac{1}{x}, Q^2$) *Näherung (DLLA)*:

Im Bereich kleiner x und großer Q^2 existieren zusätzliche Effekte, die mit $\ln Q^2$ zusammenhängen. Bei der *Double Leading Log Approximation* in Q^2 und $\frac{1}{x}$ summiert man alle Terme der Form $\alpha_s^n [\ln(\frac{1}{x}) \ln(Q^2)]^n$ als Beiträge eines Diagramms auf.

Die Double Leading Log Näherung kann benutzt werden, wenn gilt:

$$\alpha_s(Q^2) \ln Q^2 \ll 1 \quad (3.11)$$

$$\alpha_s(Q^2) \ln \frac{1}{x} \ll 1 \quad (3.12)$$

$$\alpha_s(Q^2) \ln Q^2 \ln \frac{1}{x} \approx 1 \quad (3.13)$$

Nach dieser Erläuterung werden nun zwei der wichtigsten Ansätze der störungstheoretischen QCD vorgestellt, das Modell von Ryskin und das Modell von Brodsky et al.:

• Das Ryskin-Modell

Das Ryskin-Modell [RYS93] wurde ursprünglich für die Produktion von J/ψ -Mesonen entwickelt, läßt sich aber auch auf andere Vektormesonen übertragen. Hier wird der Wirkungsquerschnitt für die Produktion von Vektormesonen mit Hilfe von störungstheoretischen Rechnungen der QCD in der *leading log Näherung (LLA)* berechnet,

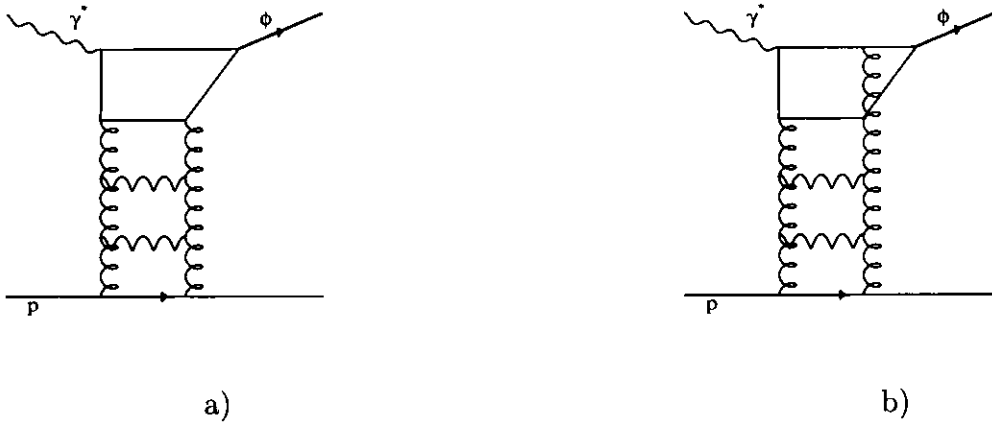


Abbildung 3.5: Schematische Feynman-Diagramme nach Ryskin. Das Pomeron wird hier als „Gluonleiter“ behandelt.

wo man anstelle des einfachen Zwei-Gluon-Pomerons das ganze System der LLA Leiterdiagramme berücksichtigen muß (siehe Abb. 3.5). Für die Zeit $t = 0$ reproduziert das dann genau die Gluonstrukturfunktion $\bar{x}G(\bar{x}, \bar{q}^2)$.

Der Wirkungsquerschnitt sieht nach diesem Modell folgendermaßen aus:

$$\frac{d\sigma(\gamma p \rightarrow V p)}{dt} = [F_N^{2G}(t)]^2 \frac{\alpha_s^2 \Gamma_{ee}^V m_V^3}{3\alpha_{em}} \pi^3 \cdot \left[\bar{x}G(\bar{x}, \bar{q}^2) \frac{2\bar{q}^2 - |p_t^V|^2}{(2\bar{q}^2)^3} \right]^2,$$

mit wie folgt definierten \bar{q}^2 und \bar{x} :

$$\bar{q}^2 = \frac{|q^2| + m_V^2 + p_t^2}{4}, \quad \bar{x} = \frac{4\bar{q}^2}{s}.$$

p_t bezeichnet hier den Transversalimpuls des Vektormesons in bezug auf die Photonrichtung im hadronischen Schwerpunktsystem (siehe auch Abschnitt 5.4.7). Weiterhin ist Γ_{ee}^V die Breite des Zerfalls $V \rightarrow e^+e^-$ und $\bar{x}G(\bar{x}, \bar{q}^2)$ die Gluondichte, m_V ist die Masse des Vektormesons V und α_{em} die Kopplungskonstante der elektromagnetischen Wechselwirkung. $F_N^{2G}(t)$ ist der Zwei-Gluon-Formfaktor, der für eine grobe Abschätzung gleich dem elektromagnetischen Protonformfaktor gesetzt werden kann, eigentlich aber experimentell gemessen werden sollte. Eine weitere Unsicherheit von einem Faktor ≈ 2 ist in der \bar{q}^2 -Skala vorhanden.

Nach dem Ryskin-Modell ist also die Produktion von Vektormesonen proportional zum Quadrat der Gluondichte. Da diese bei kleinen x und großen Q^2 sehr schnell ansteigt [ZEU95a], wird ebenso ein Anstieg des diffraktiven Wirkungsquerschnittes bei großen Q^2 erwartet. Aus Analysen von Ereignissen der Vektormesonproduktion kann man in diesem Modell Informationen über die Gluondichte im Proton erhalten.

• Das Modell von Brodsky et al.

In dem Modell von Brodsky et al. [BR094] wird der Wirkungsquerschnitt für die Produktion von Vektormesonen mit Hilfe der perturbativen QCD in doppelt logarithmischer Näherung (DLA) berechnet. Bei der Reaktion $ep \rightarrow eVp$ bildet das vom Elektron abgestrahlte virtuelle Photon ein Quark-Antiquark-Paar. Dieses Quark-Antiquark-Paar wird durch den Austausch von zwei Gluonen am Proton gestreut und wandelt sich dann in das Vektormeson V um.

Das Modell läßt sich in einem kinematischen Bereich anwenden, in dem $s \gg m_V$, $s \gg Q^2$ und $-t \ll Q^2$ gilt. Bei großen s - und Q^2 -Grenzen mit $s \gg Q^2$ wird der Wirkungsquerschnitt vom Zwei-Gluon-Austausch bestimmt (Abb. 3.6).

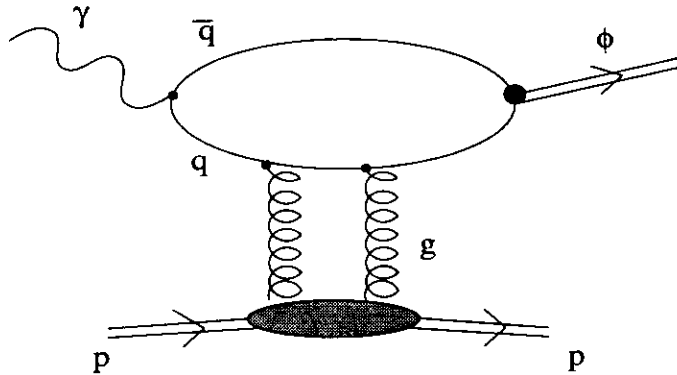


Abbildung 3.6: Typischer Zwei-Gluon-Austausch.

Nach Brodsky et al. läßt sich der longitudinale Teil des Wirkungsquerschnittes wie folgt berechnen:

$$\left. \frac{d\sigma_L(\gamma^* N \rightarrow VN)}{dt} \right|_{t=0} = \frac{3\pi^3 \Gamma_V m_V \eta_V^2}{\alpha_{em} Q^6 N_c^2} \alpha_s^2(Q^2) \cdot \left| \left[1 + i \frac{\pi}{2} \left(\frac{d}{d \ln x} \right) \right] xg(x, Q^2) \right|^2.$$

m_V ist dabei die Masse des Vektormesons V , $N_c = 3$ die Anzahl der Farben, Γ_V die leptonsche Zerfallsbreite und $xg(x, Q^2)$ die Impulsdichte der Gluonen im Proton. Der Parameter η_V ist proportional zur Wellenfunktion des Vektormesons, wobei η_V mit einer Unsicherheit behaftet ist, da für die Wellenfunktion verschiedene Modelle verwendet werden können, die wiederum zu unterschiedlichen Werten von η_V führen.

Weiterhin gibt es eine Unsicherheit von einem Faktor ≈ 2 für Q^2 und x .

Ebenso wie beim Ryskin-Modell wird von Brodsky et al. vorhergesagt, daß der Wirkungsquerschnitt für diffraktive Vektormesonproduktion aufgrund der Proportionalität zum Quadrat der Gluondichte bei großen Q^2 ansteigt.

3.3 Photoproduktion

Da die sogenannte „Photoproduktion“ zum Untergrund der tiefunelastischen Ereignisse beiträgt, soll sie hier kurz erläutert werden.

Photoproduktionsereignisse sind dadurch gekennzeichnet, daß der Impulsübertrag Q^2 und somit die Virtualität des vom Positron abgestrahlten Photons nahe bei Null liegt. Das Positron wird dadurch nur minimal gestreut und verläßt den Detektor ebenso wie das Proton durch das Strahlrohr.

Fordert man also, daß das gestreute Positron im Detektor nachgewiesen wird, so kann man Ereignisse der tiefunelastischen Streuung von denen der Photoproduktion bereits relativ gut trennen.

In Abbildung 3.7 ist die Photoproduktion eines Vektormesons V in einem Feynmandiagramm dargestellt.

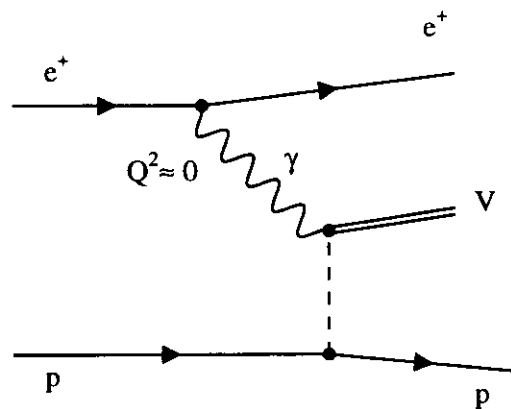


Abbildung 3.7: Photoproduktion eines Vektormesons in der e^+p -Streuung.

Kapitel 4

Monte-Carlo-Simulation

Mit sogenannten Monte-Carlo-Simulationen, bei denen die Signale des Detektors für physikalische Prozesse simuliert werden, ist es möglich, Einflüsse des Detektors auf die Messung zu kompensieren. Mit Hilfe dieser Modellrechnungen kann man die gemessenen Verteilungen korrigieren und auf die „wahren“ Verteilungen zurückrechnen, unter der Annahme, daß das Monte Carlo den Detektor perfekt beschreibt.

Zur Simulation der hier zu behandelnden Reaktion $\gamma^*p \rightarrow \phi p$ wurde der Monte-Carlo-Generator DIPSI [LAM93] verwendet, der die exklusive Produktion von Vektormesonen auf den Pomeron austausch nach dem Ryskin-Modell [RYS93] zurückführt. Das Pomeron als farbloses Zwei-Gluon-System wird hier durch eine Gluonleiter ersetzt. Der im Ryskin-Modell erwartete Wirkungsquerschnitt wurde in Abschnitt 3.2.2 erläutert.

Der Generator DIPSI enthält keine Strahlungskorrekturen und simuliert nur den Zerfallsmodus $\phi \rightarrow K^- K^+$. In der vorliegenden Analyse soll dieser Zerfall des ϕ -Mesons untersucht werden. Als Form der Massenverteilung wurde eine nicht-relativistische Breit-Wigner-Verteilung angenommen.

Bei der in dieser Analyse verwendeten Monte-Carlo-Simulation für die Produktion von ϕ -Mesonen wurde jedes generierte Ereignis gewichtet, um auch am Rande des Phasenraums oder dort, wo der erwartete Wirkungsquerschnitt sehr klein ist, eine ausreichende Anzahl von Ereignissen zu erhalten.

Möchte man z.B. eine Simulation für einen Prozess generieren, dessen Wirkungsquerschnitt wie $\frac{1}{Q^6}$ von Q^2 abhängt, so bräuchte man mit einem ungewichteten Monte Carlo sehr viele Ereignisse, um genügend Statistik für den langen Q^2 -Ausläufer zu erhalten. Verwendet man aber ein gewichtetes Monte Carlo, dessen Q^2 -Abhängigkeit proportional zu $\frac{1}{Q^2}$ generiert wird, so kann man damit einen großen Q^2 -Bereich mit mehr Statistik abdecken.

Zusätzlich können mit diesen Gewichten die Vorhersagen des Ryskin-Modells überprüft werden, da die Gewichte proportional zum Wirkungsquerschnitt dieses Modells für das jeweilige Ereignis sind.

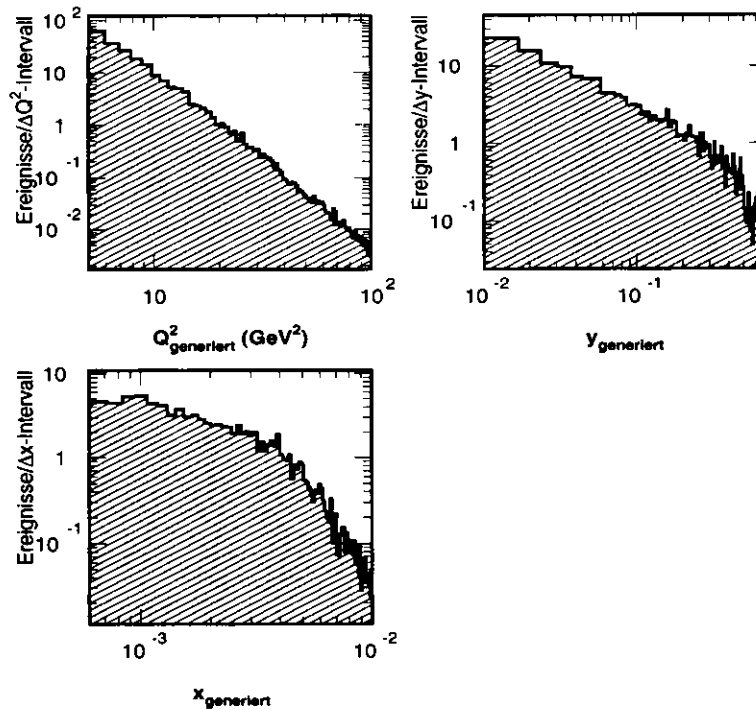


Abbildung 4.1: Generierte kinematische Verteilungen mit Gewichten für die DIPSI Monte-Carlo-Simulation.

