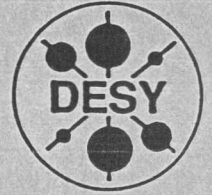




X1998-00795

DEUTSCHES ELEKTRONEN-SYNCHROTRON



DESY-THESIS-1998-008

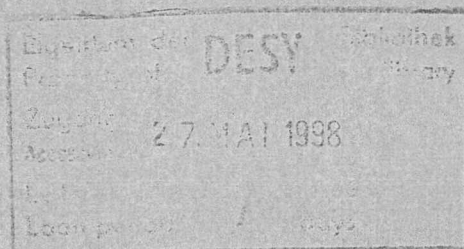
May 1998

C

Electroproduction of ϕ -Mesons at $0,25 < Q^2 < 0,85 \text{ GeV}^2$ at HERA

by

M. Groll



ISSN 1435-8085

NOTKESTRASSE 85 - 22603 HAMBURG

DESY behält sich alle Rechte für den Fall der Schutzrechtserteilung und für die wirtschaftliche Verwertung der in diesem Bericht enthaltenen Informationen vor.

DESY reserves all rights for commercial use of information included in this report, especially in case of filing application for or grant of patents.

To be sure that your reports and preprints are promptly included in the
HEP literature database
send them to (if possible by air mail):

DESY
Zentralbibliothek
Notkestraße 85
22603 Hamburg
Germany

DESY
Bibliothek
Platanenallee 6
15738 Zeuthen
Germany

1	Introduction	1
2	1.1 Kinematics	1
3	1.2 Cross-sections	1
4	1.3 Experimental setup	1
5	1.4 Data selection	1
6	1.5 Monte Carlo simulation	1
7	1.6 Systematic uncertainties	1
8	1.7 Summary	1
9	2. Results	2
10	2.1 Total cross-section	2
11	2.2 Differential cross-sections	2
12	2.3 Polarization transfer	2
13	2.4 Comparison with theory	2
14	2.5 Summary	2
15	3. Conclusions	3
16	Acknowledgements	3
17	References	3
18	Appendix A: Kinematics	3
19	Appendix B: Monte Carlo simulation	3
20	Appendix C: Systematic uncertainties	3
21	Appendix D: Polarization transfer	3
22	Appendix E: Comparison with theory	3
23	Appendix F: Summary	3
24	Appendix G: Introduction	3
25	Appendix H: Kinematics	3
26	Appendix I: Monte Carlo simulation	3
27	Appendix J: Systematic uncertainties	3
28	Appendix K: Polarization transfer	3
29	Appendix L: Comparison with theory	3
30	Appendix M: Summary	3
31	Appendix N: Conclusions	3
32	Appendix O: Acknowledgements	3
33	Appendix P: References	3
34	Appendix Q: Appendix A: Kinematics	3
35	Appendix R: Appendix B: Monte Carlo simulation	3
36	Appendix S: Appendix C: Systematic uncertainties	3
37	Appendix T: Appendix D: Polarization transfer	3
38	Appendix U: Appendix E: Comparison with theory	3
39	Appendix V: Appendix F: Summary	3
40	Appendix W: Appendix G: Introduction	3
41	Appendix X: Appendix H: Kinematics	3
42	Appendix Y: Appendix I: Monte Carlo simulation	3
43	Appendix Z: Appendix J: Systematic uncertainties	3
44	Appendix AA: Appendix K: Polarization transfer	3
45	Appendix AB: Appendix L: Comparison with theory	3
46	Appendix AC: Appendix M: Summary	3
47	Appendix AD: Appendix N: Conclusions	3
48	Appendix AE: Appendix O: Acknowledgements	3
49	Appendix AF: Appendix P: References	3
50	Appendix AG: Appendix Q: Appendix A: Kinematics	3
51	Appendix AH: Appendix R: Appendix B: Monte Carlo simulation	3
52	Appendix AI: Appendix S: Appendix C: Systematic uncertainties	3
53	Appendix AJ: Appendix T: Appendix D: Polarization transfer	3
54	Appendix AK: Appendix U: Appendix E: Comparison with theory	3
55	Appendix AL: Appendix V: Appendix F: Summary	3
56	Appendix AM: Appendix W: Appendix G: Introduction	3
57	Appendix AN: Appendix X: Appendix H: Kinematics	3
58	Appendix AO: Appendix Y: Appendix I: Monte Carlo simulation	3
59	Appendix AP: Appendix Z: Appendix J: Systematic uncertainties	3
60	Appendix AQ: Appendix AA: Appendix K: Polarization transfer	3
61	Appendix AR: Appendix AB: Appendix L: Comparison with theory	3
62	Appendix AS: Appendix AC: Appendix M: Summary	3
63	Appendix AT: Appendix AD: Appendix N: Conclusions	3
64	Appendix AU: Appendix AE: Appendix O: Acknowledgements	3
65	Appendix AV: Appendix AF: Appendix P: References	3
66	Appendix AW: Appendix AG: Appendix Q: Appendix A: Kinematics	3
67	Appendix AX: Appendix AH: Appendix R: Appendix B: Monte Carlo simulation	3
68	Appendix AY: Appendix AI: Appendix S: Appendix C: Systematic uncertainties	3
69	Appendix AZ: Appendix AJ: Appendix T: Appendix D: Polarization transfer	3
70	Appendix BA: Appendix AU: Appendix U: Appendix E: Comparison with theory	3
71	Appendix BB: Appendix AV: Appendix V: Appendix F: Summary	3
72	Appendix BC: Appendix AW: Appendix W: Appendix G: Introduction	3
73	Appendix BD: Appendix AX: Appendix X: Appendix H: Kinematics	3
74	Appendix BE: Appendix AY: Appendix Y: Appendix I: Monte Carlo simulation	3
75	Appendix BF: Appendix AZ: Appendix Z: Appendix J: Systematic uncertainties	3
76	Appendix BG: Appendix BA: Appendix AA: Appendix K: Polarization transfer	3
77	Appendix BH: Appendix BB: Appendix AB: Appendix L: Comparison with theory	3
78	Appendix BI: Appendix BC: Appendix AC: Appendix M: Summary	3
79	Appendix BJ: Appendix BD: Appendix AD: Appendix N: Conclusions	3
80	Appendix BK: Appendix BE: Appendix AE: Appendix O: Acknowledgements	3
81	Appendix BL: Appendix BF: Appendix AF: Appendix P: References	3
82	Appendix BM: Appendix BG: Appendix AG: Appendix Q: Appendix A: Kinematics	3
83	Appendix BN: Appendix BH: Appendix AH: Appendix R: Appendix B: Monte Carlo simulation	3
84	Appendix BO: Appendix BI: Appendix AI: Appendix S: Appendix C: Systematic uncertainties	3
85	Appendix BP: Appendix BJ: Appendix AJ: Appendix T: Appendix D: Polarization transfer	3
86	Appendix BQ: Appendix BK: Appendix AU: Appendix U: Appendix E: Comparison with theory	3
87	Appendix BR: Appendix BL: Appendix AV: Appendix V: Appendix F: Summary	3
88	Appendix BS: Appendix BM: Appendix AW: Appendix W: Appendix G: Introduction	3
89	Appendix BT: Appendix BN: Appendix AX: Appendix X: Appendix H: Kinematics	3
90	Appendix BU: Appendix BO: Appendix AY: Appendix Y: Appendix I: Monte Carlo simulation	3
91	Appendix BV: Appendix BP: Appendix AZ: Appendix Z: Appendix J: Systematic uncertainties	3
92	Appendix BW: Appendix BQ: Appendix BA: Appendix AA: Appendix K: Polarization transfer	3
93	Appendix BX: Appendix BR: Appendix BB: Appendix AB: Appendix L: Comparison with theory	3
94	Appendix BY: Appendix BS: Appendix BC: Appendix AC: Appendix M: Summary	3
95	Appendix BZ: Appendix BT: Appendix BD: Appendix AD: Appendix N: Conclusions	3
96	Appendix C0: Appendix BU: Appendix BE: Appendix AE: Appendix O: Acknowledgements	3
97	Appendix C1: Appendix BV: Appendix BF: Appendix AF: Appendix P: References	3
98	Appendix C2: Appendix BW: Appendix BG: Appendix AG: Appendix Q: Appendix A: Kinematics	3
99	Appendix C3: Appendix BX: Appendix BH: Appendix AH: Appendix R: Appendix B: Monte Carlo simulation	3
100	Appendix C4: Appendix C0: Appendix BI: Appendix AI: Appendix S: Appendix C: Systematic uncertainties	3

Electroproduction of ϕ -mesons at $0,25 < Q^2 < 0,85 \text{ GeV}^2$ at HERA

by
Marcus Groll

HERA-Exp-01/02

Abstract

The elastic electroproduction of ϕ -mesons $ep \rightarrow e\phi(K^+K^-)p$ was studied with the ZEUS-Detector and the Beam Pipe Calorimeter BPC in the region of the transferred four momentum squared $0,25 < Q^2 < 0,85 \text{ GeV}^2$ and center of mass energy $25 < W < 90 \text{ GeV}$. The Q^2 - and W -dependence of the cross-section and the elements of the spin-density-matrix were measured and compared with predictions.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	HERA und ZEUS	3
2.1	Der HERA-Speicherring	3
2.2	Der ZEUS-Detektor	4
2.2.1	Die Spurkammern	5
2.2.2	Das Kalorimeter	6
2.2.3	Das Strahlrohrkalorimeter BPC	8
3	Theoretische Grundlagen	13
3.1	Die kinematischen Variablen	13
3.2	Protodissoziation	14
3.3	Modelle und Vorhersagen	15
3.3.1	Das Vektormeson-Dominanz-Modell	16
3.3.2	Die Regge-Theorie	17
3.3.3	Die perturbative Quantenchromodynamik	21
3.4	Zerfallswinkelverteilungen	23
4	Monte Carlo-Simulation	27
4.1	Vergleich zwischen MC-Simulation und Daten	29
4.2	Auflösung der m_{KK} -Messung	30
5	Rekonstruktion und Datenselektion	32
5.1	Trigger	32
5.1.1	Trigger für Vektormesonen mit Energie im BPC	33
5.2	Rekonstruktion der Daten	34
5.3	Rekonstruktion der Ereignisvariablen	35
5.3.1	Energien und Impulse der beiden Spuren	35
5.3.2	Winkel θ'_e und ϕ'_e des gestreuten Elektrons	36
5.3.3	Die kinematischen Variablen	36
5.4	Datenselektion	38

5.4.1	Bedingungen an das gestreute Elektron im BPC	38
5.4.2	Zuordnung der Spuren zu Kalorimeterenergien	39
5.4.3	Bedingungen an die Spuren	39
5.4.4	Bedingungen an die kinematischen Variablen	40
5.5	Teilchenidentifikation mit der Spurkammer	42
5.5.1	Messung der Ionisation in der CTD	42
5.5.2	Methode der Teilchenidentifikation	43
5.5.3	Anwendung der Teilchenidentifikation	46
5.6	Untergrund aus Protodissoziation	47
6	Akzeptanz und Effizienz	50
6.1	Berechnung und Verwendung der Akzeptanz	50
6.2	Effizienz des First Level Triggers (FLT)	52
7	Ergebnisse	56
7.1	Die Anzahl der ϕ -Ereignisse aus der Verteilung der invarianten Masse	56
7.1.1	Die anzupassende Funktion	56
7.1.2	Methode der Anpassung	58
7.1.3	Ergebnisse der Anpassung	59
7.2	Wirkungsquerschnitte	61
7.2.1	ep -Wirkungsquerschnitte	61
7.2.2	γ^*p -Wirkungsquerschnitte	62
7.2.3	Systematischer Fehler	63
7.2.4	Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes von Q^2	66
7.2.5	Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes von W	68
7.2.6	Messung der Steigung von $d\sigma/d t $	70
7.3	Zerfallswinkelverteilungen	73
8	Zusammenfassung der Ergebnisse	77

Kapitel 1

Einleitung

Mit dem HERA-Speicherring ist man seit dem Jahr 1992 in der Lage, Elektronen (bzw. Positronen) und Protonen auf Schwerpunktsenergien von etwa 300 GeV zu beschleunigen und zur Kollision zu bringen. Die Kollisionen werden mit den Detektoren H1 und ZEUS beobachtet. Mit diesen experimentellen Möglichkeiten lassen sich neue Bereiche der Teilchenphysik erforschen.

Ein interessantes Gebiet ist die elastische Erzeugung von Vektormesonen V durch Elektroproduktion ($ep \rightarrow eVp$). Dieser Prozeß läßt sich durch folgendes Bild veranschaulichen: Von dem einlaufenden Elektron wird ein virtuelles Photon abgestrahlt, welches mit dem Proton wechselwirkt und dabei ein Vektormeson erzeugt. Der Impulsübertrag des Photons Q^2 gibt an, ob es sich um einen *Photoproduktionsprozeß* ($Q^2 \approx 0 \text{ GeV}^2$) oder um *tiefunelastische Streuung* ($Q^2 \gg 1 \text{ GeV}^2$) handelt. Diese Arbeit befaßt sich mit dem Übergangsbereich zwischen Photoproduktion und tiefunelastischer Streuung im Bereich $0,25 < Q^2 < 0,85 \text{ GeV}^2$.

Es gibt zwei unterschiedliche theoretische Beschreibungen für die Energieabhängigkeit der Elektroproduktionsprozesse, die in verschiedenen kinematischen Bereichen gültig sind. Zum einen die Regge-Theorie, die eine schwache Energieabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte vorhersagt, wogegen die perturbative Quantenchromodynamik (pQCD) eine starke Energieabhängigkeit angibt. In der pQCD hängt die Energieskala \bar{q} von dem Impulsübertrag des ausgetauschten Photons Q^2 , von der Masse des produzierten Vektormesons m_V und dem Impulsübertrag am Protonvertex t ab. Bei niedrigen Werten \bar{q} wird die Regge-Theorie zur Beschreibung herangezogen und erst bei höheren Werten \bar{q} spricht man von einer *harten Skala* und kann die störungstheoretische Beschreibung der pQCD verwenden.