Die Simulation wurde also mit folgenden Verteilungen generiert:

- $1/Q^2$
- $1/y$
- $\exp(-2p_t^2)$,

davon 20 000 Ereignisse mit $Q^2 > 4 \text{ GeV}^2$ und $y > 0.005$, wobei die Detektorsimulation mit der MOZART Version NUM12V2 (zu MOZART siehe Kap. 5.2) durchgeführt wurde, und 25 000 Ereignisse mit $Q^2 > 2 \text{ GeV}^2$ und $y > 0.008$ (MOZART Version NUM12V4). Somit konnten insgesamt 45 000 simulierte ϕ -Ereignisse verwendet werden.

Die Q^2 -, y - und x -Verteilungen für die gewichteten Ereignisse sind in Abb. 4.1 dargestellt. Mit den Gewichten läßt sich das Ryskin-Modell überprüfen. Die Q^2 -Verteilung wurde auf $0.02 < y < 0.2$, die y -Verteilung auf $7 < Q^2 < 25 \text{ GeV}^2$ und die x -Verteilung auf die beiden genannten Bereiche beschränkt. Die ϕ -Massenverteilung im Monte Carlo ist in Abb. 4.2 zu sehen.

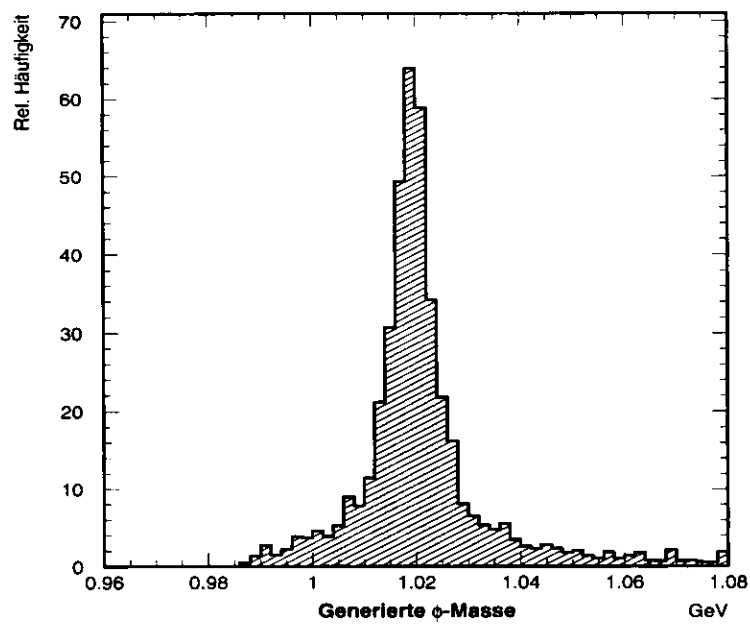


Abbildung 4.2: Invariante Masse des K^+K^- -Systems in der DIPSI Monte-Carlo-Simulation.

Kapitel 5

Selektion der Daten

In dieser Analyse sollen die mit dem ZEUS-Detektor im Jahre 1994 genommenen Daten auf ϕ -Mesonen hin untersucht werden, welche in der tiefunelastischen ep -Streuung entstanden sind. Um nun gerade diese Ereignisse aus den gesamten Daten herauszusuchen, wird erstens direkt „online“ von einem Triggersystem und zweitens durch bestimmte Schnitte „offline“ selektiert.

5.1 Trigger

Mit Hilfe des dreistufigen Triggersystems von ZEUS werden aus der großen Menge an Untergrundereignissen, z.B. Proton-Restgas-Wechselwirkungen, die interessantesten „Physik-Ereignisse“ herausgefiltert. Die Rate von Ereignissen, die schließlich gespeichert wird, reduziert sich dabei von ursprünglich 10 MHz auf einige Hz.

In jeder Triggerstufe wird ein Ereignis entweder verworfen, oder es wird akzeptiert und zur nächsten Stufe weitergereicht (siehe dazu auch [ZEU92]).

1.Triggerstufe (First Level Trigger):

Die Entscheidung der ersten Triggerstufe erfolgt etwa $4.4\text{--}5\ \mu\text{s}$ nach der Teilchenkollision. Um Totzeiten im Auslesesystem zu vermeiden, werden die genommenen Daten in einer Pipeline zwischengespeichert. Währenddessen werden Daten der einzelnen Detektorkomponenten, wie z.B. die Energie im Kalorimeter, von den *First Level Trigger (FLT)* der Komponenten untersucht. Die Ergebnisse der FLT werden zum *Global First Level Trigger (GFLT)* weitergeleitet. Dort wird dann entschieden, ob das Ereignis akzeptiert wird oder nicht. Nach dieser ersten Triggerstufe ist die Ereignisrate auf etwa 1 KHz reduziert.

2.Triggerstufe (Second Level Trigger):

Auf der zweiten Stufe können die Daten schon präziser analysiert und verbunden werden: Hier werden z.B. Vertexposition und Auffinden von Myonen von einem Transputernetzwerk untersucht. Wieder werden die Informationen der einzelnen *Second Level Trigger (SLT)* von einem globalen Trigger (*Global Second Level Trigger, GSLT*) zusammengefaßt.

3. Triggerstufe (Third Level Trigger):

Nach einer positiven Entscheidung des GSLT werden die Daten über das Ereignisbauersystem zum *Third Level Trigger (TLT)* weitergeleitet, einer Gruppe von UNIX-Rechnern. Der Ereignisbauer schreibt die Daten in sogenannte ADAMO-Tabellen [ADA93], in denen vom TLT auch Ergebnisse der Rekonstruktion wie z.B. Energien und Winkel der entstandenen Teilchen eingetragen werden. Auf dieser Stufe basiert die Entscheidung des Triggers schon auf der vollständigen Analyse jedes Ereignisses. Die Ereignisrate wird hier schließlich auf einige Hz reduziert; die verbliebenen „guten“ Ereignisse können nun auf Magnetbändern gespeichert werden.

5.1.1 DIS-Trigger

Speziell für DIS-Ereignisse werden im Trigger folgende Bedingungen gestellt:

- Erste Stufe: Es wird ein logisches UND zweier Bedingungen, die auf Energiedepositionen im Kalorimeter beruhen, verlangt. Erstens sollte eine isolierte elektromagnetische Energiedeposition im Kalorimeter größer 2.5 GeV vorhanden sein, die dazugehörige hadronische Energie sollte kleiner als 0.95 GeV oder weniger als ein Drittel der elektromagnetischen Deposition betragen. Die zweite Bedingung fordert eine Energiedeposition von mindestens 3.75 GeV in der elektromagnetischen Kalorimetersektion (EMC-Sektion).
- Zweite Stufe: Hier werden Ereignisse akzeptiert, wenn

$$\delta_{SLT} = \sum_i E_i (1 - \cos\theta_i) > 24 \text{ GeV} - 2E_\gamma,$$

wobei die E_i und θ_i die Energien und Polarwinkel aller Kalorimeterzellen sind und E_γ die Energie im Luminositätsdetektor ist. Dieser Schnitt reduziert den Untergrund durch Photoproduktionsereignisse, wo im Gegensatz zu DIS-Ereignissen mit $\delta_{SLT} \approx 2E_e = 55 \text{ GeV}$ δ_{SLT} kleiner ist.

- Dritte Stufe: In dieser Stufe werden strengere Zeitschnitte und Algorithmen, um kosmische Myonen auszusortieren, angewendet. Weiterhin wird eine Größe δ_{TLT} analog zu δ_{SLT} mit einem Schnitt $\delta_{TLT} > 25 \text{ GeV} - 2E_\gamma$ bestimmt, sowie zusätzlich ein Elektronkandidat mit einer Energie $E_e > 4 \text{ GeV}$ gefordert.

5.2 Rekonstruktion der Ereignisse

Abbildung 5.1 zeigt ein Schema der Offline- und Monte-Carlo-Programme bei ZEUS [KOE94]. Mit Hilfe des Programmpaketes ZEPHYR (**ZEUS PHYSICS Reconstruction**) werden aus den Rohdaten, die von ZEUS oder aus dem Simulationsprogramm MOZART (**MONte Carlo for ZEUS Analysis, Reconstruction and Trigger**) kommen, Ereignisse rekonstruiert. Diese Rekonstruktion ist in mehrere Schritte unterteilt: Zuerst werden die

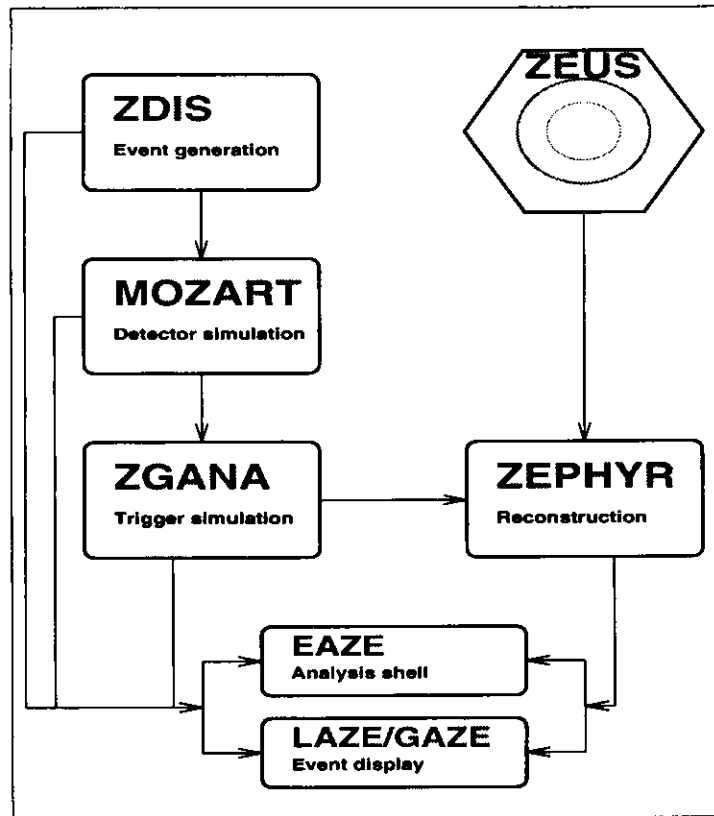


Abbildung 5.1: Darstellung der Ereignisrekonstruktion bei ZEUS [KOE94].

einzelnen Detektorkomponenten (CAL, CTD, etc.) rekonstruiert, dann werden Routinen zur Vertexbestimmung und Spurrekonstruktion etc. aufgerufen, und schließlich werden die Teilchen durch Kombination der Informationen der verschiedenen Komponenten identifiziert.

Aus den rekonstruierten Daten kann jede Physikgruppe die Ereignisse herausuchen, die sie für weitere Analysen behalten möchte. Diese ausgewählten Daten werden dann in Form von Data Summary Tapes (MiniDST) auf Platte geschrieben. Die Informationen für jeden Ereignistyp werden dabei im „Bit-Format“ gespeichert, das heißt, Ereignisse mit besonderen Eigenschaften werden markiert, was die spätere Selektion spezieller Ereignisse schnell und einfach durchführbar macht.

Nun liegen dem Benutzer die Daten bereit zur Analyse vor. Mittels eines Programms können die Ereignisse eingelesen, bestimmte Ereignisse für die Analyse ausgewählt und Histogramme erstellt werden. Als Skelett dieses Programms, das der Benutzer dann selbst mit seinen FORTRAN-Routinen zu füllen hat, wurde bisher bei ZEUS EAZE (Effortless Analysis of Zeus Events) verwendet. In dieser Analyse jedoch wurde das neue Programmgerüst $\mathcal{E}\mathcal{Z}$ („The Easy Way to ZEUS Physics Analysis“) eingesetzt [DEP96]. Die EAZE- oder $\mathcal{E}\mathcal{Z}$ -Jobs werden dann den ZARAH-Rechnern (Zentrale Analyse Rechen Anlage für

HERA) übergeben, wo sie ausgeführt werden. Nähere Erläuterungen zu ZARAH und EAZE finden sich in [BAU93]. Zur graphischen Darstellung der Ereignisse kann dann das Programmpaket LAZE (Look At ZEUS Events) verwendet werden.

5.3 Datensatz

Im Jahre 1994 wurde der HERA-Speicherring zuerst mit Elektronen und Protonen, später aber mit Positronen und Protonen betrieben. Weiterhin wurden Daten genommen, bei denen der Wechselwirkungspunkt in Richtung des FCAL verschoben war („*shifted vertex*“). Insgesamt wurden dabei 3.7 pb^{-1} Luminosität von ZEUS gespeichert. Für diese Analyse wurden nur Daten mit Positronen und nominellem Wechselwirkungspunkt verwendet.

Mit Hilfe der Routine DISTAKE wurden zusätzlich alle Ereignisse aussortiert, bei denen einzelne Komponenten des Detektors nur unzureichend funktionierten. Verlangt wurde dabei z.B., daß der Magnet in Betrieb ist, Spurkammer und Kalorimeter ohne größere tote Bereiche funktionieren und daß der Luminositätsmonitor arbeitet. Dabei verblieben von der gesamten Luminosität, die 1994 von ZEUS genommen wurde, 2.48 pb^{-1} für die in dieser Analyse verwendeten Daten. Der systematische Fehler bei der Luminositätsmessung und der First Level Trigger Effizienz betrug 1994 etwa 3.5%. Zu der Luminositätsunsicherheit tragen Zählratenfehler, Unsicherheiten beim Untergrund von Elektronen-Strahlgas-Wechselwirkungen und bei der Bestimmung des Wirkungsquerschnitts sowie Energieskalierungsfehler bei (zur Berechnung der Fehler siehe auch [PIO95]). Abb. 5.2 zeigt die im Jahre 1994 von HERA gelieferte Luminosität (*delivered*) sowie die von ZEUS aufgenommene Luminosität (*on-tape*). Insgesamt konnten etwa 60% der HERA-Luminosität von ZEUS genutzt werden.