Ergebnisse von Messungen bei Experimenten mit Teilchenstrahlen, die auf ruhende Teilchen treffen, und somit bei niedrigen Schwerpunktsenergien, sowie frühere Messungen bei HERA haben gezeigt, daß sich die Energie-

abhängigkeit von Photoproduktionsprozessen der Vektormesonen ρ , ϕ , ω durch die Regge-Theorie beschreiben lassen, hingegen die Prozesse der tiefunelastischen Streuung der gleichen Vektormesonen besser durch die perturbative Quantenchromodynamik beschrieben werden. Beim Vektormeson J/Ψ ($m_{J/\Psi} = 3,1$ GeV) wurde jedoch schon im Bereich der Photoproduktion eine starke Energieabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte gemessen, da durch die hohe Masse des J/Ψ offenbar eine harte Skala vorliegt.

Seit dem Jahr 1995 ist es mit dem ZEUS-Detektor und der neuen Komponente Strahlrohrkalorimeter BPC (Beam Pipe Calorimeter) möglich, Ereignisse im Bereich $0,1 < Q^2 < 1,0$ GeV² zu messen. Für ρ -Mesonen ($m_\rho = 0,77$ GeV) ergab sich in diesem Q^2 -Bereich eine schwache Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnittes. Es ist nun interessant die Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnittes von ϕ -Mesonen ($m_\phi = 1,02$ GeV) zu messen und zu prüfen, ob auch hier die Regge-Theorie mit einer schwachen Energieabhängigkeit die richtige Beschreibung liefert. Die Untersuchung von ϕ -Mesonen ist besonders interessant, da aufgrund phänomenologischer Auswahlregeln die Wechselwirkung des ϕ -Mesons mit dem Proton nur durch das sogenannte Pomeron, vermittelt werden kann, wogegen beispielsweise beim ρ -Meson eine Mischung von Pomeron- und Regge-Austausch vorliegt. Daher läßt sich mit dem ϕ -Meson der reine Pomeron-Austausch untersuchen.

Aus diesen Gründen wird in dieser Analyse die exklusive Produktion des ϕ -Mesons unter Verwendung des Strahlrohrkalorimeters mit den im Jahr 1996 bei ZEUS gemessenen Daten untersucht. Exklusiv bedeutet hier, daß, abgesehen vom Proton und Elektron, das ϕ -Meson das einzige hadronische Endzustandsteilchen ist. Nachgewiesen wird der Prozeß über den wahrscheinlichsten Zerfall des ϕ -Mesons in zwei entgegengesetzt geladene K-Mesonen K^+K^- (Verzweigungsverhältnis 49,1%).

Nach dieser Einleitung wird in Kapitel 2 kurz der HERA-Speicherring sowie die Funktionsweise des ZEUS-Detektors und des Strahlrohrkalorimeters erläutert. In Kapitel 3 werden die theoretischen Grundlagen für den untersuchten Prozeß beschrieben. Danach wird in Kapitel 4 die Simulation von Ereignissen mit Hilfe von Monte Carlo-Generatoren dargestellt. Die Verarbeitung der Daten aus dem ZEUS-Detektor und die Kriterien für die Auswahl der Ereignisse aus den Daten werden in Kapitel 5 erklärt. Die Bestimmung der Akzeptanz aus der Monte Carlo-Simulation und der Effizienz des First Level Triggers aus den Daten wird in Kapitel 6 beschrieben. Zum Schluß werden in Kapitel 7 die Ergebnisse mit den theoretischen Erwartungen und anderen Ergebnissen verglichen und abschließend in Kapitel 8 eine kurze Zusammenfassung der Arbeit gegeben.

Kapitel 2

HERA und ZEUS

2.1 Der HERA-Speicherring

Am DESY (Deutsches Elektronen SYNchrotron) in Hamburg-Bahrenfeld befindet sich der weltweit einzigartige Speicherring HERA (Hadronen Elektronen Ring Anlage), in dem Protonen und Elektronen zur Kollision gebracht werden. Der HERA-Tunnel hat einen Umfang von 6336 m und liegt in einer Tiefe von 10-25 m unter der Erdoberfläche. Seit Gründung des DESY im Jahre 1959 wurden mehrere Generationen von Synchrotron-Beschleunigern gebaut. Insgesamt sechs dieser älteren Beschleuniger werden zur Vorbeschleunigung der Elektronen und Protonen verwendet (s. Abbildung 2.1). Die vorbeschleunigten Teilchen werden jeweils in den Elektron- und Proton-Speicherring von HERA eingespeist, laufen dort gebündelt in Paketen gegenläufig um und erreichen Energien von 27,5 GeV (Elektronen) und 820 GeV (Protonen). An zwei Punkten des HERA-Rings kreuzen sich die Umlaufbahnen der Teilchenbündel, und es kommt dort zu Reaktionen zwischen den hochenergetischen Elektronen und Protonen. Diese beiden Kreuzungspunkte sind die Standorte der Experimente H1 und ZEUS. Außerdem gibt es Experimente, die nur den Elektronenstrahl (HERMES) sowie den Protonstrahl (HERA-B) von HERA benutzen.

Die Leistungsfähigkeit eines Speicherrings wird bestimmt durch die Luminosität L . Mit der gemessenen Zählrate N einer bestimmten Reaktion und dem Wirkungsquerschnitt σ dieser Reaktion läßt sich die Luminosität durch $L = \frac{N}{\sigma}$ berechnen. Seit Inbetriebnahme des HERA-Speicherrings im Jahre 1992 konnte die Luminosität stetig gesteigert werden. Ein wichtiger Schritt hierzu war, daß man seit dem Jahr 1994 Positronen statt Elektronen verwendet, was die Lebensdauer des Strahls von zwei auf acht Stunden verlängert hat.

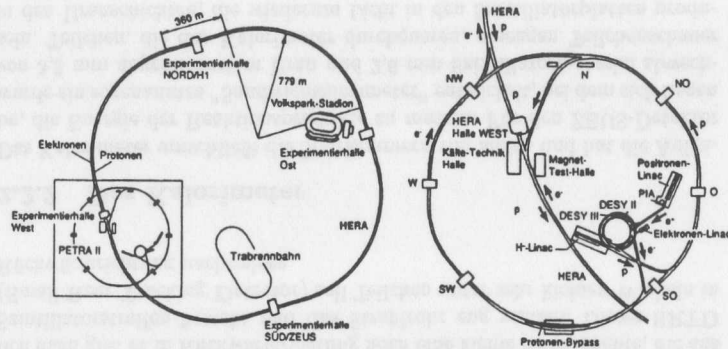


Abbildung 2.1: Der Speicherring HERA

2.2 Der ZEUS-Detektor

Das ZEUS-Experiment ist eines der beiden Experimente, die am HERA-Speicherring die Kollisionen von Elektronen und Protonen untersuchen. Etwa 400 Physiker aus mehr als 50 Instituten und 12 verschiedenen Ländern arbeiten innerhalb der ZEUS-Kollaboration, um den ZEUS-Detektor zu betreiben, weiterzuentwickeln und die gespeicherten Daten zu analysieren. Der ZEUS-Detektor steht in 30 m Tiefe in der Halle Süd des HERA-Rings. Er nimmt eine Fläche von 150 m² ein, hat eine Höhe von 10 m und wiegt 3600 Tonnen. Auf den Abbildungen 2.3 und 2.4 kann man den ZEUS-Detektor im Längs- und Querschnitt sehen.

Das ZEUS-Koordinatensystem ist so gewählt, daß der Ursprung im nominellen Wechselwirkungspunkt des Experimentes liegt. Die z-Achse ist entlang der Flugrichtung der Protonen orientiert, die x-Achse zeigt horizontal dazu in das Zentrum des Speicherrings, und die y-Achse weist nach oben. Der Azimutalwinkel ϕ wird in bezug auf die positive x-Achse gemessen, der Polarwinkel θ gegen die positive z-Achse (s. Abbildung 2.2). Aus dem Polarwinkel θ läßt sich die *Pseudorapidität* η folgendermaßen berechnen:

$$\eta = -\ln(\tan \theta/2) \quad (2.1)$$

In Abbildung 2.4 kann man deutlich die Symmetrie des Detektoraufbaus bezüglich des Azimutalwinkels ϕ erkennen. Entlang der z-Achse hingegen kann man in Abbildung 2.3 eine deutliche Asymmetrie sehen. Dies trägt der Tatsache Rechnung, daß die Protonen mit 820 GeV eine vielfach höhere

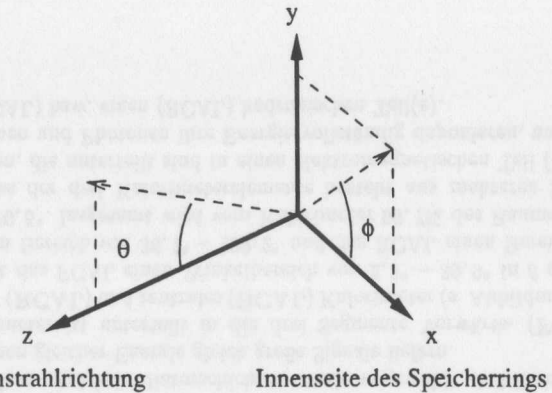


Abbildung 2.2: Das ZEUS-Koordinatensystem

Energie als die Elektronen mit 27,5 GeV haben und der Detektor daher in Protonenflugrichtung Teilchen mit höheren Energien als in Elektronenflugrichtung messen muß.

Der ZEUS-Detektor hat die Aufgabe, Position, Impuls, Ladungsvorzeichen und Energie der Reaktionsprodukte zu messen. Im folgenden werden die für diese Analyse wichtigsten Komponenten des ZEUS-Detektors kurz beschrieben.

2.2.1 Die Spurkammern

Im Innenbereich des ZEUS-Detektors, umgeben von einer supraleitenden Spule, die ein Magnetfeld von 1,43 T parallel zur Strahlrichtung erzeugt, befinden sich mehrere Spurkammer-Systeme, die die Positionen, Ladungsvorzeichen und Impulse der Reaktionsprodukte messen sollen. Zudem bietet die Messung der Ionisation eines geladenen Teilchens in der Spurkammer eine Möglichkeit das Teilchen zu identifizieren. Durch das angelegte Magnetfeld ist es möglich, aus Krümmungsrichtung und Krümmungsradius der Spuren das Ladungsvorzeichen und den Impuls der Teilchen zu berechnen. Außerdem kann mit Hilfe der Spurinformaton der primäre Vertex (Wechselwirkungspunkt) bestimmt werden. Die zentrale Spurkammer CTD (Central Tracking Detector) besteht aus neun sogenannten "Superlagen", die jeweils aus acht Drahtlagen zusammengesetzt sind. In vier dieser Superlagen sind die Drähte gegenüber der z-Achse um $\pm 5^\circ$ gedreht ("z-stereolayers"), was die Bestim-

Die Energieauflösung des Kalorimeters wurde in Teststrahlungsmessungen ermittelt:

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

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

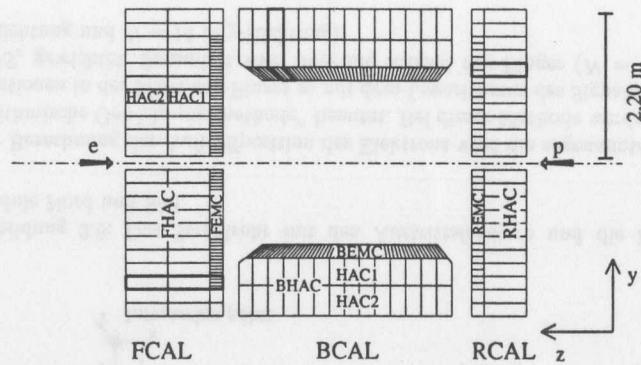


Abbildung 2.5: Darstellung des ZEUS-Kalorimeters. Das Kalorimeter ist in Vorwärtskalorimeter (FCAL), zentrales Kalorimeter (BCAL) und Rückwärtskalorimeter (RCAL) unterteilt. Die hintereinander liegenden elektromagnetischen (EMC) und hadronischen (HAC) Teile der Kalorimeterkomponenten werden zu Kalorimetertürmen zusammengefaßt (Beispiele sind schwarz umrandet).

2.2.3 Das Strahlrohrkalorimeter BPC

Teilchen, die unter sehr kleinen Winkeln zur Flugrichtung der einlaufenden Elektronen und Protonen gestreut werden, können im zentralen ZEUS-Detektor nicht nachgewiesen werden. Daher befindet sich seit Anfang des Jahres 1995 in 2,93 m Entfernung vom Wechselwirkungspunkt in Elektronenflugrichtung das Strahlrohrkalorimeter BPC (Beam Pipe Calorimeter), das die Energie und Position von Elektronen, die unter kleinen Winkeln gestreut wurden, messen soll. Es besteht aus zwei Modulen, dem Nord- und

Süd-Modul, die, vom Wechselwirkungspunkt aus gesehen, links und rechts neben dem Strahlrohr montiert sind. Vor beiden Modulen befinden sich dünne Austrittsfenster aus Aluminium im Strahlrohr (Dicke = 1,5 mm entspricht 1,6% der Strahlungslänge von Aluminium), durch die die Elektronen nahezu ungestört austreten können (s. Abbildung 2.6). Für Analysen physikalischer Prozesse wird nur das BPC-Nord-Modul benutzt. Das kleinere Süd-Modul wird lediglich zur Bestimmung der relativen Position des BPC zum ZEUS-Detektor durch Messung von QED-Compton-Streuung benutzt [22]. Daher wird die Beschreibung im folgenden auf das Nord-Modul beschränkt.

Die aktive Frontfläche des BPC-Nord-Moduls liegt im ZEUS-Koordinatensystem bei $z = -293,8$ cm und hat die Ausmaße $\Delta x = 11,85$ cm und $\Delta y = 12,64$ cm. Das aktive Volumen des BPC-Nord-Moduls erstreckt sich 15,86 cm in negativer z -Richtung in die Tiefe (s. Abbildung 2.7). Entlang der negativen z -Richtung besteht das Nord-Modul aus 26 3,55 mm dicken Wolfram-Platten, auf die jeweils eine 2,6 mm dicke Szintillatorschicht folgt. Die Szintillatorschichten bestehen aus 7,9 mm breiten Streifen, die Finger genannt. Durch die Unterteilung der Szintillatorschichten in Finger ist es möglich, den Ort des elektromagnetischen Schauers, der durch das aufgetroffene Elektron verursacht wurde, zu messen. Die Ausrichtung der Szintillatorfinger in den einzelnen Szintillatorschichten ist abwechselnd horizontal und vertikal. Mit den horizontal ausgerichteten Fingern wird die Energiedeposition des Teilchenschauers entlang der y -Richtung gemessen, mit den vertikalen Fingern die Energiedeposition entlang der x -Richtung. Die Lichtsignale der 13 hintereinander liegenden, gleich ausgerichteten Finger werden durch einen Wellenlängenschieber zusammengefaßt und von einem Photomultiplier in elektrische Signale umgewandelt. Das Nord-Modul hat in den Schichten mit Fingern in x -Richtung 15 Finger und 16 Finger in y -Richtung. Daher stehen insgesamt 15 Fingersignale S_x^i und 16 Fingersignale S_y^i für die Rekonstruktion der Position und Energie des Elektrons im BPC-Nord-Modul zur Verfügung (s. Abbildung 2.7).

Rekonstruktion der Position im BPC

Aus den Fingersignalen S_x^i und S_y^i soll die Position des aufgetroffenen Elektrons auf der Frontseite des BPC-Nord-Moduls berechnet werden. Die hierzu verwendete Methode wird im folgenden vereinfacht dargestellt und ist identisch für die x - und y -Richtung. Eine detaillierte Beschreibung ist in [22] zu finden.

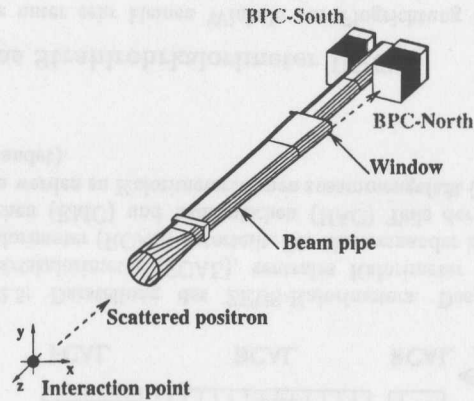


Abbildung 2.6: Das Strahlrohr mit den Austrittsfenstern und die BPC-Module Nord und Süd.

Zur Berechnung der Auftreffposition des Elektrons wird die sogenannte "logarithmische Gewichtungsmethode" benutzt. Bei dieser Methode werden die Positionen in der Mitte der Finger x_i mit dem Logarithmus des Signalanteils S_x^i/S_x gewichtet. Summiert wird über die Anzahl der Finger ($N = 15$ in x-Richtung und $N = 16$ in y-Richtung):

$$x = \frac{\sum_{i=1}^N w_i x_i}{\sum_{i=1}^N w_i} \quad (2.2)$$

$$w_i = \begin{cases} W_0 + \ln\left(\frac{S_x^i}{S_x}\right) & \frac{S_x^i}{S_x} > e^{-W_0} \\ 0 & \frac{S_x^i}{S_x} \leq e^{-W_0} \end{cases} \quad (2.3)$$

$$S_x = \sum_{i=1}^N S_x^i \quad (2.4)$$

Die Bedingung $w_i > 0$ macht es erforderlich, den positiven dimensionslosen Parameter W_0 einzuführen. W_0 dient als Schwellenwert für den Anteil an der Summe der Signale S_x , den ein Streifen i mit S_x^i überschreiten muß, um in der Berechnung der Position berücksichtigt zu werden.

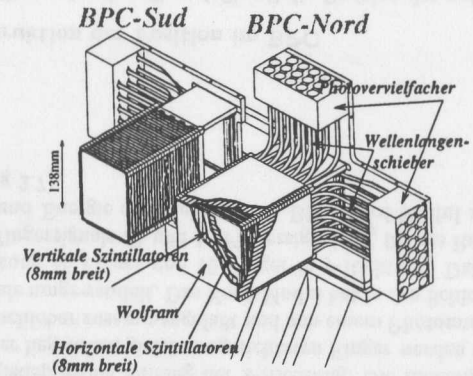


Abbildung 2.7: Die BPC-Module Nord und Süd. Die horizontalen und vertikalen Szintillatoren sind gekennzeichnet. Die Lichtsignale werden über die Photovervielfacher und die Wellenlängenschieber zu den Photovervielfachern geführt und dort in elektrische Signale umgewandelt.

Die logarithmische Gewichtung hat gegenüber einer linearen Gewichtung mit dem Signal S_x^i den Vorteil, daß sie eine kleinere systematische Verschiebung der gemessenen zur tatsächlichen Position verursacht, sowie eine bessere Positionsaufösung bietet. Die Positionsaufösung mit der logarithmischen Gewichtung bei Elektronen mit 25 GeV beträgt 0,5 mm [22].

Rekonstruktion der Energie im BPC

Zur Berechnung der Energie in x- und y-Richtung aus den Fingersignalen S_x^i und S_y^i muß folgendes berücksichtigt werden:

- Energieverlust durch seitliches Austreten von Teilen des elektromagnetischen Schauers aus dem BPC. Korrekturfunktionen: $l_{x,y}(x, y)$.
- Abschwächung des Szintillatorlichts bei der Transmission durch den Szintillatorfinger zum Wellenlängenschieber. Korrekturfunktionen: $a_x(y), a_y(x)$.
- Ungleichheiten zwischen den einzelnen Fingern. Kalibrationskonstanten mit Umrechnungsfaktoren (von der Einheit der Signale S auf Energien E in GeV) für jedes Signal $S_{x,y}^i$: $\alpha_{x,y}^i$.

Die Energien E_x und E_y ergeben sich dann folgendermaßen:

$$E_x = l_x(x, y) a_x(y) \cdot \sum_{\text{Cluster}} \alpha_x^i \cdot S_x^i \quad (2.5)$$

und

$$E_y = l_y(x, y) a_y(x) \cdot \sum_{\text{Cluster}} \alpha_y^i \cdot S_y^i \quad (2.6)$$

Um das größte Fingersignal $S_{x,y}^i$ herum werden nur die vier umliegenden Signale addiert. Die Berechnung dieser "Cluster"-Energie hat sich als überlegen gegenüber der Berechnung der Summe aller Signale erwiesen [22]. Die Bestimmung der Korrekturfunktionen für Energieverlust und Lichtabschwächung, sowie die Kalibrationskonstanten für die Fingersignale wurden mit einer relativen Kalibrationsmethode bestimmt [22].

Die gesamte BPC-Energie wird berechnet durch die gewichtete Summe der Energien in x- und y-Richtung:

$$E_{\text{BPC}} = k_x \cdot E_x + k_y \cdot E_y \quad (2.7)$$

Die Kalibrationskonstanten k_x und k_y wurden durch eine absolute Kalibration bestimmt, die mit Hilfe der Eichreaktionen $ep \rightarrow epX$ und $ep \rightarrow epp$ durchgeführt wurde. Für die Auflösung der Energiemessung mit dem BPC ergab sich bei Messungen am DESY-Teststrahl [22]

$$\sigma(E)/E = (17,2\% \pm 0,2\%)/\sqrt{E}. \quad (2.8)$$

Die Korrekturfunktionen und Kalibrationskonstanten für die BPC-Signale aus dem Jahr 1996 wurden aus den Daten ermittelt und in dieser Analyse verwendet [9].

Kapitel 3

Theoretische Grundlagen

3.1 Die kinematischen Variablen

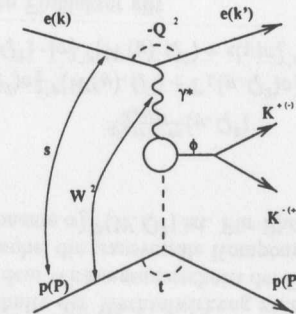


Abbildung 3.1: Graph des Prozesses $ep \rightarrow \phi(K^+K^-)p$

Die exklusive Produktion von ϕ -Mesonen durch ep-Streuung ist in Abbildung 3.1 schematisch dargestellt. Die Reaktion wird beschrieben durch folgende Viererimpulse:

$k = (E_e, \vec{P}_e)$	Viererimpuls des einlaufenden Elektrons
$k' = (E_e', \vec{P}_e')$	Viererimpuls des gestreuten Elektrons
$P = (E_p, \vec{P}_p)$	Viererimpuls des einlaufenden Protons
$P' = (E_p', \vec{P}_p')$	Viererimpuls des gestreuten Protons
$q = (E_\gamma, \vec{P}_\gamma) = k - k'$	Viererimpuls des ausgetauschten Photons γ^*
$V = (E_\phi, \vec{P}_\phi)$	Viererimpuls des erzeugten ϕ -Mesons

- Die Größe \sqrt{s} gibt die Schwerpunktsenergie von Elektron und Proton an

$$\sqrt{s} = (k + P) \approx \sqrt{4E_e E_p} = \sqrt{4 \cdot 27,5 \text{ GeV} \cdot 820 \text{ GeV}} = 300 \text{ GeV} \quad (3.1)$$

- Das Quadrat des Viererimpulses des ausgetauschten Photons ist Q^2

$$Q^2 = -q^2 = -(k - k')^2 = 2E_e E_e' (1 + \cos(\theta')) \quad (3.2)$$

θ' ist der Winkel des gestreuten Elektrons in bezug auf die Protonflugrichtung.

Für $Q^2 \approx 0 \text{ GeV}^2$ ist das Photon quasi reell, und der Prozeß wird Photoproduktion genannt. Bei $Q^2 \gg 1 \text{ GeV}^2$, und somit für virtuelle Photonen, wird der Prozeß tiefinelastische Streuung (DIS = Deep Inelastic Scattering) genannt.

- Die Schwerpunktsenergie von Photon und Proton ist W

$$W^2 = (q + P)^2 = q^2 + 2P \cdot q + m_p^2 \quad (3.3)$$

- Der relative Energieübertrag des Elektrons auf das Photon ist definiert durch y

$$y = \frac{P \cdot q}{P \cdot k} = \frac{2E_p E_e - E_p E_e' (1 - \cos(\theta'))}{2E_p E_e} = 1 - \frac{E_e'}{2E_e} (1 - \cos(\theta')) \quad (3.4)$$

- Am Protonvertex wird der Impulsübertrag durch die Invariante t gemessen

$$t = (P - P')^2 \quad (3.5)$$

- Im Quark-Parton-Modell entspricht die Bjorken-Skalenvariable x dem Impulsbruchteil des gestreuten Quarks am Protonimpuls

$$x = \frac{Q^2}{2P \cdot q} \quad (3.6)$$

3.2 Protodissoziation

Neben der *elastischen* diffraktiven Streuung, bei der gestreutes Elektron und Proton intakt bleiben, gibt es die *inelastische* diffraktive Streuung. Bei ihr zerfällt das Proton in Fragmente. Die Erzeugung eines Vektormesons findet aber ebenso statt wie bei der elastischen Streuung. Derartige inelastische Reaktionen werden auch *Protodissoziation* genannt.

3.3 Modelle und Vorhersagen

Die Wechselwirkung ep zwischen Elektron und Proton wird in der elektroschwachen Theorie in erster Ordnung beschrieben durch den Austausch eines masselosen Photons oder eines der Eichbosonen Z^0 und W^\pm . Man unterscheidet dabei Prozesse mit neutralem Strom (NC = Neutral Current), bei denen ein Photon oder ein Z^0 ausgetauscht wird, von Prozessen mit geladenem Strom (CC = Charged Current), bei denen ein W^\pm ausgetauscht wird. Bei niedrigen Impulsüberträgen Q^2 sind die rein schwachen Prozesse mit Z^0 oder W^\pm -Austausch stark unterdrückt, und der betrachtete Prozeß kann durch den Austausch eines Photons beschrieben werden.

Der Wirkungsquerschnitt der Wechselwirkung zwischen virtuellem Photon und Proton wird mit dem Wirkungsquerschnitt der Elektron-Proton-Wechselwirkung verknüpft, wobei die transversale Komponente $\sigma_T^{\gamma^*p}(W, Q^2)$ und die longitudinale Komponente $\sigma_L^{\gamma^*p}(W, Q^2)$ ist. Für Photoproduktion gilt $\sigma_L^{\gamma^*p}(W, 0) = 0$.

$$\frac{d^2\sigma^{ep \rightarrow epp}}{dydQ^2}(y, Q^2) \quad (3.7)$$

$$= [\Gamma_T(y, Q^2)\sigma_T^{\gamma^*p}(W(y), Q^2) + \Gamma_L(y, Q^2)\sigma_L^{\gamma^*p}(W(y), Q^2)] \quad (3.8)$$

$$= \Gamma_T(y, Q^2) \cdot [\sigma_T^{\gamma^*p}(W(y), Q^2) + \epsilon(y)\sigma_L^{\gamma^*p}(W(y), Q^2)] \quad (3.9)$$

Für den transversalen Flußfaktor gilt

$$\Gamma_T(y, Q^2) = \frac{\alpha(1 + (1 - y)^2)}{2\pi y Q^2} \quad (3.10)$$

und für das Verhältnis von longitudinalem zu transversalem Photonfluß gilt

$$\epsilon(y) = \frac{\Gamma_L(y, Q^2)}{\Gamma_T(y, Q^2)} = \frac{2(1 - y)}{1 + (1 - y)^2}. \quad (3.11)$$

ϵ liegt in dieser Analyse im Bereich $0,995 < \epsilon < 1$ (s. Abschnitt 7.2.2).

Einsetzen des effektiven Photon-Proton-Wirkungsquerschnittes

$$\sigma_{\text{eff}}^{\gamma^*p}(y, Q^2) = \sigma_T^{\gamma^*p}(W(y), Q^2) + \epsilon(y)\sigma_L^{\gamma^*p}(W(y), Q^2) \quad (3.12)$$

in Gleichung 3.9 ergibt

$$\sigma_{\text{eff}}^{\gamma^*p}(y, Q^2) = \frac{1}{\Gamma_T(y, Q^2)} \cdot \frac{d^2\sigma^{ep}}{dydQ^2}. \quad (3.13)$$

Der zweifach differentielle Wirkungsquerschnitt $\frac{d^2\sigma^{ep}}{dydQ^2}$ wird in einem Intervall $dydQ^2$ gemessen, wogegen $\sigma^{\gamma^*p}(y, Q^2)$ an einer Stelle y, Q^2 berechnet wird.