5.4 Ereignisauswahl

Aus den mit der Routine DISTAKE erhaltenen Ereignissen sollen nun die Ereignisse herausgefiltert werden, in denen ein ϕ -Meson in tiefunelastischer Streuung entstanden ist. Wie schon aus Abbildung 3.3 erkennbar, sind diese Ereignisse dadurch gekennzeichnet, daß das gestreute Positron und die Zerfallsprodukte des ϕ , K^+ und K^- , im Detektor nachweisbar sind. Abbildung 5.3 zeigt ein mögliches ϕ -Ereignis, dargestellt mit dem Event Display LAZE. Die linke Hälfte des Bildes enthält einen Längsschnitt durch den ZEUS-Detektor, wobei die beiden Spuren der Kaonen und das Positron im Kalorimeter deutlich zu erkennen sind. Die rechte Hälfte des Bildes zeigt eine x-y-Darstellung von Spurkammer und Kalorimeter, auch hier sind wieder die beiden Teilchenspuren zu sehen.

Zur Selektion der gewünschten Ereignisse wurde ein FORTRAN-Programm innerhalb des Programmgerüsts $\mathcal{E}\mathcal{Z}$ geschrieben. Die Daten liegen in Form von Tabellen innerhalb des „ADAMO“-Systems [ADA93] vor, auf diese kann dann mit dem Programm zugegriffen werden. Aus den Tabelleneinträgen wie z.B. Spurinformatoren, Kalorimeterenergien etc.

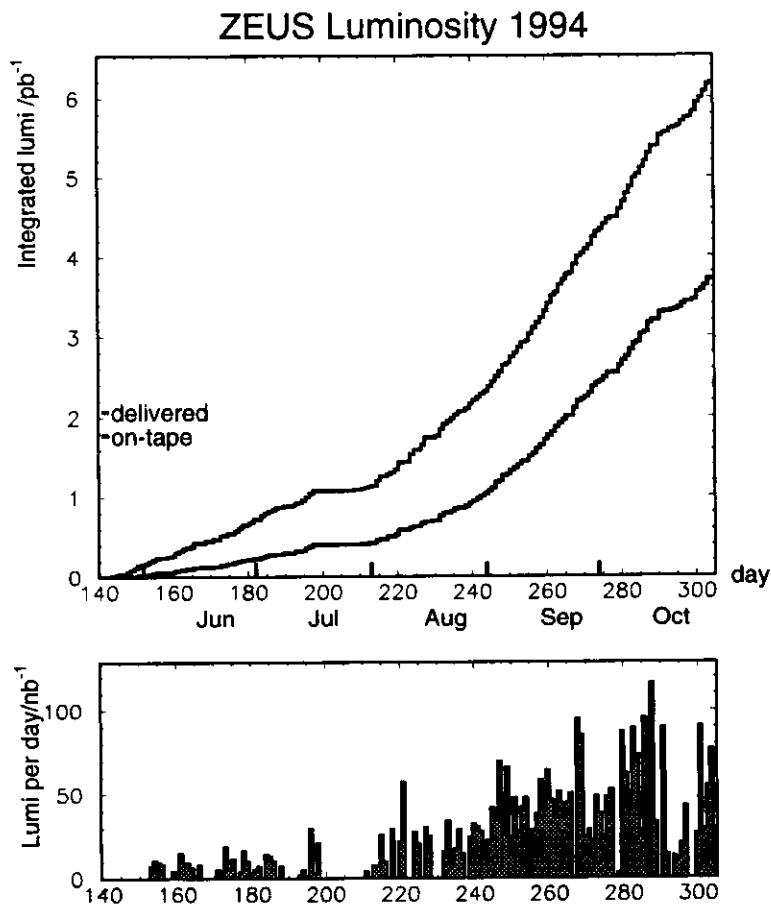


Abbildung 5.2: Von HERA gelieferte (*delivered*) und von ZEUS aufgenommene (*on-tape*) Luminosität [PIO95].

werden dann Ntuple zur Weiterverarbeitung gebildet, in denen für jedes Ereignis diese Einträge enthalten sind.

Als Erstes werden im Analyse-Programm nur Ereignisse der DST Bit 13 Klasse akzeptiert. Die verschiedenen Bits werden bei der Rekonstruktion der Ereignisse gesetzt (siehe auch Kap. 5.2). Das DST Bit 13, das sogenannte „Vectormeson“-Bit, ist eine Untereinheit von Bit 11 („main NC“), in dem für die Ereignisse $E - p_z + 2E_\gamma > 25 \text{ GeV}$ gefordert wird. Zusätzlich dazu wird in Bit 13 die Bedingung gestellt, daß mindestens eine und höchstens vier Spuren in einem Ereignis vorliegen. Die Ereignisse mit Bit 13 bilden die Grundlage für die vorliegende Analyse.

Um nun mögliche ϕ -Ereignisse herauszufiltern und um einen speziellen kinematischen Bereich auszuwählen, wird die Menge der Ereignisse mit Selektionsschnitten auf die Ntuple-Variablen oder auf daraus berechnete Größen weiter eingeschränkt.

Die verschiedenen in dieser Analyse verwendeten offline-Schnitte sollen im folgenden erläutert werden, in Abschnitt 5.4.9 erfolgt eine Zusammenfassung dieser Schnitte.

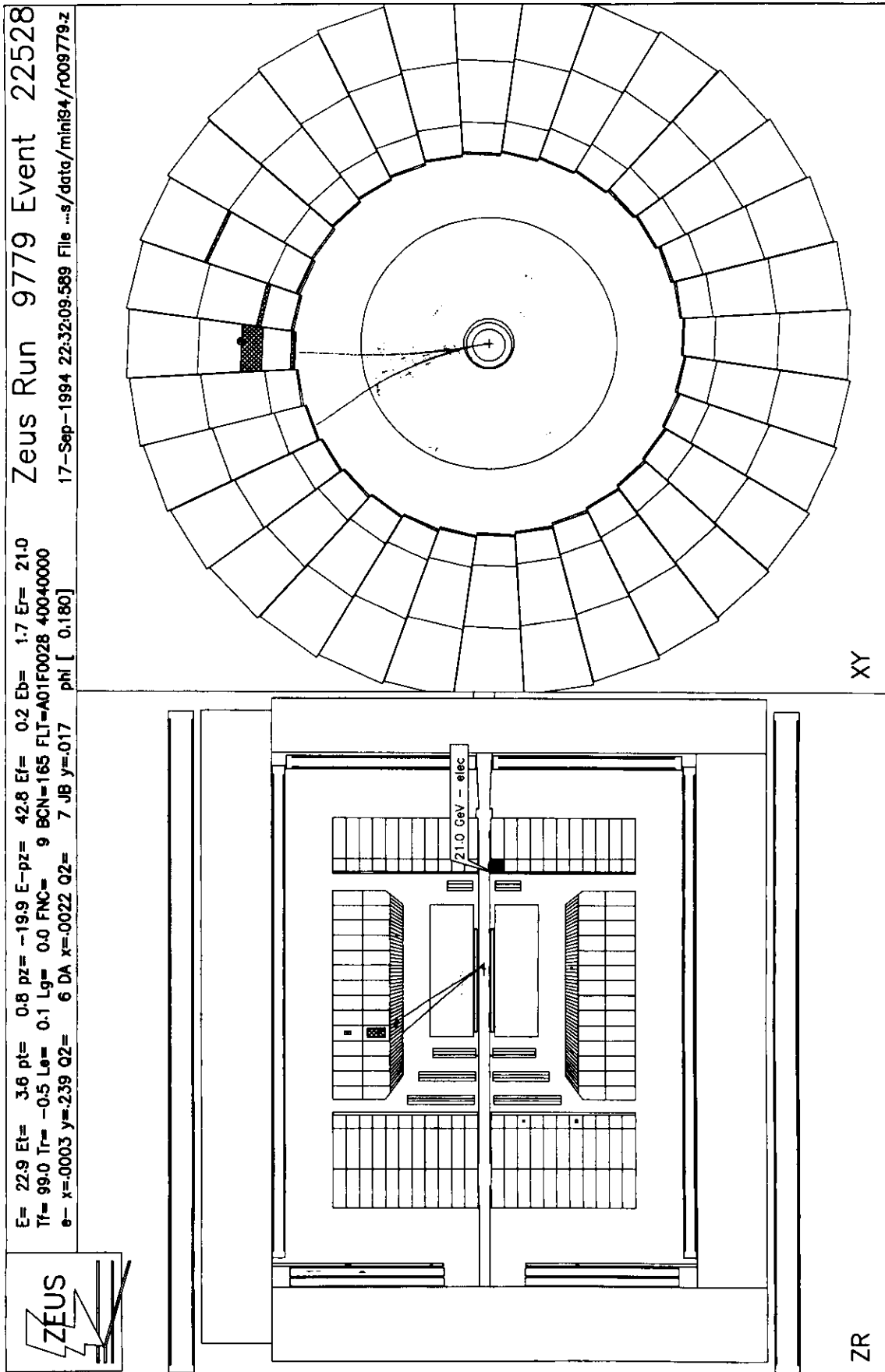


Abbildung 5.3: Darstellung eines ϕ -Ereignisses mit dem Event Display LAZE.

5.4.1 Auswahl der Spuren

Ausgewählt werden Ereignisse mit zwei entgegengesetzt geladenen Spuren, die ihren Ursprung in unmittelbarer Nähe des Wechselwirkungspunkts haben. Hat das Ereignis drei Spuren, so muß eine der Spuren dem Positron zugeordnet sein. Insgesamt wurden zwei solcher 3-Spur-Ereignisse gefunden (siehe z.B. Abb. 5.4), die aber nicht in dem ausgewählten kinematischen Bereich (siehe Kapitel 6) liegen. Allgemein wird für das Positron keine Spur rekonstruiert, da es nur unter einem geringen Winkel gestreut und von der CTD kaum erfaßt wird.

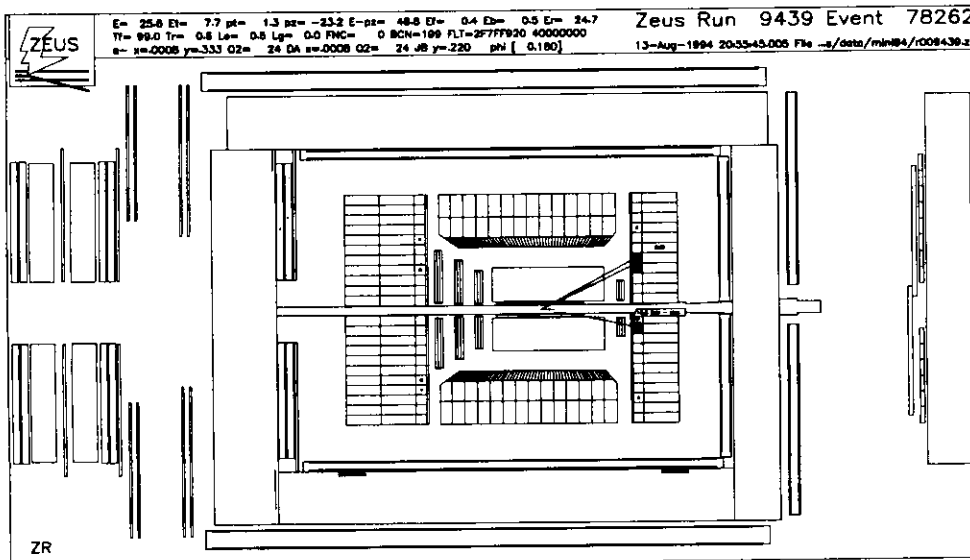


Abbildung 5.4: Darstellung eines ϕ -Ereignisses mit drei Spuren, wobei die unterste Spur dem Positron zugeordnet ist.

Als weiterer Selektionsschnitt wird für die Pseudorapiditäten der Spuren $|\eta_{track}| < 1.75$ verlangt. Dies entspricht einem Winkelbereich von $25^\circ < \theta < 155^\circ$ in der CTD, in dem die Rekonstruktion gut verstanden ist.

5.4.2 Bedingungen für den Ereignisvertex

Abbildung 5.5 zeigt die Vertexverteilung in z-Richtung aller DST Bit 13 Ereignisse im Bereich von $-200 \text{ cm} < z\text{-Vertex} < 200 \text{ cm}$. Deutlich zu sehen ist die Anhäufung der Ereignisse um den Nullpunkt, aber auch der „Satellitenpeak“ bei $z \approx 70 \text{ cm}$. Er entsteht, indem bei der Beschleunigung und Injektion der Proton-Pakete einige Teilchen zwischen zwei „normalen“ Paketen von der Hochfrequenz eingefangen werden und in die Wechselwirkungszone kommen. Für diese Analyse werden nur Ereignisse im Bereich $-50 \text{ cm} < z\text{-Vertex} < 40 \text{ cm}$ (eingezeichnete Linien in Abb. 5.5) behalten, der Satellitenpeak wird also ausgeschlossen.

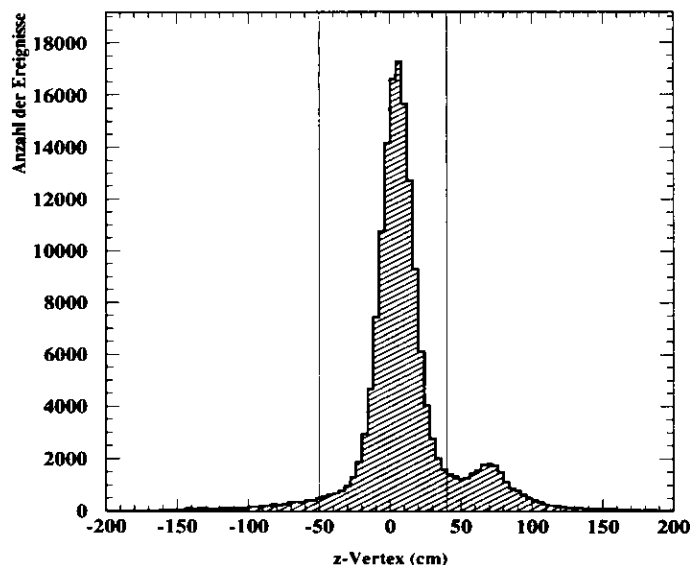


Abbildung 5.5: z-Vertex-Verteilung für DST Bit 13 Ereignisse. Der für die Analyse verwendete Bereich zwischen -50 cm und 40 cm ist durch Linien gekennzeichnet.