Die mittleren Werte y und Q^2 können in dem Intervall $dydQ^2$ berechnet werden (s. Abschnitt 7.2.2).

Für die Beschreibung der Wechselwirkung γ^*p des abgestrahlten Photons mit dem Proton sind in dieser Analyse zwei Modelle von Bedeutung, die im folgenden beschrieben werden.

3.3.1 Das Vektormeson-Dominanz-Modell

Im Vektormeson-Dominanz-Modell (VDM) wird angenommen, daß das abgestrahlte Photon aus der Superposition eines Photons $|\gamma_p\rangle$, das rein elektromagnetisch wechselwirkt, und eines hadronischen Anteils $\sqrt{\alpha_{em}}|\gamma_h\rangle$ besteht.

$$|\gamma\rangle = |\gamma_p\rangle + \sqrt{\alpha_{em}}|\gamma_h\rangle, \quad (3.14)$$

wobei α_{em} die Kopplungskonstante der elektromagnetischen Wechselwirkung ist. Eine weitere Hypothese des VDM ist, daß sich der hadronische Anteil $|\gamma_h\rangle$ aus den leichten Vektormesonen ρ^0 , ϕ und ω zusammensetzt, da das Photon in diese Vektormesonen fluktuieren kann [20], [10].

Aus dem Vektormeson-Dominanz-Modell lassen sich Vorhersagen für die Q^2 -Abhängigkeit der elastischen Wirkungsquerschnitte machen. Für $\sigma_T^{\gamma^*p \rightarrow \phi p}$ und $\sigma_L^{\gamma^*p \rightarrow \phi p}$ gilt im VDM:

$$\sigma_T^{\gamma^*p \rightarrow \phi p}(W, Q^2) = A_\phi \left(1 + \frac{Q^2}{m_\phi^2}\right)^{-2} \sigma_T^{\gamma^*p \rightarrow \phi p}(W) \quad (3.15)$$

$$\sigma_L^{\gamma^*p \rightarrow \phi p}(W, Q^2) = A_\phi \left(1 + \frac{Q^2}{m_\phi^2}\right)^{-2} \xi_\phi \frac{Q^2}{m_\phi^2} \sigma_T^{\gamma^*p \rightarrow \phi p}(W) \quad (3.16)$$

A_ϕ ist ein konstanter Faktor, der spezifisch für die ϕ -Produktion ist, und m_ϕ ist die Masse des ϕ -Mesons. ξ_ϕ ist ein experimentell zu bestimmender Parameter des Modells.

Insgesamt ergibt sich aus den Gleichungen 3.12, 3.15 und 3.16 die Q^2 -Abhängigkeit des elastischen Wirkungsquerschnittes zu

$$\sigma_{\text{eff}}^{\gamma^*p \rightarrow \phi p}(W, Q^2) \propto \left(1 + \frac{Q^2}{m_\phi^2}\right)^{-2} \left(1 + \epsilon \xi_\phi \frac{Q^2}{m_\phi^2}\right) \sigma_T^{\gamma^*p \rightarrow \phi p}(W) \quad (3.17)$$

Die VDM-Vorhersage für das Verhältnis von longitudinalem zu transversalem γ^*p -Wirkungsquerschnitt erhält man aus den Gleichungen 3.15 und 3.16

$$R_\phi = \frac{\sigma_L^{\gamma^*p \rightarrow \phi p}(W, Q^2)}{\sigma_T^{\gamma^*p \rightarrow \phi p}(W, Q^2)} = \frac{\xi_\phi Q^2}{m_\phi^2} \quad (3.18)$$

Im Abschnitt 3.4 wird gezeigt, wie sich die Größe R_ϕ mit Hilfe der Zerfallswinkelverteilungen messen läßt.

3.3.2 Die Regge-Theorie

Die Regge-Theorie bietet einen phänomenologischen Zugang zur Hadron-Hadron-Streuung durch Verwendung des Partialwellenformalismus zur analytischen Fortsetzung der Streuamplituden $A(s, t)$ in die komplexe Ebene [2], [3], [1]. Die verwendeten Parameter sind die Schwerpunktsenergie s und der Viererimpulsübertrag t . Im asymptotischen Grenzfall $t \ll s$ ergibt sich die Streuamplitude für den Austausch einer Regge-Trajektorie $\alpha_R(t)$ zu:

$$A(s, t) \underset{s \rightarrow \infty}{\sim} \beta(t) s^{\alpha_R(t)} \quad (3.19)$$

Der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dt$ für die Zweiteilchenstreuung ist

$$\frac{d\sigma}{dt} \sim \frac{1}{s^2} |A(s, t)|^2 = |\beta(t)|^2 \left(\frac{s}{s_0}\right)^{2\alpha_R(t)-2} \quad (3.20)$$

Das optische Theorem verknüpft den totalen Wirkungsquerschnitt σ_{tot} mit dem Imaginärteil der Streuamplitude in Vorwärtsrichtung

$$\sigma_{\text{tot}} = \frac{1}{s} \Im(A)|_{t=0} \quad (3.21)$$

Der differentielle Wirkungsquerschnitt in Vorwärtsrichtung läßt sich nun darstellen als

$$\left. \frac{d\sigma_{\text{el}}}{dt} \right|_{t=0} = \frac{1}{16\pi} (1 + \eta^2) (\sigma_{\text{tot}})^2, \quad (3.22)$$

wobei η das Verhältnis von Real- zu Imaginärteil der Streuamplitude in Vorwärtsrichtung ist [17].

Aus Gleichung 3.20 und 3.22 folgt dann für den totalen Wirkungsquerschnitt σ_{tot} :

$$\sigma_{\text{tot}} \propto s^{\alpha_R(t=0)-1} \quad (3.23)$$

Die Regge-Trajektorie $\alpha_R(t)$ ergibt sich aus der Anpassung an experimentelle Daten bei niedrigen Schwerpunktsenergien \sqrt{s} . Dabei ergab sich $\alpha_R(t=0) \approx 0,5$, was zu $\sigma_{\text{tot}} \propto s^{-1/2}$ führt. Dieses Verhalten wird jedoch nicht für Hadron-Proton-Wechselwirkungen bei hohen Energien beobachtet, denn dort steigen die Wirkungsquerschnitte mit der Energie leicht an. Daher wird die zusätzliche *Pomeron-Trajektorie* mit $\alpha_P(t=0) > 1$ eingeführt. Für die

Beschreibung des totalen hadronischen Wirkungsquerschnittes für niedrige und hohe Energien ergibt sich dann folgende Parametrisierung [2]:

$$\sigma_{\text{tot}} = \sigma_{\mathbb{P}} s^{\alpha_{\mathbb{P}}(0)-1} + \sigma_R s^{\alpha_R(0)-1} \quad (3.24)$$

Donnachie und Landshoff haben Anpassungen dieser Parametrisierung der Energieabhängigkeit an die verfügbaren Daten für pp -, $p\bar{p}$ -, πp -, γp -Streuung durchgeführt [5]. Neben den prozeßabhängigen Parametern $\sigma_{\mathbb{P}}$ und σ_R , wurden dabei die für alle untersuchten Prozesse gültigen Parameter erhalten:

$$\alpha_{\mathbb{P}}(0) = 1,0808 \quad \text{und} \quad \alpha_R(0) = 0,5475 \quad (3.25)$$

Bei hohen Werten von s dominiert daher der Pomeron-Teil.

Für die γ^*p -Streuung kann man die Aufteilung von σ_{tot} in Pomeron-Teil $\sigma_{\mathbb{P}} s^{\alpha_{\mathbb{P}}(0)-1}$ und Regge-Teil $\sigma_R s^{\alpha_R(0)-1}$ verstehen als Überlagerung zweier Möglichkeiten der Wechselwirkung zwischen produziertem Vektormeson und Proton. Zum einen kann ein Pomeron ausgetauscht werden, das die Quantenzahlen des Vakuums trägt. Zum anderen kann der Austausch einer Regge-Trajektorie stattfinden, die die Quantenzahlen von mesonischen Teilchen trägt (s. Abbildung 3.2).

Experimentell wurden jedoch Auswahlregeln gefunden, wie sie für die elastische Streuung von ρ - und ϕ -Mesonen mit einem Proton in Abbildung 3.2 dargestellt sind. Das ϕ -Meson besteht zu nahezu 100 % aus dem Quarkzustand $s\bar{s}$, und die Auswahlregeln verbieten es, daß die Wechselwirkung zwischen ϕ -Meson und Proton durch Austausch einer Regge-Trajektorie vermittelt wird. Es wird deshalb erwartet, daß beim ϕ -Meson der Pomeron-Teil die Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnittes in allen Energiebereichen dominiert, was $\sigma_R \approx 0$ in Gleichung 3.24 entspricht. Die unterschiedliche Energieabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte bei $W < 10$ GeV für ρ - und ϕ -Mesonen kann man in Abbildung 3.3 sehen. Man erkennt, daß der Wirkungsquerschnitt für ϕ -Mesonen stetig ansteigt und damit der Erwartung des reinen Pomeron-Austausches entspricht, wogegen der ρ -Wirkungsquerschnitt erst bei höheren Energien vom Pomeron-Austausch dominiert wird.

Für Hadron-Hadron-Wechselwirkungen wurde experimentell festgestellt, daß der elastische differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dt$ für $t < 0,3$ GeV² ein exponentielles Verhalten aufweist:

$$\frac{d\sigma}{dt} \sim e^{-\beta t} \quad (3.26)$$

Dieses exponentielle Verhalten legt nahe, daß $\beta(t)$ in Gleichung 3.19 als $|\beta(t)| = \beta_0 e^{b_0 t}$ dargestellt werden kann, was unter der Annahme einer linearen Pomeron-Trajektorie $\alpha_{\mathbb{P}}(t) = \alpha_{\mathbb{P}}(0) + \alpha'_{\mathbb{P}} t$ zu folgender Abhängigkeit führt

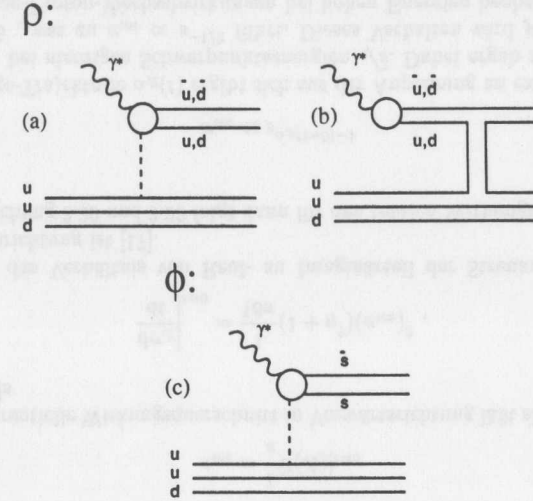


Abbildung 3.2: Phänomenologische Auswahlregeln für die elastische Wechselwirkung zwischen ρ -Meson und Proton ((a) und (b)), sowie ϕ -Meson und Proton (c). Nur bei der elastischen ρ -Erzeugung (b) ergeben sich Kombinationen von Quarklinien, die im Quarkmodell Teilchen entsprechen.

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{d\sigma}{dt} \Big|_{t=0} e^{-b(s)t} \quad (3.27)$$

$$\text{mit } b(s) = b_0 + 2\alpha'_{\mathbb{P}} \ln(s/s_0) \quad (3.28)$$

Aus Anpassungen an die vorhandenen Daten der hadronischen Wirkungsquerschnitte erhielten Donnachie und Landshoff $\alpha'_{\mathbb{P}} = 0,25$ GeV⁻² [5].

Integration von Gleichung 3.27 über t und Einsetzen von Gleichung 3.22 ergibt folgende Abhängigkeit des elastischen Wirkungsquerschnittes vom totalen Wirkungsquerschnitt:

$$\sigma_{\text{el}} \propto \frac{(\sigma_{\text{tot}})^2}{b(s)} \quad (3.29)$$

Für die Energieabhängigkeit der elastischen ϕ -Wirkungsquerschnitte lassen sich Vorhersagen machen, denn das additive Quark-Modell verbindet den

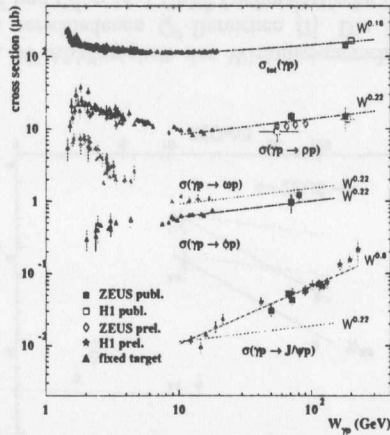


Abbildung 3.3: Die Wirkungsquerschnitte für die elastische Photoproduktion der Vektormesonen ρ , ϕ , ω und J/Ψ [23]. Deutlich erkennbar ist die unterschiedliche Energieabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte bei ρ - und ϕ -Mesonen im Bereich $W < 10$ GeV. Der obere Graph stellt den totalen Wirkungsquerschnitt für die γp -Streuung in Photoproduktion dar.

totalen ϕp -Wirkungsquerschnitt mit den bekannten totalen Wirkungsquerschnitten der K^+p , K^-p - und π^-p -Streuung [10].

$$\sigma_{\text{tot}}^{\phi p} \approx \sigma_{\text{tot}}^{K^+p} + \sigma_{\text{tot}}^{K^-p} - \sigma_{\text{tot}}^{\pi^-p} \quad (3.30)$$