5.4.3 Nachweis des Positrons

Im Endzustand der zu behandelnden Reaktion $ep \rightarrow e\phi p$ befinden sich nur die Zerfallsprodukte des ϕ , K^+ und K^- , sowie das Positron im Detektor. Die Identifikation des Positrons ist daher für das Auffinden der gewünschten Ereignisse sehr wichtig.

Im allgemeinen kann man elektromagnetische und hadronische Schauer im Kalorimeter aufgrund ihrer Eigenschaften unterscheiden. Während Leptonschauer meist schmal und kurz sind, reichen Hadronschauer weit in das Kalorimeter hinein und haben eine breitere transversale Ausdehnung.

Um Leptonen im Detektor zu identifizieren, gibt es verschiedene sogenannte „Elektronenfinder“. Durch bestimmte Algorithmen werden benachbarte Zellen des Kalorimeters oberhalb einer bestimmten Energieschwelle zu *Clustern* zusammengesetzt. Die Elektronenfinder untersuchen dann diese Energiedepositionen im Kalorimeter. Aus den Clustern werden die durch ihre Eigenschaften (z.B. Schauertiefe) gekennzeichneten elektromagnetischen Cluster herausgesucht und daraus wiederum der wahrscheinlichste Elektronkandidat. Ein Cluster wird hier charakterisiert durch die 54 Energiewerte aus den Photomultipliern plus dem Auftreffwinkel des Teilchens, insgesamt kann also jeder Elektronkandidat durch 55 Variablen beschrieben werden.

Für den klassischen Ansatz des Elektronenfinders LOCAL werden zwei Variablen aus nicht-linearen Kombinationen der 55 ursprünglichen Variablen gebildet. Ausgewählt werden erstens der energiegewichtete Radius des Schauers, der die transversale Ausdehnung des Schauers beschreibt, sowie zweitens der Anteil der elektromagnetischen Energie an der gesamten Energie innerhalb eines Kalorimeterbereichs.

In dieser Analyse wurde jedoch der Elektronenfinder SINISTRA [ABR95] verwendet, der auf einem neuronalen Netzwerk beruht. Im Gegensatz zu der oben genannten klassischen Methode, wo die 55 Eingangsvariablen auf zwei verwendete Variable beschränkt werden, können dem neuronalen Netz alle 55 Eingabeparameter übergeben werden, so daß keine Information verloren geht. Aus dieser Menge von Variablen erstellt das Netz eine Wahrscheinlichkeit, wobei elektromagnetische Objekte bei 1 und hadronische Objekte beim Wert 0 liegen (siehe Abb. 5.6 [SIN96]). Um nun Elektronen (bzw. Positronen) auszuwählen, setzt man einen Schnitt von üblicherweise 0.7 auf diese Ausgabewahrscheinlichkeit.

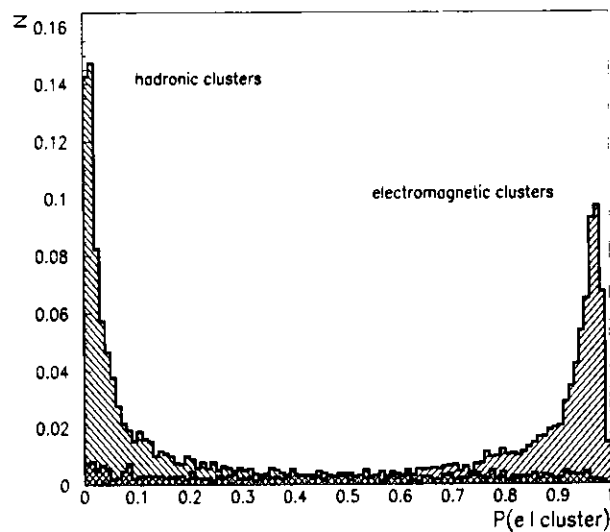


Abbildung 5.6: SINISTRA-Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein gegebenes Cluster ein elektromagnetisches Cluster ist [SIN96].

Vergleicht man Effizienz und Reinheit der beiden Ansätze, so stellt man fest, daß das neuronale Netz bei einer gegebenen Reinheit eine höhere Effizienz aufweist (siehe Abb. 5.7 [SIN96]), also besser arbeitet.

Weiterhin nehmen Effizienz und Reinheit der Elektronenfinder zu kleineren Positronenergien hin stark ab (Abb. 5.8 [WHI96]). Um fehlidentifizierte Positronen weitgehend auszuschließen, wird der bereits vom Third Level Trigger auf 4 GeV gesetzte Schnitt auf die Positronenergie in dieser Analyse auf 5 GeV verschärft.

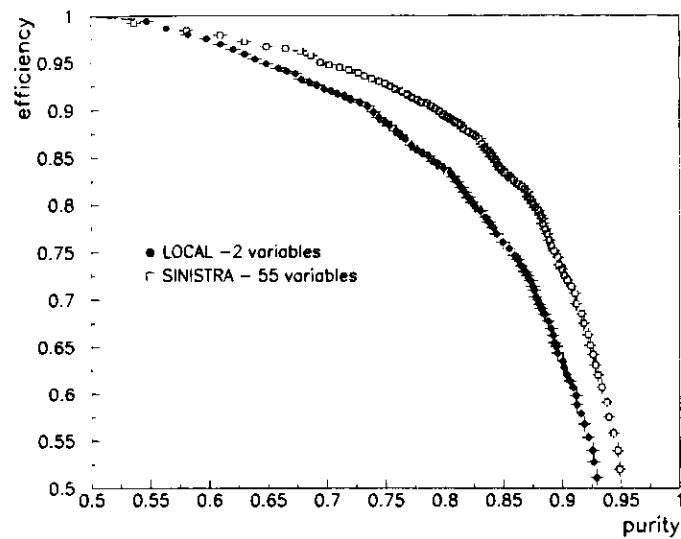


Abbildung 5.7: Vergleich zweier Elektronenfinderansätze: Effizienz (*efficiency*) gegen Reinheit (*purity*) für den LOCAL-Ansatz mit zwei Variablen und für den SINISTRA-Ansatz mit 55 Variablen [SIN96].

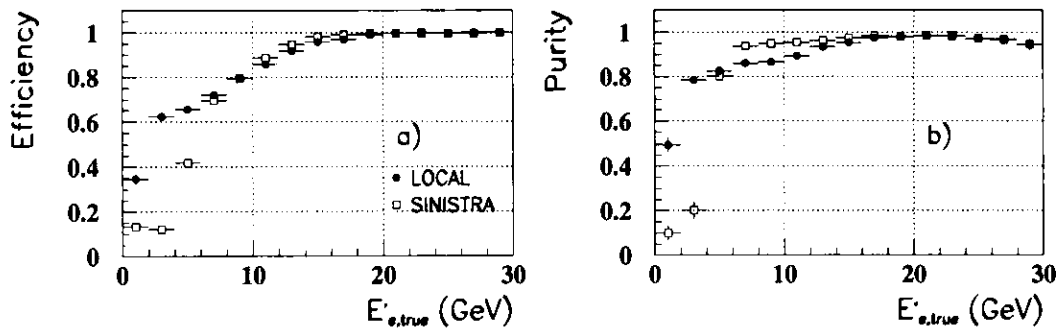


Abbildung 5.8: Effizienz (a) und Reinheit (b) in Abhängigkeit der Energie des gestreuten Positrons (aus MC-Simulation) für die beiden Elektronenfinder LOCAL und SINISTRA [WHI96].

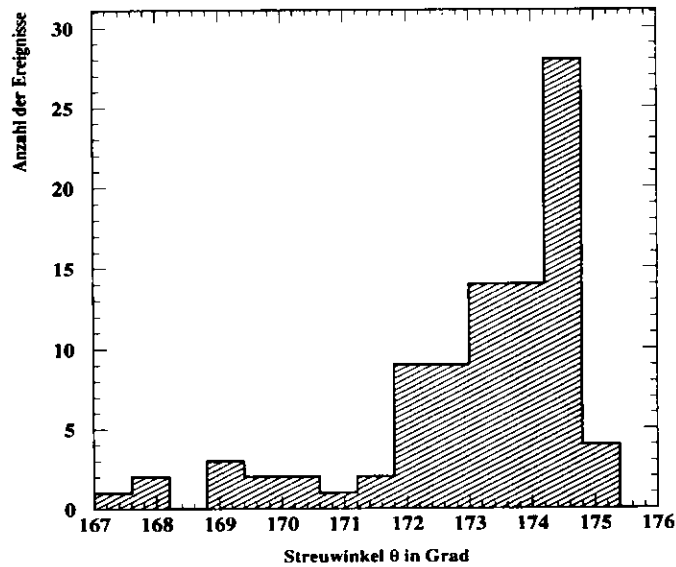


Abbildung 5.9: Verteilung des Streuwinkels θ des Positrons für die ausgewählten Ereignisse.

Alle Positronen, die bei den ausgewählten Ereignissen (nach allen Schnitten, zusammengefaßt in Kapitel 5.4.9) gefunden wurden, liegen im Bereich des rückwärtigen Kalorimeters (RCAL), welches die Winkelregion von 128.1° bis 176.5° umfaßt. Die Winkelverteilung der Positronen der ϕ -Kandidaten ist in Abb. 5.9 dargestellt.

5.4.4 Positronpositionsschnitt (Boxcut)

Mit dem sogenannten *Boxcut* werden die Positronen aus der Analyse ausgeschlossen, die sehr nahe am Strahlrohr liegen. Dort kann die Positionsrekonstruktion nur unzureichend funktionieren, da z.B. Teile eines dort entstehenden Positronenschauers im Strahlrohr verloren gehen und somit die Energie des Positrons falsch gemessen wird. In dieser Analyse wird für das RCAL ein Boxcut von $|x_{CAL} + 1| < 16$ cm bzw. $|y_{CAL}| < 16$ cm benutzt. Wurde die Position des Positrons vom SRTD bestimmt, so werden Positronen, die die Bedingung $|x_{SRTD}| < 12$ cm bzw. $|y_{SRTD}| < 12$ cm nicht erfüllen, herausgeschnitten (Abb. 5.10) und somit diese Ereignisse verworfen. Die in der Abbildung sichtbaren Fehlstellen sind durch die Geometrie des SRTD bedingt. In dieser Analyse liegen über 95% aller bei den ausgewählten Ereignissen gefundenen Positronen im Bereich des SRTD.

5.4.5 Abtrennung des Photoproduktions-Untergrundes

Um Ereignisse der tiefunelastischen Streuung von Ereignissen der Photoproduktion zu trennen, wird ein Schnitt auf die Größe $\delta = E - p_z = \sum_i E_i(1 - \cos\theta_i)$ gesetzt, wobei die

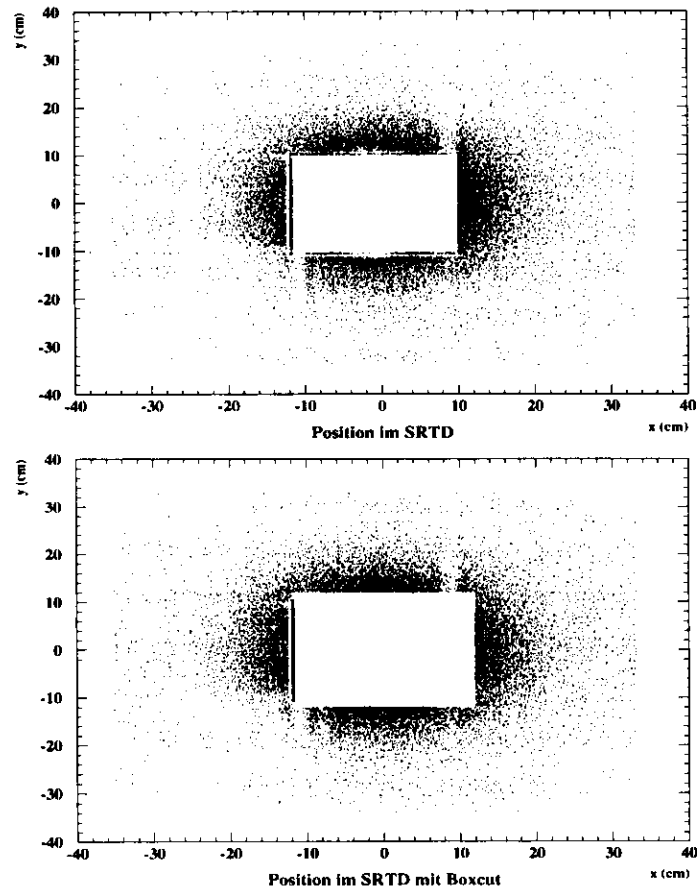


Abbildung 5.10: x- gegen y-Position des Positrons im SRTD, oben ohne Schnitte, unten mit dem Boxcut-Schnitt.

Summe über alle Kalorimeterzellen geht. Bei Photoproduktionsereignissen ist δ weitaus kleiner als bei Ereignissen der tiefunelastischen Streuung, da das Positron im Strahlrohr verloren geht. Für Ereignisse, wo sich das Positron im Kalorimeter befindet, erwartet man etwa $\delta = 2E_e = 55 \text{ GeV}$ ($E_e = 27.5 \text{ GeV}$ ist die Positronstrahlenergie).

Abbildung 5.11 zeigt die δ -Verteilung der ausgewählten ϕ -Ereignisse. Angewendet wurden alle in diesem Kapitel beschriebenen Schnitte außer dem Schnitt auf δ selbst. Links ist die nur aus dem Kalorimeter bestimmte Verteilung (CAL) zu sehen, bei der rechten wurden, soweit vorhanden, SRTD-Informationen benutzt (SRTD/CAL). Zu erkennen ist, daß der Peak in der linken Verteilung deutlich unter 55 GeV liegt. Dies läßt sich hauptsächlich mit Verlusten durch Aufschauern des Positrons im Bereich des toten Materials (z.B. Kabel, Elektronik) vor dem Kalorimeter erklären. Das Kalorimeter kann so nicht die gesamte Energie des Positrons messen. Da man mit den Informationen des SRTD auf diese Verluste korrigieren kann, liegt der Peak in der rechten Verteilung bei etwa 55 GeV.