Für jeden Summanden von $\sigma_{\text{tot}}^{\phi p}$ gibt es gemessene Daten für K^+p , K^-p - und π^-p -Streuung, an die in [10] Anpassungen der Parametrisierung der Energieabhängigkeit (s. Gleichung 3.24) durchgeführt wurden. Aus diesen Anpassungen ergaben sich die Parameter $\sigma_{\text{P}}^{\phi p} = 1,42 \mu\text{b}$ und $\sigma_{\text{R}}^{\phi p} = -0,22 \mu\text{b}$. Außerdem konnte durch Anpassung der Gleichung 3.27 an die Daten für $K^\pm p$ -Streuung die Steigung des differentiellen Wirkungsquerschnittes $b(s) = b_0 + 2\alpha_{\text{P}} \ln(s/s_0)$ bestimmt werden. Mit $s = W^2$, $\alpha_{\text{P}} = 0,25 \text{ GeV}^{-2}$ und $s_0 = 1/\alpha_{\text{P}}^2$ ergab sich [10]:

$$b^{\phi p}(W) = 4,4 + \ln W \text{ GeV}^{-2} \quad (3.31)$$

Für den elastischen Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\text{el}}^{\gamma^* p \rightarrow \phi p}$ ergibt sich aus Gleichung 3.29:

$$\sigma_{\text{el}}^{\gamma^* p \rightarrow \phi p}(W) = \frac{(\sigma_{\text{P}}^{\phi p} W^{2(\alpha_{\text{P}}(0)-1)} + \sigma_{\text{R}}^{\phi p} W^{2(\alpha_{\text{R}}(0)-1)})^2}{b^{\phi p}(W)} \quad (3.32)$$

Einsetzen der Parameter $\sigma_{\text{P}}^{\phi p}$ und $\sigma_{\text{R}}^{\phi p}$ aus der Anpassung an die Daten für K^+p , K^-p - und π^-p -Streuung, Verwendung der Parameter $\alpha_{\text{P}}(0) = 1,0808$ und $\alpha_{\text{R}}(0) = 0,5475$ aus den Donnachie-Landshoff-Anpassungen und Einsetzen der Gleichung 3.31 führt zu folgender Energieabhängigkeit des elastischen Wirkungsquerschnittes:

$$\sigma_{\text{el}}^{\gamma^* p \rightarrow \phi p}(W) = \frac{(1,42 \cdot W^{0,1616} - 0,22 \cdot W^{-0,9050})^2}{4,4 + \ln W} \mu\text{b} \quad (3.33)$$

Anpassung der Funktion $N \cdot W^k$ an diese Abhängigkeit ergibt

$$\sigma_{\text{el}}^{\gamma^* p \rightarrow \phi p}(W) \propto W^{-0,22} \quad (3.34)$$

Da die verwendeten Parameter aus Anpassungen an Daten erhalten wurden, sind sie fehlerbehaftet und daher handelt es sich bei den Abhängigkeiten 3.33 und 3.34 um Abschätzungen.

3.3.3 Die perturbative Quantenchromodynamik

In der perturbativen Quantenchromodynamik (pQCD) wird die Wechselwirkung zwischen Photon und Proton durch die Kopplung des Photons an Quarks, die über verkettete Gluonleitern mit den Quarks und Gluonen des Protons wechselwirken, beschrieben. Es wurde eine störungstheoretische Berechnung in der Kopplungskonstante $\alpha_s(\bar{q}^2)$ durchgeführt. Diese Berechnung ergab, daß der Wirkungsquerschnitt proportional zum Quadrat der Gluondichte im Proton $xG(\bar{x}, \bar{q}^2)$ ist [19]. Die kinematischen Variablen \bar{x} , der Anteil des Protonimpulses der von den Gluonen getragen wird, und \bar{q} , die Energieskala, bei der die Gluondichte untersucht wird, werden abgeschätzt durch:

$$\bar{x} = \frac{m_V^2 + Q^2 + t}{W_{\gamma p}^2} \quad (3.35)$$

und

$$\bar{q}^2 = \frac{m_V^2 + Q^2 + t}{4}. \quad (3.36)$$

Die pQCD gilt, wenn $\alpha_s(\bar{q}^2)$ klein ist, also $\bar{q}^2 \gg 1 \text{ GeV}^2$, und damit eine "harte Skala" vorliegt. Diese harte Skala kann durch die hohe Masse des

Vektormesons m_V (z.B. bei J/ψ), einen großen Viererimpulsübertrag Q^2 des Photons oder durch ein großes Impulsübertragsquadrat t gegeben sein (s. Gleichung 3.36). Experimentell wurde festgestellt, daß die Gluondichte $xG(\bar{x}, \bar{q}^2)$ zu kleinen Werten von \bar{x} stark ansteigt. Da der Wirkungsquerschnitt proportional zum Quadrat der Gluondichte ist und Gleichung 3.35 gilt, sollte der Wirkungsquerschnitt abhängig von W stark ansteigen.

In Abbildung 3.4 ist die W -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes für die Reaktion $\gamma^*p \rightarrow \phi p$ in Photoproduktion ($Q^2 \approx 0 \text{ GeV}^2$) und in tiefunelastischer Streuung ($Q^2 \gg 1 \text{ GeV}^2$) dargestellt. Man sieht, daß die W -Abhängigkeit in tiefunelastischer Streuung stärker als in Photoproduktion ist und damit der Erwartung aus der pQCD entspricht. Offenbar liegt also im Fall der tiefunelastischen Streuung $\gamma^*p \rightarrow \phi p$ eine harte Skala vor und die Reaktion läßt sich mit der pQCD beschreiben.

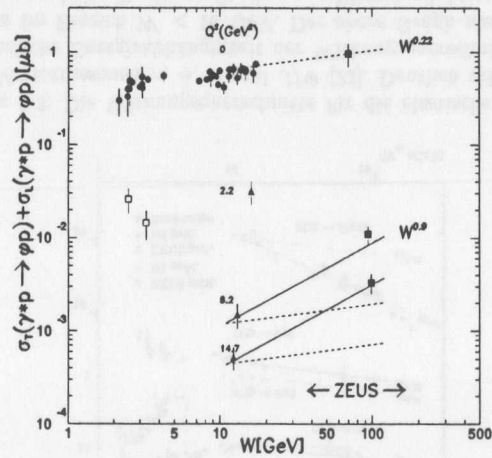


Abbildung 3.4: W -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes der Reaktion $\gamma^*p \rightarrow \phi p$ in verschiedenen Q^2 -Bereichen [7]. Die W -Abhängigkeit bei $Q^2 = 8,2 \text{ GeV}^2$ und $Q^2 = 14,7 \text{ GeV}^2$ (tiefunelastische Streuung) ist wesentlich größer als bei $Q^2 \approx 0 \text{ GeV}^2$ (Photoproduktion) und wird daher besser durch die pQCD beschrieben.

3.4 Zerfallswinkelverteilungen

Die Reaktion $ep \rightarrow e\phi p$ mit anschließendem Zerfall des ϕ -Mesons $\phi \rightarrow K^+K^-$ läßt sich in drei Ebenen beschreiben (s. Abbildung 3.5):

- Die *Streuebene* wird definiert durch das ein- und auslaufende Elektron und das abgestrahlte Photon.
- Die *Produktionsebene* wird definiert durch den Impuls des Photons, das produzierte ϕ -Meson und das Proton.
- Die *Zerfallsebene* wird definiert durch das ϕ -Meson und die beiden Zerfallsteilchen K^+K^- .

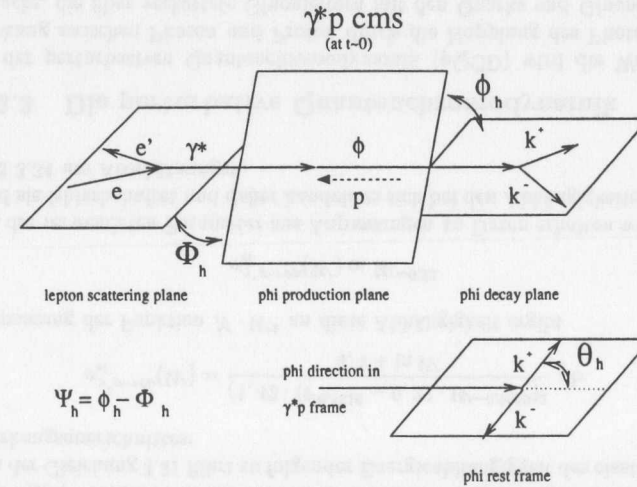


Abbildung 3.5: Die Zerfallsebenen und -winkel

Im allgemeinen wird das positive Zerfallsteilchen K^+ benutzt, um die Winkel der Zerfallsteilchen im Ruhesystem des ϕ -Mesons zu untersuchen. Im sogenannten "Helizitätssystem", in dem die Quantisierungs-Achse entgegen der Proton-Richtung liegt, kann man Winkel definieren, wie in Abbildung 3.5 gezeigt wird.

Mit diesen Winkeln läßt sich die Zerfallswinkelverteilung $D(\cos \theta_h, \phi_h, \Psi_h)$ berechnen, wobei

- θ_h der Polarwinkel des K^+ im Ruhesystem des ϕ -Mesons in bezug auf die Quantisierungsachse ist,
- ϕ_h der Azimutalwinkel des K^+ in diesem System ist und dem Winkel zwischen Produktions- und Zerfallsebene entspricht,
- Φ_h der Winkel zwischen Produktions- und Streuebene ist und
- $\psi_h = \phi_h - \Phi_h$ die Differenz zwischen den beiden obigen Winkeln ist.

Es gilt die sogenannte "s-Kanal-Helizitätserhaltung", wenn die Richtung des Photonspins in bezug auf die Bewegungsrichtung des Photons (Helizität) die gleiche wie für das produzierte ϕ -Meson ist. Unter dieser Annahme kann man die Helizität des Photons durch Messung der Zerfallswinkelverteilung des ϕ -Mesons bestimmen. Die Zerfallswinkelverteilung hängt von der Spin-Dichte-Matrix des ϕ -Mesons ab, so daß die Elemente dieser Spin-Dichte-Matrix durch Messung der Zerfallswinkelverteilungen bestimmt werden können. Für einen unpolarisierten Leptonstrahl kann man die normierte Zerfallswinkelverteilung $D(\cos \theta_h, \phi_h, \psi_h)$, integriert über den Winkel Φ_h , schreiben als [21]:

$$D(\cos \theta_h, \phi_h) = \frac{3}{4\pi} \left[\frac{1}{2}(1 - r_{00}^{04}) + \frac{1}{2}(3r_{00}^{04} - 1) \cos^2 \theta_h - \sqrt{2} \operatorname{Re}[r_{10}^{04}] \sin 2\theta_h \cos \phi_h - r_{1-1}^{04} \sin^2 \theta_h \cos 2\phi_h \right] \quad (3.37)$$

Nach Integration über ϕ_h erhält man

$$D(\cos \theta_h) = \frac{3}{4} [1 - r_{00}^{04} + (3r_{00}^{04} - 1) \cos^2 \theta_h] \quad (3.38)$$

oder Integration über θ_h ergibt

$$D(\phi_h) = \frac{1}{2\pi} (1 - 2r_{1-1}^{04} \cos 2\phi_h). \quad (3.39)$$

Wenn die s-Kanal-Helizitätserhaltung erfüllt ist und bei dem Prozeß die Parität erhalten bleibt, nimmt die Winkelverteilung $D(\cos \theta_h, \phi_h, \Psi_h)$ eine einfachere Form $D(\cos \theta_h, \Psi_h)$ an:

$$D(\cos \theta_h, \Psi_h) = \frac{1}{1 + \epsilon R} \frac{3}{8\pi} [\sin^2 \theta_h (1 + \epsilon \cos 2\Psi_h) + 2\epsilon R \cos^2 \theta_h - \sqrt{2\epsilon(1 + \epsilon)} R \sin 2\theta_h \cos \Psi_h] \quad (3.40)$$

wobei ϵ die Polarisation des Photons (s. Gleichung 3.11) und $R = \frac{\sigma_L}{\sigma_T}$ (s. Gleichung 3.42) ist.

Bei Integration über θ_h ergibt sich folgende Winkelverteilung:

$$D(\psi_h) = \frac{1}{2\pi} [1 + 2\epsilon r_{1-1}^1 \cos 2\psi_h] \quad (3.41)$$

Es lassen sich also drei Spin-Dichte-Matrix-Elemente r_{00}^{04} , r_{1-1}^{04} und r_{1-1}^1 durch Messung der Zerfallswinkelverteilungen von $\cos \theta_h$, ϕ_h und ψ_h bestimmen, indem die theoretischen (s. Funktionen 3.38, 3.39 und 3.41) an die gemessenen Verteilungen angepaßt werden.

Wenn die s-Kanal-Helizitätserhaltung erfüllt ist, ergeben sich mehrere Vorhersagen für die Spin-Dichte-Matrix-Elemente:

- Das Element r_{00}^{04} gibt die Wahrscheinlichkeit an, daß das ϕ -Meson und damit auch das Photon longitudinal polarisiert ist. Die Annahme der s-Kanal-Helizitätserhaltung erlaubt es, das Verhältnis R von longitudinalem zu transversalem Wirkungsquerschnitt aus dem Parameter r_{00}^{04} zu berechnen:

$$R_\phi = \frac{\sigma_L^{\gamma^* p \rightarrow \phi p}}{\sigma_T^{\gamma^* p \rightarrow \phi p}} = \frac{1}{\epsilon} \frac{r_{00}^{04}}{1 - r_{00}^{04}} \quad (3.42)$$

ϵ ist das Verhältnis von longitudinalem zu transversalem Photonfluß (s. Gleichung 3.11).

- Man kann r_{00}^{04} mit dem Element r_{1-1}^1 verknüpfen durch

$$r_{1-1}^1 = \frac{1}{2} (1 - r_{00}^{04}). \quad (3.43)$$

- Das Element r_{1-1}^{04} ist null.

Kapitel 4

Monte Carlo-Simulation

Um den Einfluß des Meßgerätes auf die Verteilungen der Ereignisvariablen abzuschätzen, verwendet man in der Hochenergiephysik sehr häufig das Hilfsmittel der Monte Carlo(MC)-Simulation.