Um Untergrund durch Photoproduktion zu vermeiden, wird in der mit dem SRTD korrigierten Verteilung ein Schnitt bei $\delta = 35 \text{ GeV}$ gesetzt. Alle Ereignisse unterhalb dieses Wertes werden nicht für die Analyse verwendet.

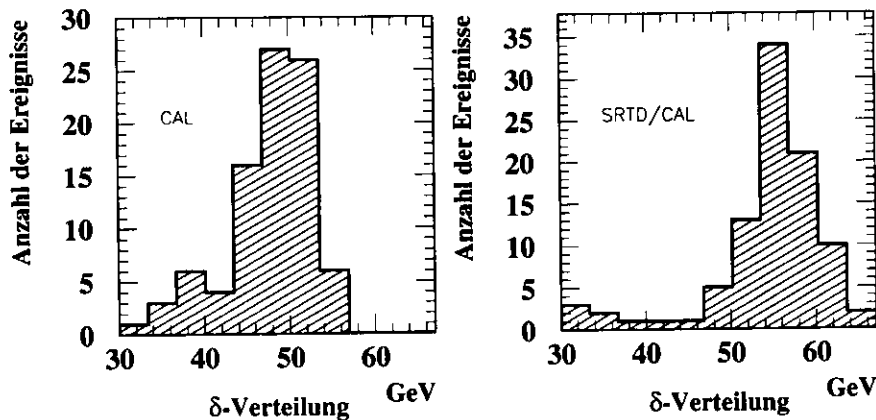


Abbildung 5.11: δ -Verteilung der ϕ -Ereignisse, alle Schnitte bis auf den δ -Schnitt.

5.4.6 Vergleich von Energie und Impuls

Da man nur Ereignisse mit genau zwei entstandenen Teilchen auswählen möchte, muß die Gesamtenergie im Kalorimeter mit den Spurimpulsen übereinstimmen. Es wird also verlangt, daß nicht zuviel Energie im Kalorimeter ist, die weder den Spuren noch dem

Positron zuzuordnen ist. Als Schnittvariable wird hier E/p gewählt, wobei $E = E_{CAL} - E_e$, also die gesamte Kalorimeterenergie ohne die Positronenergie ist, und p die Summe der Spurimpulse.

In Abbildung 5.12 ist ein Vergleich der E/p -Verteilungen im Monte Carlo und in den Daten aufgetragen. Angewendet wurden alle in diesem Kapitel erwähnten Schnitte bis auf Massenschnitt, p_t^2 -Schnitt und den Schnitt auf E/p , um einige Untergrundprozesse in den Daten sichtbar zu machen. Obwohl das Maximum bei beiden Verteilungen etwa bei 1 liegt, ist deutlich zu sehen, daß die Daten-Verteilung im Gegensatz zu der Monte-Carlo-Verteilung einen langen Ausläufer hat. Der Grund dafür ist, daß in dem verwendeten Monte-Carlo-Simulation Prozesse wie z.B. ϕ -Produktion in $K_S K_L$ oder ω -Produktion nicht enthalten sind.

Wie man aus dem Monte Carlo erkennen kann, werden mit dem Schnitt von $E/p < 1.5$ (eingezeichnet in Abb. 5.12) die meisten Untergrundereignisse abgelehnt, aber so gut wie keine ϕ -Ereignisse verworfen. Die allgemeine Übereinstimmung der Monte-Carlo-Simulation mit den Daten wird in Kapitel 6 überprüft.

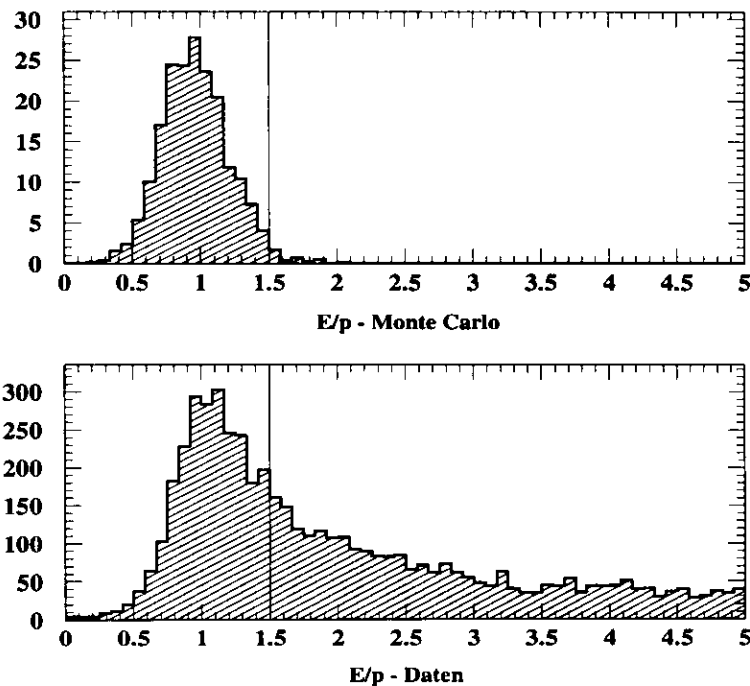


Abbildung 5.12: Energie/Impuls-Verteilung mit allen Schnitten außer Massen-, p_t^2 - und E/p -Schnitt.

5.4.7 Transversalimpuls des Vektormesons

Bei der Erzeugung von Vektormesonen wird der Produktionswinkel θ_V und der Vierervektor $(E_V, p_{Vx}, p_{Vy}, p_{Vz})$ des Vektormesons aus den beiden zum Zerfall gehörigen rekonstruierten Spuren berechnet. Für die beiden Zerfallsprodukte des ϕ 's werden Kaonmassen angenommen.

Der Transversalimpuls p_t des Vektormesons in bezug auf die Photonrichtung im hadronischen Schwerpunktssystem ist eine gute Näherung für den Viererimpulsübertrag t vom Proton zum ϕ und kann benutzt werden, um weitere Untergrundereignisse zu beseitigen. Hier werden mögliche ϕ -Ereignisse akzeptiert, wenn $p_t^2 < 0.6 \text{ GeV}^2$ ist, wobei p_t^2 aus den Impulsvektoren des Positrons (p_{ex}, p_{ey}) und des Vektormesons (p_{Vx}, p_{Vy}) berechnet wird:

$$p_t^2 = (p_{ex} + p_{Vx})^2 + (p_{ey} + p_{Vy})^2 = -t.$$

Ereignisse mit Protondissoziation werden mit dem obigen Schnitt unterdrückt, da bei ihnen eine flachere p_t^2 -Verteilung erwartet wird [GOU83]. In Abb. 5.13 ist die invariante K^+K^- -Masse dargestellt, einmal ohne den p_t^2 -Schnitt (oben) und einmal mit dem Schnitt (unten), wobei der Untergrund im zweiten Fall deutlich reduziert wurde. Der Schnitt auf die M_{KK} -Masse wurde nicht angewendet.

5.4.8 Massenschnitt

Bezüglich des Bereichs in der invarianten Masse des K^+K^- -Systems beschränkt man sich in dieser Analyse auf $1.01 < \text{Masse}_{K^+K^-} < 1.03 \text{ GeV}$. Aus dem Monte Carlo (Abb. 4.2) erkennt man, daß mit diesem Schnitt keine wesentliche Menge an Ereignissen verworfen wird.

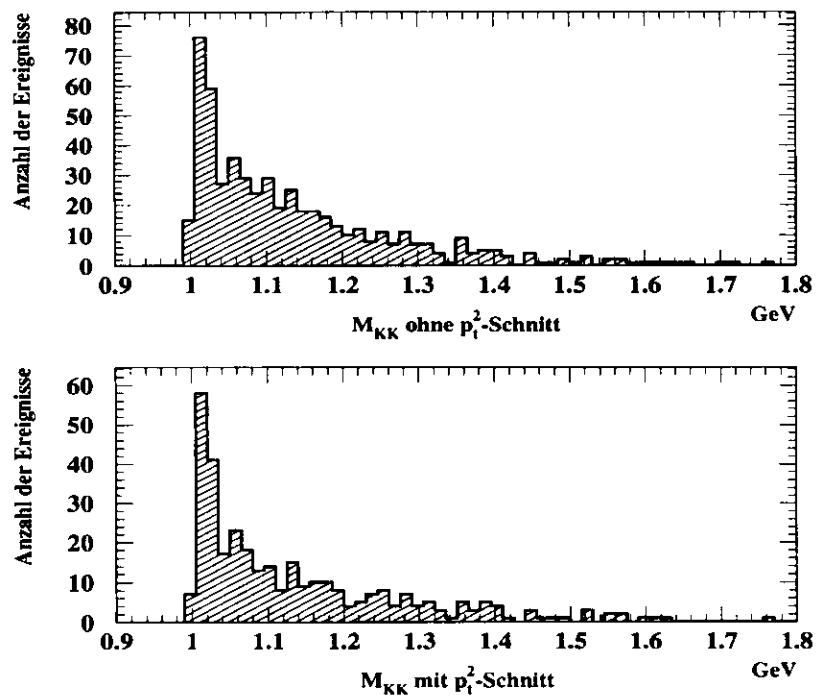


Abbildung 5.13: Invariante Masse M_{KK} ohne p_t^2 -Schnitt (oben) und mit allen Schnitten (unten). Der Massenschnitt wurde in beiden Fällen nicht angewendet.

5.4.9 Offline-Schnitte zur Ereignisauswahl

In diesem Abschnitt sollen alle Selektionsschnitte, die nach der gesamten ZEUS-Datenrekonstruktion vorgenommen wurden, sogenannte „offline“-Schnitte, kurz zusammengefaßt werden:

Schnitte zur Identifizierung des Positrons:

- Positron mit $E_e > 5$ GeV gefunden
- Boxcut
- $E - p_z > 35$ GeV

Schnitte für die Spuren:

- $|z\text{-Vertex}+5| < 45$ cm
- 2 Spuren mit entgegengesetzter Ladung
- $|\eta_{track}| < 1.75$

Kinematischer Schnitt:

- $p_t^2 < 0.6$ GeV²

Schnitt gegen Ereignisse mit zuviel Energie:

- $E/p < 1.5$

Massenschnitt:

- $1.01 < Masse_{K+K^-} < 1.03$ GeV

Kapitel 6

Ergebnisse

Nachdem man die Schnitte des vorhergehenden Kapitels auf die Daten angewendet hat, erhält man eine Datenmenge von 88 Ereignissen. Die Verteilung dieser Ereignisse in der $Q^2 - x$ -Ebene ist in Abbildung 6.1 dargestellt.

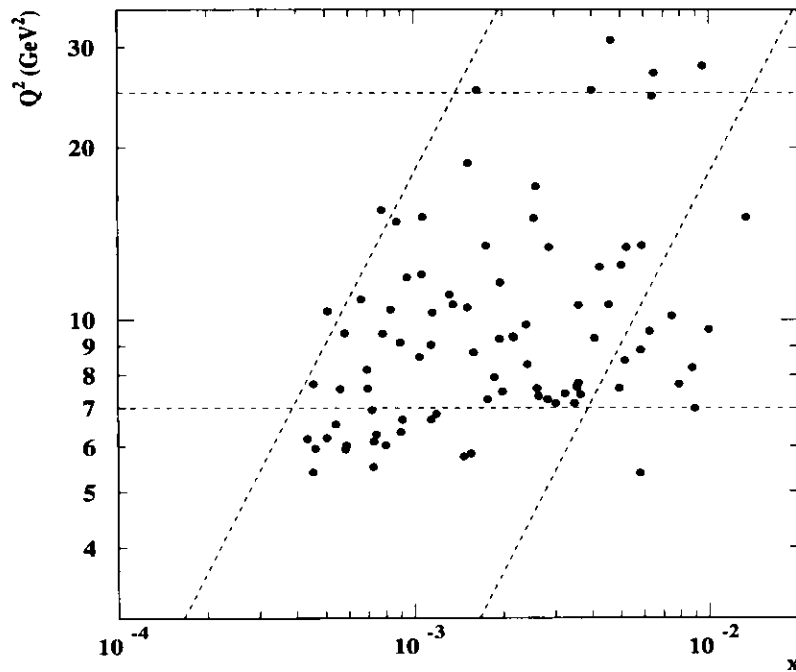


Abbildung 6.1: Verteilung der 88 ϕ -Kandidaten in der $Q^2 - x$ -Ebene. Linien sind eingezeichnet bei $y=0.2$ (links) sowie $y=0.02$ (rechts) und bei $Q^2=7$ GeV sowie $Q^2=25$ GeV.

Q^2 und x wurden hierbei nach der „constrained method“ (Formel 3.3 bzw. 3.4) berechnet. In Abb. 6.1 sind Linien konstanten y 's ($y=0.2$ und $y=0.02$) sowie Linien für $Q^2=7$ GeV und $Q^2=25$ GeV eingezeichnet.

6.1 Akzeptanz

Für die in dieser Analyse untersuchte Reaktion $ep \rightarrow e\phi p$ soll nun der Wirkungsquerschnitt bestimmt werden. Neben der Luminosität des verwendeten Datensatzes benötigt man dazu die mit Hilfe der Monte-Carlo-Simulation zu berechnende Akzeptanz.

Da in dieser Analyse ein gewichtetes Monte Carlo verwendet wurde, wobei die Gewichte w proportional zum Wirkungsquerschnitt des Ryskin-Modells (siehe Kapitel 3.2.2) sind, läßt sich die Akzeptanz A für jedes Intervall (in y oder Q^2) wie folgt bestimmen:

$$A = \frac{\sum_{rec} w_i}{\sum_{gen} w_i}$$

Die Summe im Zähler geht dabei über die rekonstruierten Ereignisse, die alle Schnitte passiert haben, die Summe im Nenner über alle generierten Ereignisse; w_i ist das Gewicht des i -ten Ereignisses.