Mit einer MC-Simulation werden Ereignisse generiert, deren Verteilungen den theoretischen Erwartungen entsprechen. Für diese Analyse wurden 80000 Ereignisse des exklusiven ϕ -Produktionsprozesses $ep \rightarrow e\phi(K^+K^-)p$ mit dem Ereignisgenerator *Jetset* in folgendem kinematischen Bereich generiert:

$$\begin{aligned}\sqrt{s} &= 300 \text{ GeV} \\ 15 &< W < 110 \text{ GeV} \\ 0,1 &< Q^2 < 1,1 \text{ GeV}^2\end{aligned}$$

Aus den theoretischen Erwartungen für den Wirkungsquerschnitt $\sigma^{\gamma^*p \rightarrow \phi p}$ (s. Kapitel 3), multipliziert mit dem Flußfaktor Γ_T (s. Gleichungen 3.13 und 3.10), ergeben sich Gewichtungsfunktionen für die kinematischen Variablen, mit denen die generierten Ereignisse gewichtet werden:

$$Q_{\text{gen}}^2 : \frac{1}{Q_{\text{gen}}^2} \frac{1 + \epsilon P_1 \frac{Q_{\text{gen}}^2}{m_\phi^2}}{1 + \frac{Q_{\text{gen}}^2}{m_\phi^2} P_2} \quad (4.1)$$

$$\text{Polarisation } \epsilon = \frac{2(1 - y_{\text{gen}})}{1 + (1 - y_{\text{gen}})^2} \quad (4.2)$$

$$y_{\text{gen}} : \frac{(1 + (1 - y_{\text{gen}})^2)}{y_{\text{gen}}} (\sqrt{y_{\text{gen}}})^{P_3} \quad (4.3)$$

$$W_{\text{gen}} = \sqrt{y_{\text{gen}} \cdot s} \quad (4.4)$$

$$|t|_{\text{gen}} : e^{-P_4 |t|_{\text{gen}}} \quad (4.5)$$

$$\begin{aligned}D(\cos \theta_{\text{gen}}, \Psi_{\text{gen}}) &: \frac{1}{1 + \epsilon R} \frac{3}{8\pi} [\sin^2 \theta_{\text{gen}} (1 + \epsilon \cos 2 \Psi_{\text{gen}}) \\ &+ 2\epsilon R \cos^2 \theta_{\text{gen}} - \sqrt{2\epsilon(1 + \epsilon)} R \\ &\sin 2\theta_{\text{gen}} \cos \Psi_{\text{gen}}] \quad (4.6) \\ R &= P_5 \cdot \frac{Q_{\text{gen}}^2}{m_\phi^2} \quad (4.7)\end{aligned}$$

Die Parameter $P_{1..5}$ werden aus dem Vergleich mit den gemessenen Daten bestimmt. Es soll erreicht werden, daß die Verteilungen der simulierten Ereignisse die Daten möglichst genau beschreiben.

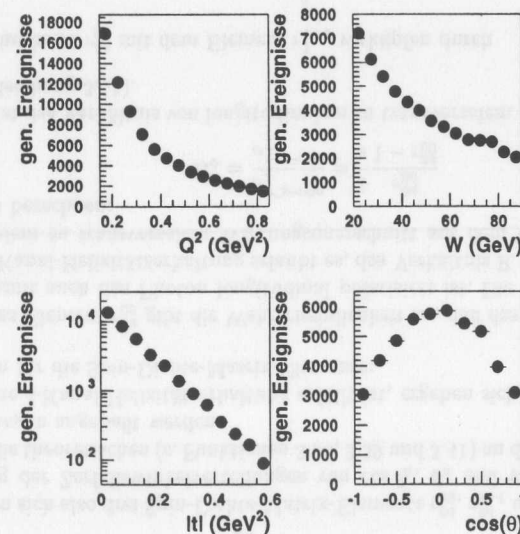


Abbildung 4.1: Generierte Verteilungen gemäß der theoretischen Erwartungen für die Größen Q^2 , W , $|t|$ und $\cos(\theta)$. Die verwendeten Parameter sind $P_1 = 0,0$, $P_2 = 2,0$, $P_3 = 0,2$, $P_4 = 9,0$ und $P_5 = 0,5$

Die generierten Ereignisse werden durch die Simulationsprogramme MOZART (MOnte Carlo for ZEUS Analysis, Reconstruction and Trigger) und

ZGANA geschickt, die die Einflüsse des ZEUS-Detektors und der Trigger simulieren. Danach liegen die simulierten Ereignisse in einem Datenformat vor, das es erlaubt, sie wie die Daten zu rekonstruieren (s. Abschnitt 5.2). Nach der Rekonstruktion der generierten Ereignisse und Gewichtung mit den Gewichtungsfunktionen stehen die simulierten, rekonstruierten Verteilungen zur Verfügung.

4.1 Vergleich zwischen MC-Simulation und Daten

Die gewichteten, rekonstruierten Verteilungen vergleicht man mit den gemessenen Verteilungen, um zu überprüfen, wie gut die MC-Simulation die Daten beschreibt. Die Parameter $P_{1..5}$ in den Gewichtungsfunktionen werden so lange variiert, bis befriedigende Übereinstimmung zwischen den gemessenen Verteilungen aus den Daten und den rekonstruierten Verteilungen aus der MC-Simulation erreicht wird, also die Simulation die Daten hinreichend genau beschreibt. Überprüft wird die Übereinstimmung mit dem reduzierten χ^2 (s. Abschnitt 7.1.2). Folgende Werte für die Parameter

$$\begin{aligned} P_1 &= 0,0 \\ P_2 &= 2,0 \\ P_3 &= 0,2 \\ P_4 &= 9,0 \\ P_5 &= 0,5 \end{aligned}$$

ergaben die beste Übereinstimmung zwischen gewichteten, rekonstruierten Verteilungen und den gemessenen Verteilungen aus den Daten. Das mit diesen Parametern erhaltene reduzierte χ^2 für alle vier Verteilungen beträgt 1,14. Für eine gute Übereinstimmung erwartet man für das reduzierte χ^2 etwa 1. Den Vergleich kann man in Abbildung 4.2 sehen. Die Rekonstruktion der Ereignisvariablen und die Auswahl der Ereignisse wird in Kapitel 5 erklärt.

Im Vektormeson-Dominanz-Modell (s. Abschnitt 3.3.1) gilt $P_1 = P_5 = \xi_\phi$. Offenbar liegt also eine Diskrepanz zwischen gemessenen Daten und theoretischer Erwartung vor.

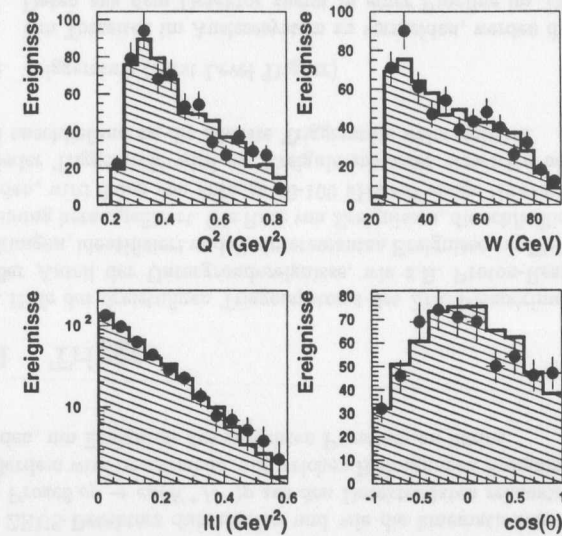


Abbildung 4.2: Vergleich der rekonstruierten MC-Verteilungen (Histogramme) und Daten (Punkte) für die Größen Q^2 , W , $|t|$ und $\cos\theta$. Die MC-Verteilungen sind auf die Anzahl Ereignisse in den Daten normiert. Die Übereinstimmung erscheint optisch befriedigend und das reduzierte χ^2 ist 1,14.

4.2 Auflösung der m_{KK} -Messung

In Abbildung 4.3 kann man die Verteilung der generierten und rekonstruierten Masse (links) sowie die Verteilung der Differenz $m_{\text{gen}} - m_{\text{rek}}$ (rechts) sehen. Aus dieser Verteilung läßt sich die erwartete Auflösung der Massenmessung bestimmen.

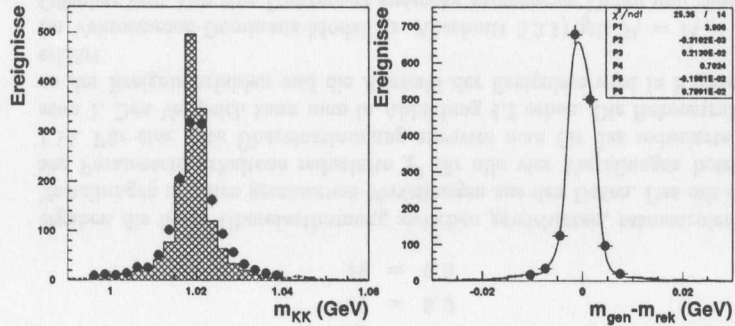


Abbildung 4.3: Links: Generierte (Histogramm) und rekonstruierte (Punkte) Verteilungen der invarianten Masse. Rechts: Die Differenz $m_{\text{gen}} - m_{\text{rek}}$ mit angepaßter Funktion, die aus der Summe zweier Gauß-Funktionen besteht (s. Gleichung 4.8).

Es wird die Summe zweier Gauß-Funktionen an die Verteilung $m_{\text{gen}} - m_{\text{rek}}$ angepaßt:

$$F(x) = \frac{A_1}{\sqrt{2\pi}\sigma_1} \cdot e^{-\frac{(x-\bar{x}_1)^2}{2\sigma_1^2}} + \frac{A_2}{\sqrt{2\pi}\sigma_2} \cdot e^{-\frac{(x-\bar{x}_2)^2}{2\sigma_2^2}} \quad (4.8)$$

Aus der Anpassung ergeben sich folgende Werte für die Parameter der beiden Gauß-Funktionen:

	Gauß-Funktion 1	Gauß-Funktion 2
A	$3,81 \pm 0,14$	$0,70 \pm 0,11$
\bar{x}	$-0,31 \pm 0,07 \text{ MeV}$	$-2,0 \pm 0,7 \text{ MeV}$
σ	$2,13 \pm 0,07 \text{ MeV}$	$7,9 \pm 0,8 \text{ MeV}$

Für das Verhältnis der Flächen der beiden Gauß-Funktionen A_2/A_1 ergibt sich 0,18.

Die gleiche Methode zur Bestimmung der Auflösung aus der MC-Simulation kann ebenso für andere Größen, wie z.B. Q^2 oder W , durchgeführt werden.

Kapitel 5

Rekonstruktion und Datenselektion

In diesem Kapitel wird beschrieben, welche Verarbeitungsschritte die Daten des ZEUS-Detektors durchlaufen und wie die kinematischen Variablen für den Prozeß $ep \rightarrow e\phi(K^+K^-)p$ aus den Detektordaten rekonstruiert werden. Außerdem wird beschrieben, mit welchen Bedingungen Ereignisse ausgewählt werden, um Ereignisse des gesuchten Prozesses zu finden.

5.1 Trigger

Mit Hilfe des dreistufigen Triggersystems des ZEUS-Experimentes wird ein großer Anteil der Untergrundereignisse, wie z.B. Proton-Restgas-Wechselwirkungen, identifiziert und die interessanten Ereignisse aus Elektron-Proton-Streuung herausgefiltert. Die Rate von Ereignissen, die schließlich gespeichert werden, wird dabei von anfangs 10-100 kHz auf einige Hz reduziert.

In jeder Triggerstufe wird ein Ereignis entweder verworfen oder akzeptiert und anschließend an die nächste Triggerstufe weitergeleitet.

1. Triggerstufe (First Level Trigger)

Um Totzeiten im Auslesesystem zu vermeiden, werden die gemessenen Daten aus dem Detektor zuerst in einer Pipeline im Takt von 96 ns für 5 μs zwischengespeichert. Die Daten der einzelnen Detektorkomponenten, wie z.B. die Energien in den Kalorimeterkomponenten, werden von der ersten Triggerstufe, den First Level Triggern (FLT) der einzelnen Komponenten, untersucht. Die Ergebnisse der Komponenten-FLT werden zum Global First Level Trigger (GFLT) weitergeleitet. Dort

wird entschieden, ob das Ereignis akzeptiert wird oder nicht. Nach dieser ersten Triggerstufe ist die Ereignisrate auf unter 1 kHz reduziert worden.

2. Triggerstufe (Second Level Trigger)

In der zweiten Triggerstufe können die Daten genauer analysiert und verknüpft werden. Hier werden z.B. Vertexposition oder Anzahl der Spuren eines Ereignisses ausgewertet. Wie beim FLT werden die Informationen der Komponenten Second Level Trigger (SLT) von einem globalen Trigger, dem Global Second Level Trigger (GSLT), zusammengefaßt. Die Rate ist danach auf etwa 100 Hz reduziert worden.

3. Triggerstufe (Third Level Trigger)

Nach der positiven Entscheidung des GSLT werden die Daten zu einem Eventbuilder (EVB) geschickt, der die Informationen der verschiedenen Detektorkomponenten für ein Ereignis zusammenfaßt und sie in "ADAMO"-Tabellen zwischenspeichert [14]. Danach werden diese Ereignisdaten vom Third Level Trigger (TLT), der aus einer Gruppe von UNIX-Rechnern besteht, analysiert. Auf dieser Stufe kann z.B. festgestellt werden, ob sich Spuren in einem Vertex treffen. Die Ereignisse werden dann abhängig von der TLT-Entscheidung auf Magnetbändern gespeichert. Die Ereignisrate hat sich jetzt auf einige Hz reduziert.

5.1.1 Trigger für Vektormesonen mit Energie im BPC

Um Vektormesonen zu finden, bei deren Produktion das gestreute Elektron im Strahlrohrkalorimeter BPC gemessen wurde, werden an die drei Triggerstufen folgende Bedingungen gestellt:

- 1. Triggerstufe: **Bit 32** – Es muß Energie im Strahlrohrkalorimeter und genügend Aktivität in der Spurkammer gemessen worden sein.
- 2. Triggerstufe: **Bit 6** – Die Anzahl der Spuren muß kleiner als vier sein, und die Position des Vertex in z-Richtung darf nicht mehr als 60 cm vom nominellen Wechselwirkungspunkt, der im Ursprung des ZEUS-Koordinatensystems liegt, entfernt sein. Seit Mitte des Jahres 1996 wird außerdem gefordert, daß das gestreute Elektron in einem bestimmten Bereich des Strahlrohrkalorimeters gemessen wurde, um den Untergrundanteil zu reduzieren.
- 3. Triggerstufe: **Bit 8** – Es darf nur einen Vertex und zwei Spuren geben. Die beiden Spuren müssen im Vertex enden, und der Abstand

des Vertex vom Ursprung in z-Richtung muß weniger als 66 cm betragen. Außerdem muß die rekonstruierte Energie im Strahlrohrkalorimeter größer als null sein.

Die Kombination dieser drei Trigger-Bits ergibt für das Jahr 1996 das sogenannte DST-Bit 55 (DST = Data Selection Tape). Durch Angabe des DST-Bits bei der Datenselektion kann man schnell auf die gewünschten Ereignisse zugreifen.

5.2 Rekonstruktion der Daten

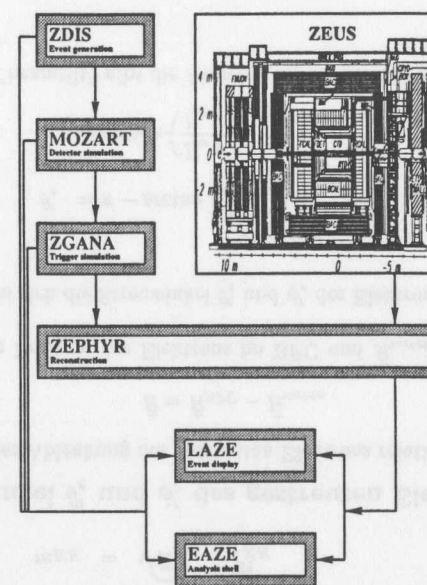


Abbildung 5.1: Darstellung der Ereignisrekonstruktion bei ZEUS

In Abbildung 5.1 sieht man das Schema der Offline- und Monte Carlo-Programme bei ZEUS. Mit Hilfe des Programmpaketes ZEPHYR (ZEUS PHYSics Reconstruction) werden aus den Rohdaten, die vom ZEUS-Detektor oder den Simulationsprogrammen MOZART (MONte Carlo for ZEUS Analysis, Reconstruction and Trigger) und ZGANA kommen, Ereignisse

rekonstruiert. Die Informationen dieser rekonstruierten Ereignisse, wie z.B. Impulse oder Ladungen von Teilchen, die eine Spur in der Spurkammer hinterlassen haben, werden in ADAMO-Tabellen gespeichert und können dann von den ZEUS-Physikern untersucht werden. Der Zugriff auf diese Daten erfolgt mit FORTRAN-Programmen, die von den Benutzern geschrieben werden. Diese Programme haben eine festgelegte Struktur, die EAZE (Effortless Analysis of ZEUS Events) genannt wird. Mit diesen Programmen, die auf den leistungsfähigen ZARAH-Rechnern (Zentrale Analyse Rechen Anlage für HERA) laufen, können die Daten weiter selektiert, neue Variable berechnet und die Ergebnisse in Histogrammen oder Ntupeln gespeichert werden. Ntupel sind Dateien, die von dem Programmpaket PAW (Physics Analysis Workstation) [12] und Routinen aus der Programmbibliothek HBOOK [11] gelesen und weiterbearbeitet werden können. Neben den EAZE-Programmen kann man sich Ereignisse auch direkt graphisch mit dem Programmpaket LAZE (Look At ZEUS Events) darstellen lassen (s. Abbildung 5.7).

5.3 Rekonstruktion der Ereignisvariablen

Folgende Informationen stehen als Meßgrößen zur Verfügung:

- die Position \vec{R}_{BPC} und die Energie E_{BPC} des gestreuten Elektrons im Strahlrohrkalorimeter,
- die Position des Vertex (= Wechselwirkungspunkt) \vec{R}_{vertex} , bestimmt durch die Spuren in der zentralen Spurkammer und
- die Impulse \vec{P}_i der beiden Spuren in der Spurkammer.

Mit diesen Informationen lassen sich die Variablen, die die Ereignisse beschreiben, rekonstruieren.

5.3.1 Energien und Impulse der beiden Spuren

Da der Prozeß $ep \rightarrow \phi(KK)p$ untersucht werden soll, wird angenommen, daß die beiden entstandenen Spuren durch K-Mesonen erzeugt wurden. Daher ergibt sich für die Energien der beiden Spuren

$$E_i = \sqrt{m_K^2 + \vec{P}_i^2} \quad (5.1)$$

mit $i = 1, 2$ und Masse der K-Mesonen $m_K = 0.493677 \pm 0.000016$ GeV [13].

Für das zerfallene Teilchen ergibt sich aus Energie- und Impulserhaltung:

$$E_{KK} = E_1 + E_2 \quad (5.2)$$

$$\vec{P}_{KK} = (P_{KKz}, P_{KKy}, P_{KKx}) = \vec{P}_1 + \vec{P}_2 \quad (5.3)$$

$$m_{KK} = \sqrt{E_{KK}^2 - \vec{P}_{KK}^2} \quad (5.4)$$

5.3.2 Winkel θ'_e und ϕ'_e des gestreuten Elektrons

Berechnung der Ablenkung des gestreuten Elektrons relativ zum Vertex:

$$\vec{R} = \vec{R}_{\text{BPC}} - \vec{R}_{\text{vertex}} \quad (5.5)$$

\vec{R}_{BPC} gibt die Position des Elektrons im BPC und \vec{R}_{vertex} die Position des Vertex an.

Aus \vec{R} ergeben sich die Streuwinkel θ'_e und ϕ'_e des Elektrons:

$$\theta'_e = \pi - \arctan\left(\frac{\sqrt{R_x^2 + R_y^2}}{|R_z|}\right) + \text{beamtelt} \quad (5.6)$$

$$\phi'_e = \arctan\left(\frac{R_y}{R_x}\right) \quad (5.7)$$

Die Variable "beamtelt" gibt die Abweichung des Strahls von der z-Richtung in Radian an.

5.3.3 Die kinematischen Variablen

Die Definitionen der kinematischen Variablen und der Vierervektoren des Prozesses sind in Kapitel 3 erläutert.

Mit dem Strahlrohrkalorimeter lassen sich Elektronen im Winkelbereich $178^\circ < \theta'_e < 179^\circ$ messen, was zu kleinen Werten von Q^2 führt (s. Gleichung 3.2). Bei kleinen Werten des Impulsübertrags Q^2 läßt sich folgende Näherung zur Rekonstruktion der kinematischen Variablen verwenden:

$$P \cdot q = E_p E_\gamma - \vec{P}_p \vec{P}_\gamma \approx 2E_p E_\gamma \quad (5.8)$$

Energie- und Impulserhaltung ergeben:

$$E_\gamma \approx \frac{1}{2}(E_{KK} - P_{KKz}) \quad (5.9)$$

Damit folgt für y (Jacquet-Blondel-Methode):

$$y = \frac{P \cdot q}{P \cdot k} \approx \frac{2E_p E_\gamma}{2E_p E_e} = \frac{E_\gamma}{E_e} = \frac{E_{KK} - P_{KKz}}{2E_e} \quad (5.10)$$

Aus den Gleichungen 5.10 und 3.4 für y folgt für die Energie des gestreuten Elektrons:

$$E'_e = \frac{2E_e - (E_{KK} - P_{KKz})}{1 - \cos(\theta'_e)} \quad (5.11)$$

Gegenüber der direkten Messung der Elektronenenergie E'_e mit dem Strahlrohrkalorimeter ist die Auflösung bei dieser Methode deutlich besser (s. Abbildung 5.2).

Der Impulsübertrag des Photons Q^2 läßt sich nun gemäß Gleichung 3.2 berechnen.

Für die Komponenten des Impulsvektors \vec{P}'_e ergibt sich aus der Geometrie:

$$P'_{ex} = E'_e \sin(\theta'_e) \cos(\phi'_e) \quad (5.12)$$

$$P'_{ey} = E'_e \sin(\theta'_e) \sin(\phi'_e) \quad (5.13)$$

$$P'_{ez} = E'_e \cos(\theta'_e) \quad (5.14)$$

Da der untersuchte Prozeß bei kleinen Q^2 -Werten ($Q^2 < 1 \text{ GeV}^2$) stattfindet und $m_p \ll E_p$ ist, kann man unter Verwendung der Gleichungen 5.9 und 3.3 folgende Näherung für W^2 annehmen (s. Gleichung 3.3):

$$W^2 \approx 2P \cdot q = 4E_\gamma E_p = 2(E_{KK} - P_{KKz})E_p = s \cdot y \quad (5.15)$$

Das Quadrat des transversalen Impulses des Protons $p_{t,p}^2$ ist gleich $-t$, dem Impulsübertrag am Protonvertex. Der Wert $p_{t,p}^2$ kann aus dem transversalen Impuls des zerfallenen Teilchens und des Elektrons unter Verwendung der Impulserhaltung für die Transversalimpulse berechnet werden:

$$p_{t,p}^2 = (P'_{ex} + P_{KKx})^2 + (P'_{ey} + P_{KKy})^2 = -t \quad (5.16)$$

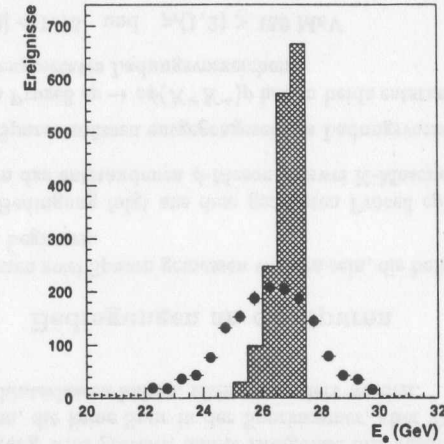


Abbildung 5.2: Die Energie des gestreuten Elektrons E_e bei direkter Messung mit dem BPC (Punkte) und Rekonstruktion nach der beschriebenen Methode (Histogramm) aus den Daten des Jahres 1996. Man sieht deutlich, daß die Auflösung bei Verwendung der beschriebenen Methode besser als bei direkter Messung mit dem BPC ist. Die Auflösung der Energiemessung mit dem BPC ist $\sigma(E)/E = (17,2\% \pm 0,2\%)/\sqrt{E}$ (s. Abschnitt 2.2.3).

5.4 Datenselektion

Die Ereignisse, die in dieser Analyse untersucht werden, sind in der Meßperiode des Jahres 1996 gemessen worden. Nicht alle Runs (= Datennahmeperioden während einer Füllung von HERA mit Teilchenpaketen) enthalten korrekte Daten. Zwischen Run 22072 und 22226 gab es Probleme mit dem Strahlrohrkalorimeter, so daß Ereignisse aus diesen Runs hier nicht verwendet werden. Aus den verwendeten Runs des Jahres 1996 ergibt sich eine integrierte Luminosität von $9,8 \text{ pb}^{-1}$.

Um die Ereignisse des Prozesses $ep \rightarrow e\phi(KK)p$ zu selektieren, werden Bedingungen gestellt.

5.4.1 Bedingungen an das gestreute Elektron im BPC

- $E_{\text{BPC}} > 20 \text{ GeV}$

Das gestreute Elektron muß eine im BPC gemessene Energie größer als 20 GeV haben. Diese Bedingung wird verlangt, um Ereignisse zu verwerfen, bei denen das einlaufende Elektron Energie durch Abstrahlung eines Photons verloren hat.

- $|Zeit_{\text{BPC}} - 5 \text{ ns}| < 3 \text{ ns}$

Im BPC wird die Auftreffzeit $Zeit_{\text{BPC}}$ des gestreuten Teilchens relativ zur Zeit der Wechselwirkung im ZEUS-Detektor gemessen. Der gemessene Zeitwert $Zeit_{\text{BPC}}$ für jedes Ereignis darf nicht mehr als 3 ns von der mittleren Zeitdifferenz 5 ns abweichen, um Ereignisse zu verwerfen, bei denen Strahlprotonen, die von hinten auf das BPC auftreffen, Energie deponiert haben.

- $R_{\text{BPC } x} \geq 5,17 \text{ cm}$ und $R_{\text{BPC } x} \leq 9,97 \text{ cm}$
 $R_{\text{BPC } y} \geq -2,82 \text{ cm}$ und $R_{\text{BPC } y} \leq 3,18 \text{ cm}$

Im BPC wird der Auftreffort des gestreuten Elektrons in x- und y-Richtung gemessen (s. Abschnitt 2.2.3). Die Position ($R_{\text{BPC } x}$, $R_{\text{BPC } y}$) darf nur in dem angegebenen Bereich liegen. Die untere Grenze für $R_{\text{BPC } x}$ verhindert, daß Elektronen dicht am Strahlrohr akzeptiert werden, da dort der Randbereich des BPC beginnt und die Energie- und Positionsmessung nicht mehr zuverlässig funktioniert und viel Untergrund vorhanden ist. Die obere Grenze für $R_{\text{BPC } x}$ und die Grenzen für $R_{\text{BPC } y}$ sollen sicherstellen, daß nur Elektronen akzeptiert werden, die durch das Aluminium-Austrittsfenster aus dem Strahlrohr ausgetreten sind. Andernfalls könnte Vielfachstreuung am Strahlrohr die Richtung und Energie des Elektrons beeinflussen.

- $|\sigma_{\text{BPC } x}| < 0,7 \text{ cm}$ und $|\sigma_{\text{BPC } y}| < 0,7 \text{ cm}$

Die Schauerbreite im BPC (s. Abschnitt 2.2.3) in x- und y-Richtung $|\sigma_{\text{BPC } x}|$ und $|\sigma_{\text{BPC } y}|$ darf einen Wert von 0,7 cm nicht überschreiten. Diese Bedingung wird gestellt, um Ereignisse mit hadronischen Schauern, die breiter als Schauer von Elektronen sind, zu verwerfen.

- Falls in x-Richtung das größte Streifensignal im ersten Streifen des BPC ist, wird das Ereignis nicht akzeptiert.

Diese Bedingung sorgt dafür, daß Ereignisse nicht akzeptiert werden, bei denen Elektronen dicht am Rand des BPC in x-Richtung aufgetroffen sind und daher nicht zuverlässig rekonstruiert werden können.

5.4.2 Zuordnung der Spuren zu Kalorimeterenergien

- Die Energie von Zellen des ZEUS-Kalorimeters, die keinen Spuren zugeordnet werden konnten, darf 200 MeV nicht überschreiten.