Der statistische Fehler der Akzeptanz ist dann näherungsweise gegeben durch

$$\sigma_A = \frac{\sqrt{\sum_{gen} w_i^2 \cdot A \cdot (1 - A)}}{\sum_{gen} w_i},$$

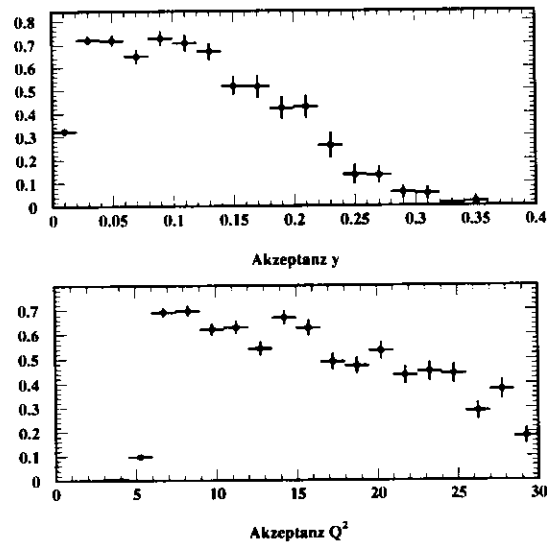
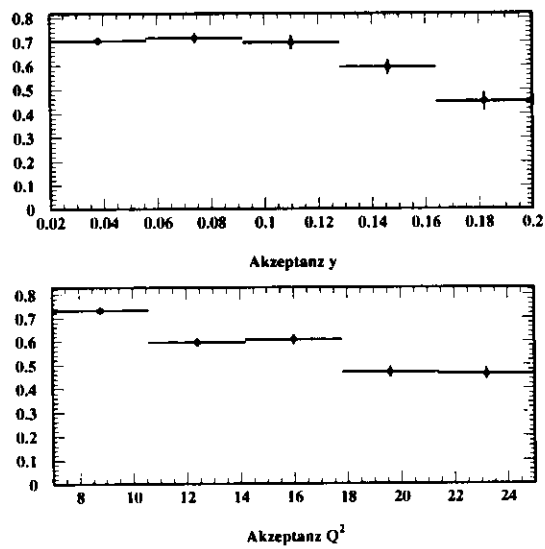
wie in [LAM94] beschrieben.

In Abbildung 6.2 sind die Akzeptanzen in y und in Q^2 dargestellt.

Die Akzeptanz bei kleinen Q^2 wird hauptsächlich durch den Schnitt auf die Position des Positrons bestimmt, der Auftreffpunkt des Positrons im Kalorimeter oder im SRTD wird dadurch begrenzt. Bei noch kleineren Q^2 könnte die Position des Leptons nicht mehr zuverlässig vom Detektor bestimmt werden.

Die Akzeptanz in y wird durch die geometrischen und kinematischen Begrenzungen der CTD bestimmt und ist eine direkte Konsequenz der Schnitte auf η_{track} . Bei γ^*p Kollisionen werden Ereignisse mit hohem y in Positronrichtung produziert (zum RCAL) und Ereignisse mit kleinem y in Protonrichtung (zum FCAL).

Für die Analyse möchte man eine kinematische Region auswählen, in der die Akzeptanz relativ hoch und konstant ist. Der kinematische Bereich wird daher auf $7 < Q^2 < 25$ GeV² und auf $0.02 < y < 0.2$, das entspricht einer Schwerpunktsenergie im γ^*p -System von $42 < W < 134$ GeV, beschränkt (siehe Abb. 6.3). Dort liegt die Akzeptanz etwa bei 60 %. In dieser Region verbleiben 49 ϕ -Ereignisse.

Abbildung 6.2: Akzeptanz in y (oben) und in Q^2 (unten).Abbildung 6.3: Akzeptanz in y (oben) und in Q^2 (unten) für den ausgewählten kinematischen Bereich.

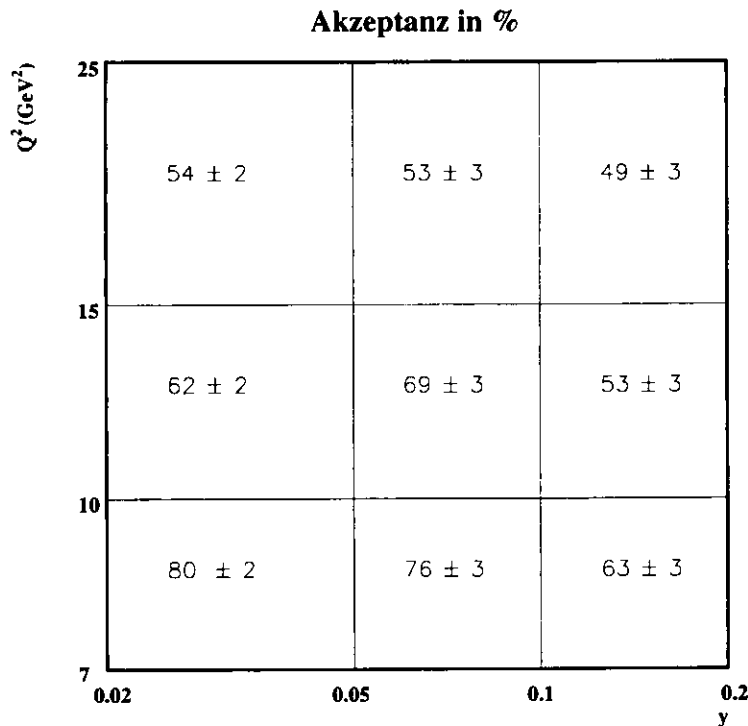


Abbildung 6.4: Akzeptanzen in % in der $y - Q^2$ -Ebene für den ausgewählten kinematischen Bereich.

In der $Q^2 - y$ -Ebene wählt man nun für die Akzeptanz drei Intervalle in Q^2 (7–10, 10–15, 15–25 GeV²) und drei Intervalle in y (0.02–0.05, 0.05–0.1, 0.1–0.2). Durch diese Wahl erreicht man, daß in allen Bereichen ϕ -Ereignisse vorhanden sind. Die Akzeptanz in diesen Bereichen ist in Abb. 6.4 dargestellt.

Um zu überprüfen, wieviel Prozent der Ereignisse, die in einem Intervall liegen, auch in genau diesem Intervall generiert wurden, wird die sogenannte „Reinheit“ berechnet. Die Reinheit ist dabei definiert als Anzahl der im Intervall i generierten und im Intervall i rekonstruierten Ereignisse geteilt durch die Anzahl der im Intervall i rekonstruierten Ereignisse. Durch Berechnung der Reinheit läßt sich also erkennen, wieviele der Ereignissen in einem bestimmten Intervall ursprünglich aus einem anderen Intervall gekommen sind, was z.B. durch Fehlrekonstruktion des Detektors möglich ist. Die Reinheit für den ausgewählten kinematischen Bereich (in denselben Intervallen wie die Akzeptanz) ist in Abb. 6.5 dargestellt. Durchschnittlich wurden also etwa 70 % aller in einem bestimmten Intervall gefundenen Ereignisse auch in diesem Intervall generiert.

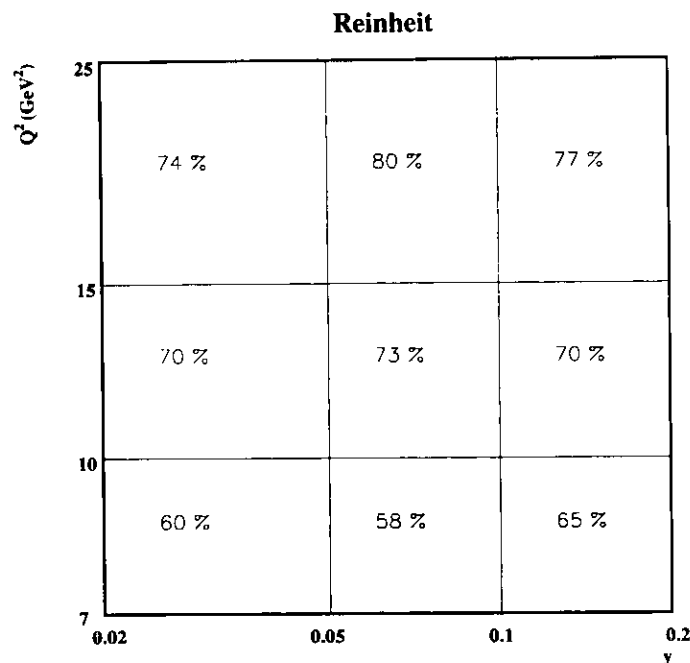


Abbildung 6.5: Reinheit in der $y - Q^2$ -Ebene für den ausgewählten kinematischen Bereich.

6.1.1 Vergleich Daten – Monte-Carlo-Simulation

Da die aus dem Monte Carlo berechnete Akzeptanz ein wesentlicher Faktor für den Wirkungsquerschnitt ist, soll durch Vergleiche einiger Datenverteilungen mit Monte-Carlo-Verteilungen die Qualität der Simulation überprüft werden. Bei den nun folgenden Abbildungen wurden alle bisher erwähnten Schnitte angewendet, soweit nicht anders beschrieben auch die kinematischen Schnitte auf Q^2 und y . Die Monte-Carlo-Verteilungen wurden bei dem Vergleich auf die Datenverteilungen normiert.

Betrachtet man die Verteilungen der kinematischen Variablen y und Q^2 in den Daten und im Monte Carlo (Abb. 6.6), so stellt man fest, daß die Übereinstimmung in der y -Verteilung sowie in der Q^2 -Verteilung gut ist.

Zur weiteren Überprüfung werden p_t^2 - und Vertexverteilung in den Daten und im Monte Carlo verglichen. Wie aus Abb. 6.7 zu erkennen ist, ist auch hier die Übereinstimmung gut.

Vergleicht man die Energie des Positrons in den Daten mit dem Monte Carlo, so wird die Übereinstimmung deutlich besser, wenn man statt der im Kalorimeter gemessenen Energie die „constrained“ Energie (Formel 3.2)

$$E'_e = \frac{2E_e - \sum(E_i - p_{zi})}{1 - \cos\theta'_e}$$

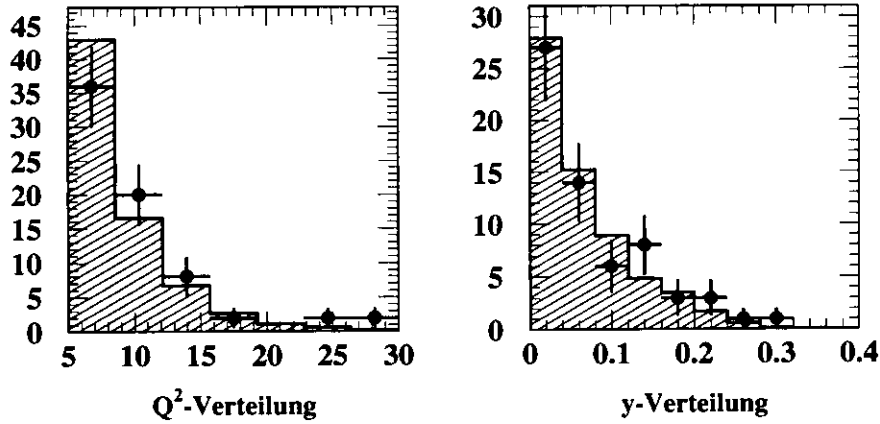


Abbildung 6.6: Vergleich der generierten kinematischen Variablen im Monte Carlo (Histogramm) mit den rekonstruierten in den Daten (Punkte). Bei der Q^2 -Verteilung wurde auf den Q^2 -Schnitt verzichtet, bei der y -Verteilung auf den y -Schnitt, ansonsten wurden alle Schnitte angewendet.

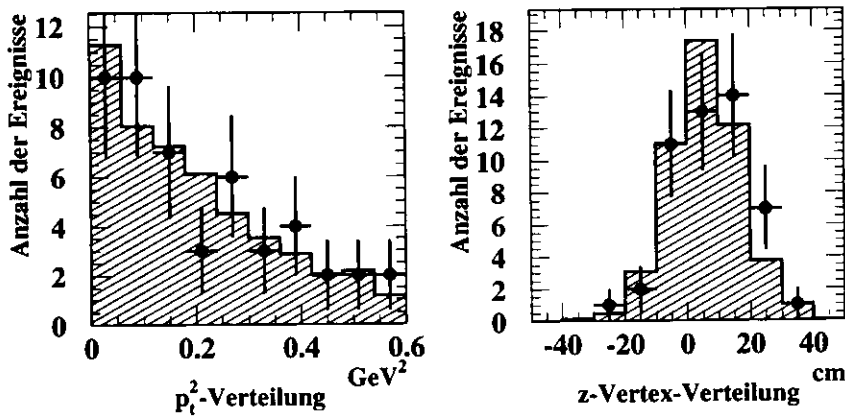


Abbildung 6.7: Vergleich der p_t^2 -Verteilung (links) und der Vertexverteilung in z -Richtung (rechts) im Monte Carlo (Histogramm) mit den Daten (Punkte). Alle Schnitte wurden angewendet.

benutzt (siehe Abb. 6.8).

Dies läßt sich dadurch erklären, daß die Positronen auch im Bereich des toten Materials vor dem aktiven Kalorimeter wechselwirken und dort Energie verlieren können. Die Energie, die direkt mit dem Kalorimeter gemessen wird, ist daher kleiner als der wahre Wert. In der Monte-Carlo-Simulation wird das tote Material nur unzureichend beschrieben, hier werden also höhere Positronenergien im Kalorimeter gesehen als in den Daten wirklich erkannt werden. Da die „constrained“ Energie dagegen anstelle aus Kalorimeterinformation aus den Spuren der Teilchen aus dem Vektormesonzerfall gewonnen wird, ist das Problem der unzureichenden Kalorimeterbeschreibung im Monte Carlo hier nicht von Bedeutung, die Übereinstimmung von Daten und Simulation ist sehr viel größer.

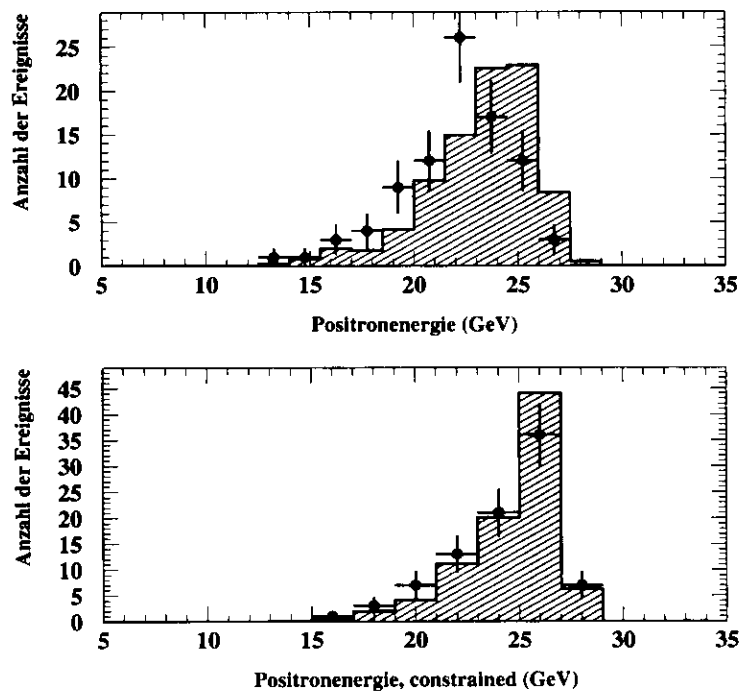


Abbildung 6.8: Vergleich der Positronenergie im Monte Carlo (Histogramm) und in den Daten (Punkte). Die Übereinstimmung in der „constrained“ Energie ist deutlich besser.

6.2 Abschätzung des Untergrundes

Abb 6.9 zeigt die K^+K^- -Massenverteilung im Bereich von 0.99 bis 1.15 GeV nach allen Schnitten; deutlich zu erkennen ist die ϕ -Resonanz bei 1.019 GeV.

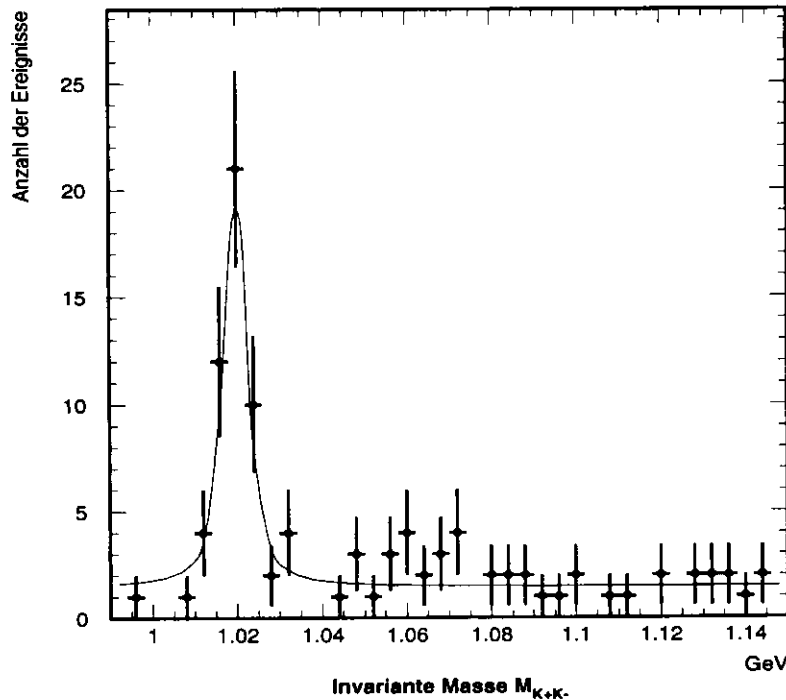


Abbildung 6.9: Verteilung der invarianten K^+K^- -Masse im Bereich von 0.99 bis 1.15 GeV. Die ϕ -Masse bei 1.019 GeV ist klar zu sehen.

Der nicht-resonante Untergrund unter der ϕ -Resonanz kann abgeschätzt werden, indem man die Faltung $F_w(w)$ einer Breit-Wigner-Kurve mit einer Gauss-Kurve über einem in M_{KK} konstanten Untergrund an das K^+K^- -Massenspektrum anpaßt:

$$F_w(w) = \int C \cdot \frac{\frac{\Gamma^2}{4}}{((w - y) - M_{K^+K^-})^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \cdot \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \cdot e^{-\frac{y^2}{2\sigma^2}} dy$$

C ist dabei die Normierungskonstante, Γ die Breite der Breit-Wigner-Verteilung, die auf den von der Particle Data Group angegebenen Wert von 4.43 MeV [PAR94] gesetzt wurde, und σ bezeichnet die Standardabweichung der Gauss-Verteilung.

Als Fitparameter werden die Normierung, die ϕ -Masse, der abzuschätzende flache Untergrund sowie die Gauss-Standardabweichung σ eingesetzt.

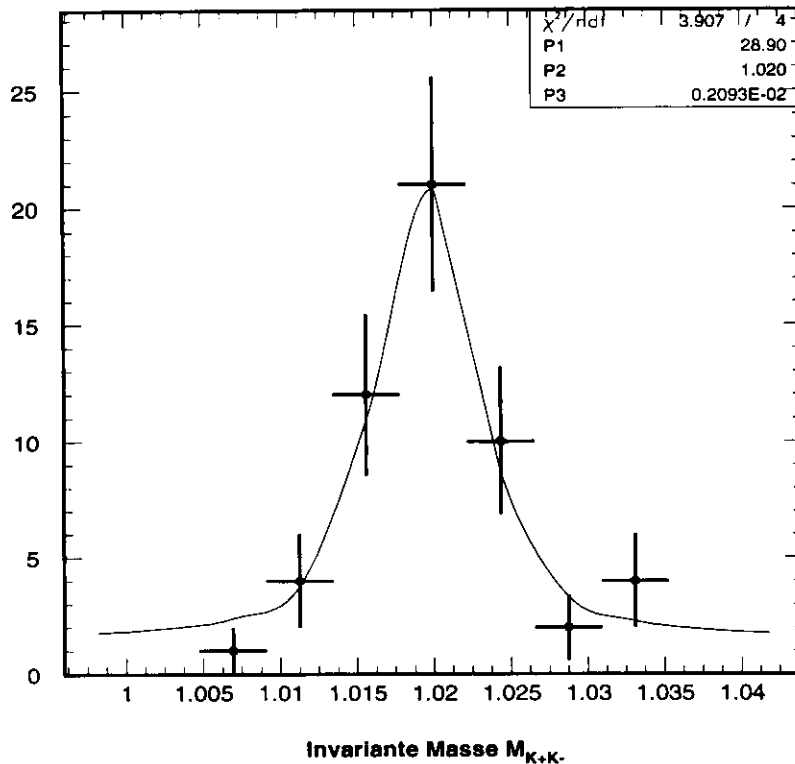


Abbildung 6.10: Invariante Masse des K^+K^- -Systems für ϕ -Kandidaten.

Aus dem Fit (siehe Abb. 6.10) erhält man für die ϕ -Masse einen Wert von 1019.6 ± 0.8 MeV, der mit dem von der Particle Data Group angegebenen Wert von 1019.413 ± 0.008 MeV [PAR94] gut übereinstimmt. Der Untergrund unter dem ϕ -Signal im Bereich von 1.01 bis 1.03 GeV ergab sich aus dem Fit zu etwa $16\% \pm 9\%$. Im Fehler enthalten sind statistische Unsicherheiten aus dem Fit, Unsicherheiten bezüglich der Form des Untergrundes sowie bezüglich des gefitteten Massenbereichs. So wurden anstelle des flachen Untergrundes ein ansteigender Untergrund der Form $a + b * M_{KK}$ in den Fit eingesetzt sowie Fits in verschiedenen Massenbereichen durchgeführt. Zieht man den Untergrund ab, so verbleiben 39 ϕ -Ereignisse in dem ausgewählten Bereich. Die Standardabweichung der Gauss-Verteilung wurde in dem Fit zu etwa 2 MeV berechnet, was der erwarteten Spurauflösung aus dem Monte Carlo entspricht [WHI96].

Der Anteil von Untergrundereignissen aufgrund von Protondissoziation wurde wegen der kleinen Statistik zu $(22 \pm 8 \pm 15)\%$ wie bei der Produktion von ρ -Ereignissen [ZEU95b] abgeschätzt. Bei der Berechnung dieses Untergrundes wurde eine Abhängigkeit von $d\sigma(\gamma^*p/dM_X^2) \propto 1/M_X^{2.25}$ angenommen, wie vom CDF Experiment für $p\bar{p} \rightarrow \bar{p} + X$ gemessen [CDF94]. Der systematische Fehler ergab sich, indem man den Exponenten des

$1/M_X$ -Terms im Bereich von 2 bis 3 variierte.

Da der in dieser Analyse zur Akzeptanzkorrektur verwendete Monte-Carlo-Generator DIPSI keine Strahlungskorrekturen enthält, muß bei der Berechnung des Wirkungsquerschnitts auch darauf korrigiert werden. Für den in dieser Analyse benutzten kinematischen Bereich ergab sich der Strahlungskorrekturfaktor Δ_{rad} im Mittel zu 1.12 [ZEU96b].

6.3 Berechnung der Wirkungsquerschnitte

6.3.1 ep - Wirkungsquerschnitt

Nachdem nun die Untergrundfaktoren geklärt, die Akzeptanz berechnet und die Monte-Carlo-Simulation überprüft wurde, können nun die Wirkungsquerschnitte bestimmt werden, wobei zuerst der Wirkungsquerschnitt $e^+p \rightarrow e^+\phi p$ betrachtet werden soll.

Für jedes Intervall in Q^2 und y aus Abbildung 6.4 wird die akzeptanzkorrigierte Anzahl der Ereignisse N_{korr} in dem jeweiligen Intervall berechnet.

Den ep - Wirkungsquerschnitt erhält man aus

$$\sigma(ep \rightarrow e\phi p) = \frac{N_{korr} \cdot (1 - \Delta_{res})(1 - \Delta_{diss})}{\Delta_{rad} \cdot \mathcal{L}_{int} \cdot B},$$

wobei N_{korr} die akzeptanzkorrigierte Anzahl der Ereignisse ist,
 Δ_{res} der Untergrundkorrekturfaktor aus dem Fit,
 Δ_{diss} der Untergrundkorrekturfaktor für die Ereignisse aus Protodissoziation,
 \mathcal{L}_{int} die integrierte Luminosität,
 B das Verzweigungsverhältnis $\phi \rightarrow K^+K^-$ ($B = 0.491$),
 und Δ_{rad} der Strahlungskorrekturfaktor.

Der korrigierte ep - Wirkungsquerschnitt für die Produktion von ϕ -Mesonen in tiefunelastischer Streuung ergibt sich dann zu:

$$\sigma(ep \rightarrow e\phi p) = 0.035 \pm 0.006 \text{ (stat.) nb,}$$

integriert über $0.02 < y < 0.2$ und $7 < Q^2 < 25 \text{ GeV}^2$.

6.3.2 γ^*p - Wirkungsquerschnitt

Wie schon in Kapitel 3.1.2 beschrieben wurde, läßt sich der ep - Wirkungsquerschnitt in einen γ^*p - Wirkungsquerschnitt umrechnen:

$$\sigma(\gamma^*p \rightarrow \phi p) = \frac{1}{\Gamma_T} \frac{d^2\sigma(ep \rightarrow e\phi p)}{dydQ^2}$$

Der Flußfaktor Γ_T wird für jedes der ausgewählten ϕ -Ereignisse nach der Formel 3.7 aus den gemessenen Q^2 - und y -Werten berechnet, die Ereignisse werden also mit ihrem Γ_T -Wert gewichtet.

Betrachtet man den sich ergebenden Wirkungsquerschnitt in zwei Bereichen von Q^2 , in denen etwa gleich viele Ereignisse liegen, so erhält man

$$\sigma(\gamma^*p \rightarrow \phi p) = 10.1 \pm 2.5 \text{ (stat.) nb} \quad \text{für } \langle Q^2 \rangle = 8.0 \text{ GeV}^2$$

und

$$\sigma(\gamma^*p \rightarrow \phi p) = 3.6 \pm 0.9 \text{ (stat.) nb} \quad \text{für } \langle Q^2 \rangle = 13.1 \text{ GeV}^2$$

für den in dieser Analyse verwendeten kinematischen Bereich von $7 < Q^2 < 25 \text{ GeV}^2$, $0.02 < y < 0.2$ und $p_t^2 < 0.6 \text{ GeV}^2$. Die oben genannten mittleren Q^2 -Werte sind akzeptanzkorrigiert.

6.3.3 Systematische Fehler

Hier soll nun der Einfluß verschiedener Selektionsschnitte auf den berechneten Wirkungsquerschnitt bestimmt werden, indem man jeweils einen Schnitt ändert und die anderen konstant läßt. Für jeden veränderten Schnitt wurde die Analyse wiederholt, die Akzeptanz bestimmt und der neu berechnete Wirkungsquerschnitt mit dem alten verglichen. Für den Vergleich wurde der ep -Wirkungsquerschnitt benutzt.

Folgende Änderungen wurden überprüft:

- Der Schnitt auf die Positronenergie wurde auf 10 GeV erhöht.
- Der δ -Schnitt wurde auf 30 GeV gesenkt.
- Der δ -Schnitt wurde auf 40 GeV erhöht.
- Für den Massenbereich wurde $1.00 < M_{KK} < 1.04 \text{ GeV}$ erlaubt.
- Der E/p -Schnitt wurde auf 1.7 gesetzt.
- Der Vertexbereich wurde auf $-55 < z\text{-Vertex} < 45 \text{ cm}$ erweitert.
- Der SRTD-Boxcut wurde von 12 auf 13 cm erweitert.
- Der Schnitt auf die Pseudorapidität wurde auf $|\eta_{track}| < 2$ gesetzt.
- Der Schnitt auf die Pseudorapidität wurde auf $|\eta_{track}| < 1.5$ gesetzt.

Fehlerquelle	Fehler
Schnitt auf die Positronenergie	<1%
$E - p_z$ -Schnitt	6%
Massenschnitt	1%
E/p -Schnitt	4%
Vertexschnitt	<1%
Boxcut	5%
Schnitt auf η_{track}	4%
Luminositätsmessung	3.5%
Strahlungskorrekturen	10%
Protondissoziation	17%
Untergrund-Fits	9%

Tabelle 6.1: Systematische Fehler.

Die verschiedenen systematischen Fehler sind in Tabelle 6.1 zusammengefaßt. Außer den oben beschriebenen Fehler aufgrund von Selektionsschnitten müssen noch die systematischen Fehler bei der Abschätzung des Protondissoziationsuntergrundes und des nicht-resonanten Untergrundes aus dem Fit sowie die Unsicherheiten bei den Strahlungskorrekturen und der Berechnung der Luminosität berücksichtigt werden. Der letztendliche systematische Fehler wird dann berechnet, indem man die einzelnen Fehler quadratisch addiert.

Als gesamter systematischer Fehler für den Wirkungsquerschnitt ergibt sich hieraus ein Fehler von etwa 24%. Diese Unsicherheit ist sowohl für den ep - als auch für den γ^*p -Wirkungsquerschnitt zu berücksichtigen.

Für die Wirkungsquerschnitte erhält man also:

$$\sigma(ep \rightarrow e\phi p) = 0.035 \pm 0.006 (stat.) \pm 0.008 (syst.) \text{ nb}$$

und

$$\sigma(\gamma^*p \rightarrow \phi p) = 10.1 \pm 2.5 (stat.) \pm 2.4 (syst.) \text{ nb} \quad \text{für } \langle Q^2 \rangle = 8.0 \text{ GeV}^2$$

$$\sigma(\gamma^*p \rightarrow \phi p) = 3.6 \pm 0.9 (stat.) \pm 0.9 (syst.) \text{ nb} \quad \text{für } \langle Q^2 \rangle = 13.1 \text{ GeV}^2$$

in dem Bereich von $7 < Q^2 < 25 \text{ GeV}^2$, $0.02 < y < 0.2$ und $p_t^2 < 0.6 \text{ GeV}^2$.

6.3.4 Q^2 -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts

Aus den oben genannten γ^*p -Wirkungsquerschnitten in zwei Bereichen von Q^2 läßt sich die Q^2 -Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte bestimmen. Man nimmt hier eine Abhängigkeit der Form $\sigma \sim Q^{-2\alpha}$ an und erhält aus

$$\frac{\sigma_1}{\sigma_2} = \frac{(\langle Q_1^2 \rangle)^{-\alpha}}{(\langle Q_2^2 \rangle)^{-\alpha}}$$

für α einen Wert von 2.1 ± 0.7 . Die Q^2 -Abhängigkeit ergibt sich also zu $\sigma \sim Q^{-4.2 \pm 1.4}$.

Kapitel 7

Zusammenfassung

In dieser Analyse wurde die Erzeugung von ϕ -Mesonen in der tiefunelastischen Positron-Proton-Streuung für Positronenergien von 27.52 GeV und Protonenergien von 820 GeV untersucht. Aus den im Jahre 1994 mit dem ZEUS-Detektor genommenen Daten wurden durch geeignete Schnitte und durch eine Begrenzung des kinematischen Bereichs auf $0.02 < y < 0.2$, $7 < Q^2 < 25 \text{ GeV}^2$ und $p_t^2 < 0.6 \text{ GeV}^2$ 49 ϕ -Kandidaten selektiert, entsprechend einer integrierten Luminosität von 2.48 pb^{-1} .

Nach einer Akzeptanzkorrektur, Berücksichtigung von Protondissoziation und Untergrund sowie nach Strahlungskorrekturen konnte sowohl der ep - Wirkungsquerschnitt als auch der γ^*p - Wirkungsquerschnitt bestimmt werden. Es ergaben sich

$$\sigma(ep \rightarrow e\phi p) = 0.035 \pm 0.006 (\text{stat.}) \pm 0.008 (\text{syst.}) \text{ nb}$$

sowie

$$\begin{aligned} \sigma(\gamma^*p \rightarrow \phi p) &= 10.1 \pm 2.5 (\text{stat.}) \pm 2.4 (\text{syst.}) \text{ nb} \quad \text{für } \langle Q^2 \rangle = 8.0 \text{ GeV}^2 \\ \sigma(\gamma^*p \rightarrow \phi p) &= 3.6 \pm 0.9 (\text{stat.}) \pm 0.9 (\text{syst.}) \text{ nb} \quad \text{für } \langle Q^2 \rangle = 13.1 \text{ GeV}^2. \end{aligned}$$

In [ZEU96b] wurden die Wirkungsquerschnitte zu $\sigma(ep \rightarrow e\phi p) = 0.034 \pm 0.007 (\text{stat.}) \pm 0.011 (\text{syst.}) \text{ nb}$ sowie $\sigma(\gamma^*p \rightarrow \phi p) = 10.3 \pm 2.2 (\text{stat.}) \pm 3.3 (\text{syst.}) \text{ nb}$ für $\langle Q^2 \rangle = 8.2 \text{ GeV}^2$ und $\sigma(\gamma^*p \rightarrow \phi p) = 3.1 \pm 0.7 (\text{stat.}) \pm 1.0 (\text{syst.}) \text{ nb}$ für $\langle Q^2 \rangle = 14.7 \text{ GeV}^2$ berechnet. Die Ergebnisse der vorliegenden Analyse sind also in guter Übereinstimmung mit den von der ZEUS-Kollaboration veröffentlichten Daten.

Neben den oben genannten berechneten Wirkungsquerschnitten erlauben die aus dieser Analyse gewonnenen Daten eine Bestimmung der Q^2 -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts σ , unter der Voraussetzung, daß $\sigma \sim Q^{-2\alpha}$ ist. Die erhaltene Abhängigkeit von $\sigma \sim Q^{-4.2 \pm 1.4}$ stimmt ebenfalls mit von ZEUS veröffentlichten Ergebnissen überein [ZEU96b], wo aus den Daten $2\alpha = 4.2 \pm 0.8_{-0.5}^{+1.4}$ erhalten wurde.

Die Produktion von Vektormesonen wird auch in der nächsten Zeit ein spannendes Gebiet bei HERA bleiben, um die Grenze zwischen perturbativer und nicht-perturbativer QCD zu untersuchen. Aus den Daten von 1995 mit etwa doppelt so viel Luminosität wie 1994 und einem erweiterten kinematischen Bereich durch ein zusätzlich eingebautes Strahlrohrkalorimeter (BPC) sind wiederum interessante Ergebnisse zu erwarten.

Literaturverzeichnis

- [ABR95] **H. Abramowicz, A. Caldwell, R. Sinkus**
Neural Network Based Electron Identification in the ZEUS Calorimeter
DESY 95-054, März 1995
- [ADA93] **Programming Techniques Group**
Users Guide ADAMO, Entity-Relationship Programming System
CERN, Oktober 1993
- [AND91] **A. Andresen et al. (ZEUS Kalorimetergruppe)**
Construction and Beam Test of the ZEUS Forward and Rear Calorimeter
Nucl. Instr. Meth. A309 (1991), 101-142
- [BAM95] **A. Bamberger et al.**
The Small Angle Rear Track Detector for ZEUS
ZEUS-Note 95-095, November 1995
- [BAU93] **L.A.T. Bauerdick, D. Gilkinson, O. Manczak**
ZARAH Primer
ZEUS-Note 93-072, Juli 1993
- [BRO89] **C.B. Brooks et al. (ZEUS UK)**
Development of the ZEUS Central Tracking Detector
Nucl. Instr. Meth. A283 (1989), 477-483
- [BRO94] **Stanley J. Brodsky et al.**
Diffraction leptoproduction of vector mesons in QCD
Phys. Rev. D50 (1994), 3134-3144
- [CDF94] **F. Abe et al. (CDF Kollaboration)**
Measurement of $p\bar{p}$ single diffraction dissociation at $\sqrt{s}=546$ and 1800 GeV
Phys. Rev. D50 (1994), 5535-5549
- [DEP96] **O. Deppe and L.A.T. Bauerdick,**
With contributions from H. Landfermann, M. Roco
User's Guide to $\mathcal{E}\mathcal{Z}$, Version 3.06/02
März 1996
- [EMC88] **J. Ashman et al. (European Muon Collaboration)**
Exclusive ρ^0 and ϕ production in deep inelastic muon scattering
Z. Phys. C 39 (1988), 169-175

- [FLE95] **I. Fleck and K. Ohrenberg**
Electron Identification in the HES and a new way to determine the efficiency of electron finders
ZEUS-Note 95-009, Februar 1995
- [GOU83] **K. Goulios**
Diffractive Interactions of Hadrons in High Energies
Phys. Rep. 101 (1983), 169
- [H194] **T. Ahmed et al. (H1 Kollaboration)**
Deep Inelastic Scattering Events with a Large Rapidity Gap at HERA
Nucl. Phys. B429 (1994), 477
- [HERB94] **HERA-B Kollaboration**
HERA-B Proposal
DESY 94-02, 1994
- [HERM93] **HERMES Kollaboration**
Technical Design Report
The HERMES Kollaboration, Juli 1993
- [HOL93] **U. Holm (Hrsg.)**
The ZEUS Detector, Status Report 1993
ZEUS Kollaboration, Februar 1993
- [HOL96] **B. Holzer**
HERA status, short- and longterm plans
ZEUS Kollaboration Meeting, März 1996
- [KOE94] **L. Koepke**
ZEUS Primer
August 1996
- [LAM93] **L. Lamberti**
DIPSI: A Montecarlo Generator for Diffractive J/ψ Production
ZEUS 93-113, Oktober 1993
- [LAM94] **L. Lamberti and A. Solano**
How to use MC weights for physics analysis
ZEUS 94-091, Juli 1994
- [MAR93] **A.D. Martin**
Structure Functions and Small x Physics
Lectures given at the XXI International Meeting on Fundamental Physics, Madrid, 9.-15. Mai 1993
- [NMC94] **M. Arneodo et al. (New Muon Collaboration)**
Exclusive ρ^0 and ϕ muoproduction at large Q^2
Nucl. Phys. B 429 (1994), 503-529
- [PAR94] **Particle Data Group, M. Aguilar-Benitez et al.**
Review of Particle Properties
Phys. Rev. D50, 1173 (1994)
- [PIO95] **K. Piotrkowski, M. Zachara**
Determination of the ZEUS Luminosity in 1994
ZEUS 95-138, Oktober 1995

- [QUA96] **A. Quadt**
Proton Structure Functions at HERA
Invited talk at the XIth Topical Workshop on $\bar{p}p$ Collider Physics,
Abano Terme, Italy, 26 May - 1 June 1996
- [RYS93] **M.G. Ryskin**
Diffraction J/ψ electroproduction in LLA QCD
Z. Phys. C 57 (1993), 89-92
- [SIN96] **R. Sinkus**
Measurement of the Proton Structure Function F_2 from the 1994 HERA Data using a Neural Network for the Identification of the Scattered Lepton
Dissertation, Universität Hamburg, DESY F35D-96-10, April 1996
- [WHI96] **A.F. Whitfield**
A Measurement of Vector Meson Production in ep Collisions with the ZEUS Detector at HERA
Dissertation, Universität London, März 1996
- [WOL94] **G. Wolf**
HERA physics
DESY 94-022, Februar 1994
- [ZEU92] **ZEUS Data Acquisition Group**
ZEUS Contributed Papers of CHEP92
DESY 92-150, Oktober 1992
- [ZEU93] **M. Derrick et al. (ZEUS Kollaboration)**
Observation of events with a large rapidity gap in deep inelastic scattering at HERA
Phys. Lett. B 315 (1993), 481-493
- [ZEU95a] **M. Derrick et al. (ZEUS Kollaboration)**
Measurement of the Proton Structure Function F_2 from the 1993 HERA Data
Z.Phys. C65 (1995), 379
- [ZEU95b] **M. Derrick et al. (ZEUS Kollaboration)**
Exclusive ρ^0 Production in Deep Inelastic Electron-Proton Scattering at HERA
Phys. Lett. B356 (1995), 601-616
- [ZEU96a] **M. Derrick et al. (ZEUS Kollaboration)**
Measurement of Elastic ϕ -Photoproduction at HERA
accepted by Phys. Lett. B (1996) - Ref. 3879
- [ZEU96b] **M. Derrick et al. (ZEUS Kollaboration)**
*Measurement of the Reaction $\gamma^*p \rightarrow \phi p$ in Deep Inelastic e^+p Scattering at HERA*
DESY 96-67, April 1996, accepted by Phys. Lett. B - Ref.3904

Danksagung

Während meines Jahres der Diplomarbeit am DESY hatte ich hier die Gelegenheit, neben der eigentlichen physikalischen Arbeit sehr viele nette Physiker und Nicht-Physiker aus unterschiedlichen Bereichen und verschiedenen Ländern kennenzulernen und wiederzutreffen.

Ich danke Herrn Professor Lohrmann für die Ermöglichung und Betreuung dieser Arbeit auf dem interessanten Gebiet der Elementarteilchenphysik, sowie Herrn L.A.T. Bauerdick für den Vorschlag des Themas und viele physikalische Anregungen und Erklärungen.

Bei den derzeitigen und ehemaligen ZEUS-Diplomanden und -Doktoranden, speziell bei meinen „Zimmerkollegen“ Heiko Beier, Olaf Deppe, Ulrich Fricke, Jörn Grosse-Knetter, Michael Liebe, Martin Löwe, Teresa Monteiro und Dirk Westphal möchte ich mich für die sehr gute Arbeitsatmosphäre und die stete Hilfsbereitschaft bedanken.

Besonderen Spass hat mir auch die Arbeit in der Abteilung für Öffentlichkeitsarbeit gemacht; an dieser Stelle ein herzlicher Gruß an alle Mitarbeiter.

Ein spezieller Dank geht noch an die beiden auswärtigen ZEUS-Wissenschaftler Arnulf Quadt und Dr. Aldus Whitfield, für immer schnelle Antworten meist per e-mail.

Weiterhin danke ich meiner Physiklehrerin, die mich bezüglich der Quarks auf den Geschmack gebracht hat, meinen Eltern für die nicht nur finanzielle Unterstützung während meines Studiums und meinem Freund Arndt Boris unter vielem anderen für das Korrekturlesen dieser Arbeit.

Erklärung

Hiermit versichere ich, daß ich die vorliegende Arbeit selbständig angefertigt und nur die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe.

Hamburg, im August 1996

(Heike Landfermann)