Es wird eine Zuordnung der Spuren, die in der zentralen Spurkammer gemessen wurden, und der Energien in den Kalorimeterzellen durchgeführt. Hierzu werden die Spuren aus der Spurkammer in den Bereich des Kalorimeters extrapoliert und in einem bestimmten Umkreis von der extrapolierten Spur die Kalorimeterzellen mit Energie zugeordnet. In den elektromagnetischen Zellen wurde ein Radius des Umkreises von 40 cm und in den hadronischen Zellen ein Radius von 55 cm gewählt. Bleiben nach dieser Zuordnung für beide Spuren Kalorimeterzellen mit jeweils mehr als 200 MeV übrig, wird das Ereignis verworfen. Diese Bedingung wird gestellt, damit Ereignisse mit zusätzlichen neutralen Teilchen, die keine Spur in der Spurkammer, aber Energie im Kalorimeter hinterlassen haben, nicht akzeptiert werden.

5.4.3 Bedingungen an die Spuren

- Es müssen zwei Spuren gemessen worden sein, die beide im gemessenen Vertex beginnen.

Diese Bedingung folgt aus dem gesuchten Prozeß $ep \rightarrow e\phi(K^+K^-)p$, bei dem das entstandene ϕ -Meson in zwei K-Mesonen zerfällt.

- Beide Spuren müssen entgegengesetztes Ladungsvorzeichen haben.

In dem Prozeß $ep \rightarrow e\phi(K^+K^-)p$ haben beide entstandene K-Mesonen entgegengesetztes Ladungsvorzeichen.

- $|\eta(1,2)| < 1,75$ und $p_t(1,2) > 150 \text{ MeV}$

Die Spuren dürfen nur in einem bestimmten Winkelbereich ($20^\circ < \theta < 160^\circ$) bzw. der Pseudorapidität $|\eta| < 1,75$ (s. Gleichung 2.1) der zentralen Spurkammer aufgetreten sein und müssen mindestens einen Transversalimpuls von jeweils 150 MeV besitzen, da unter diesen Bedingungen die Rekonstruktion der Spuren am zuverlässigsten funktioniert.

- $|R_{\text{vertex } z}| < 50 \text{ cm}$

Die z-Position des Vertex darf nicht mehr als 50 cm vom nominellen Wechselwirkungspunkt, dem Ursprung des ZEUS-Koordinatensystems, entfernt sein, damit Untergrundereignisse unterdrückt werden.

5.4.4 Bedingungen an die kinematischen Variablen

- $|t| < 0,6 \text{ GeV}^2$

Bei größeren Werten von $|t|$ werden hauptsächlich Ereignisse aus der Protodissoziation gemessen (s. Abschnitt 5.6).

- $25 < W < 90 \text{ GeV}$

Dieser Bereich der Schwerpunktsenergie von Proton und Photon wird vom Detektor mit guter Akzeptanz erfaßt.

- $0,25 < Q^2 < 0,85 \text{ GeV}^2$

Dieser Bereich resultiert aus den Bedingungen an die rekonstruierte Position des Elektrons im BPC.

- $1,005 < m_{KK} < 1,035 \text{ GeV}$

Nur im Umfeld des Mittelwertes 1,02 GeV der schmalen ϕ -Resonanzkurve mit der Halbwertsbreite $\Gamma_\phi = 4,43 \text{ MeV}$ [13] befinden sich Ereignisse mit ϕ -Mesonen-Produktion (s. Abbildung 5.3).

Die Reduzierung der Anzahl Ereignisse durch die angegebenen Bedingungen in Daten und MC ist in Tabelle 5.1 aufgeführt. Man sieht, daß die Reduzierungsraten teilweise unterschiedlich sind, wie z.B. bei der Bedingung zur Einschränkung des Massenbereichs $1,005 < m_{KK} < 1,035 \text{ GeV}$, da sich in den Daten Untergrundereignisse befinden, im MC jedoch nicht.

In Abbildung 5.3 sieht man die Verteilung der Ereignisse aus den Daten des Jahres 1996 in der $(Q^2 - W)$ -Ebene und die Verteilung der invarianten Masse im Massenbereich $0,99 < m_{KK} < 1,09 \text{ GeV}$ nach Anwendung aller bisher angegebenen Bedingungen. Deutlich erkennbar ist ein klares Signal des ϕ -Mesons über einem allerdings erheblichen Anteil an Untergrund, der zudem stark fluktuiert.

Bedingung	Daten		MC	
	Anzahl	Red.	Anzahl	Red.
DST-Bit, $m_{KK} < 1,2 \text{ GeV}$ $n_{tr}=2$ und $n_{trvtx}=2$	93000		13074	
BPC-Energie $> 20 \text{ GeV}$	62085	33%	5179	60%
Zeit des Auftreffens im BPC	62035	0%	5179	0%
BPC-Auftreffgebiet	45651	26%	3666	29%
Schauerbreite	45440	0,4%	3665	0%
Signal im ersten Streifen	45169	0,6%	3620	0%
nicht zugeordnete Energie	8832	80%	2684	26%
entgegengesetzte Ladung	8738	0%	2676	0%
$ \eta(1,2) < 1,75$	6595	25%	1846	31%
$p_t(1,2) > 150 \text{ MeV}$	5500	17%	1765	4%
$R_{\text{vertex } z}$	5420	1%	1735	2%
$ t < 0,6 \text{ GeV}^2$	5132	5%	1698	2%
$25 < W < 90 \text{ GeV}$	5103	0%	1651	3%
$0,25 < Q^2 < 0,85 \text{ GeV}^2$	4752	7%	1563	5%
$1,005 < m_{KK} < 1,035 \text{ GeV}$	707	85%	1413	10%

Tabelle 5.1: Die Anzahl der Ereignisse und Reduzierung in % nach Anwendung der einzelnen Bedingungen in Daten und MC. Teilweise ist die Reduzierung in den Daten deutlich größer als im MC (s. z.B. $1,005 < m_{KK} < 1,035 \text{ GeV}$), da sich in den Daten Untergrundereignisse befinden, im MC jedoch nicht.

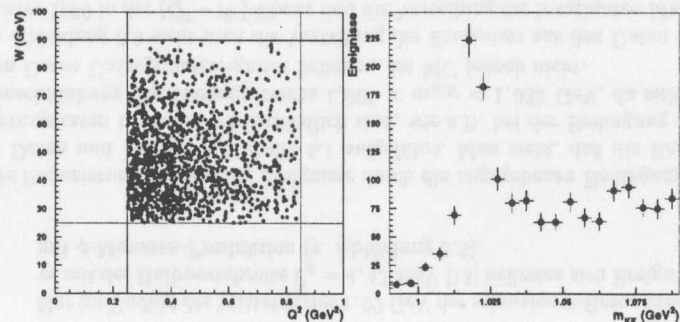


Abbildung 5.3: **Links:** Die Verteilung der Ereignisse in den Daten in der $Q^2 - W$ -Ebene im Bereich $0,25 < Q^2 < 0,85 \text{ GeV}^2$ und $25 < W < 90 \text{ GeV}$. **Rechts:** Die Verteilung der invarianten Masse nach Anwendung aller Auswahlkriterien im Bereich $0,99 < m_{KK} < 1,09 \text{ GeV}$. Ein klares Signal des ϕ -Mesons über einem erheblichen Untergrundanteil ist erkennbar.

5.5 Teilchenidentifikation mit der Spurkammer

Um den Untergrund von Ereignissen der Reaktion $ep \rightarrow e\pi^+\pi^-p$ zu reduzieren, wäre es sehr nützlich, ein Verfahren zur Teilchenidentifikation zu benutzen, das angibt, ob die gemessenen Spuren von K -Mesonen produziert wurden. In diesem Abschnitt wird ein solches Verfahren dargestellt und die Verwendung in dieser Analyse erläutert.

5.5.1 Messung der Ionisation in der CTD

Beim Durchqueren der Spurkammer CTD verliert ein geladenes Teilchen Energie durch Stöße mit den Hüllenelektronen der Moleküle des Füllgases, wobei Ionen und Elektronen entstehen. Die Elektronen bewegen sich im elektrischen Feld der Spurkammer zu den Meßdrähten. In der Nähe der Meßdrähte ist das elektrische Feld sehr stark und die Elektronen erzeugen eine Teilchenlawine, die an den Meßdrähten als Puls gemessen wird, dessen Höhe proportional zur Anzahl der Ladungspaare ist. Je nach Winkel kreuzt das Teilchen bis zu 72 Drahtebenen. Aus den Signalen der Meßdrähte wird

die Spur rekonstruiert, mit der sich Ladungsvorzeichen und Impuls des Teilchens berechnen lassen (s. Kapitel 2). Von den Signalen, aus denen eine Spur zusammengesetzt ist, werden die kleinsten 10 % und die größten 30 % verworfen und aus den verbleibenden Signalen der Mittelwert der Ionisation I einer Spur berechnet. Diese Methode wird *variable truncated mean* genannt [4].

Für jeden Run wird der mittlere Pulshöhenwert I_0 für Spuren bestimmt, die von Pionen im Impulsbereich $300 < p < 400 \text{ MeV}$ erzeugt wurden. Diese Werte I_0 werden abhängig von Druck, Hochspannung und Gaszusammensetzung in der CTD korrigiert, da diese Größen Einfluß auf die Driftgeschwindigkeit der Ladungen und die Verstärkung in der CTD haben.

Mit diesem mittleren Pulshöhenwert I_0 für Pionen werden die gemessenen mittleren Pulshöhen I der Spuren innerhalb einer Datennahmeperiode normiert. Die Einheit wird "mip" (minimal ionizing particle) genannt, da für die Pionen im Bereich $300 < p < 400 \text{ MeV}$ der Mittelwert der Energieverlustkurve durch Ionisation ein Minimum aufweist.

In Abbildung 5.4 links unten sind die normierten Pulshöhenwerte I/I_0 der Ereignisspuren, die nach allen angegebenen Bedingungen akzeptiert wurden, gegen die Impulse der Spuren aufgetragen. Man erkennt deutlich zwei Bänder, die von π - und K -Mesonen erzeugt wurden.

5.5.2 Methode der Teilchenidentifikation

Die Mittelwerte der Bänder in den gemessenen Verteilungen der normierten Pulshöhen I/I_0 gegen die Impulse der Spuren p können mit einer Funktion $I/I_0(p, m)_{\text{fit}}$ (s. Abbildung 5.5) für Teilchen der Masse m beschrieben werden. Diese Funktion ist motiviert durch theoretische Vorhersagen für das Verhalten des Energieverlustes durch Ionisation dE/dx und sie wurde an die Daten des Jahres 1996 angepaßt. Eine detaillierte Beschreibung der Funktion $I/I_0(p, m)_{\text{fit}}$ und der Anpassung an die Daten wird in [4] gegeben.

Die Verteilungen der normierten Pulshöhen $(I/I_0)_{\text{mess}}$ gegen den Impuls der Spuren aus den Daten dieser Analyse sind in Abbildung 5.4 unten zu sehen. Es sind die Funktionen $I/I_0(p, m_\pi)_{\text{fit}}$ für π -Mesonen und $I/I_0(p, m_K)_{\text{fit}}$ für K -Mesonen eingezeichnet, und man sieht, daß die Funktionen die Mittelwerte der Bänder gut beschreiben. Im Prinzip hätte man zur Beschreibung der Meßwerte I/I_0 auch andere Funktionen benutzen können, die nicht durch theoretische Vorhersagen motiviert sind, jedoch eine ähnlich gute Beschreibung liefern.

Neben der Beschreibung der mittleren Werte der Bänder durch die Funktion $I/I_0(p, m_i)_{\text{fit}}$ ist es auch notwendig, die Auflösung der Meßwerte σ_{I/I_0} , also die Streuung der Pulshöhenwerte um einen mittleren Wert, gemäß einer

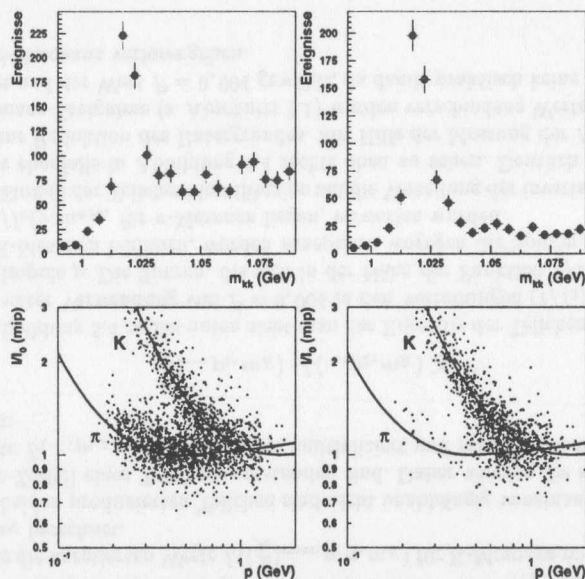


Abbildung 5.4: m_{KK} -Verteilung und Verteilung der normierten Pulshöhen I/I_0 gegen den Impuls vor (links) und nach (rechts) der Teilchenidentifikation.

Gauß-Verteilung, zu bestimmen. Es wurde aus den Daten festgestellt, daß die Varianz σ^2 umgekehrt proportional von der Anzahl der Pulse n , die zur Messung einer Spur verwendet wurden, abhängt. Aus der Anpassung an die Daten ergaben sich verschiedene Abhängigkeiten für Teilchen mit positiver und negativer Ladung [4]:

$$\text{positive Ladung: } \sigma_{I/I_0+}^2(n) = \frac{0.149}{n} + 0.018 \quad (5.17)$$

$$\text{negative Ladung: } \sigma_{I/I_0-}^2(n) = \frac{0.156}{n} + 0.023 \quad (5.18)$$

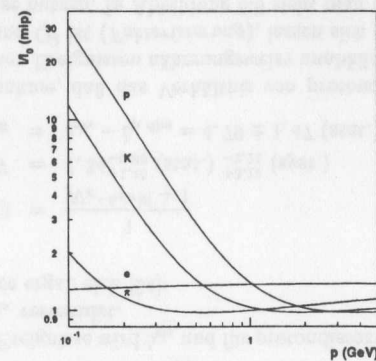


Abbildung 5.5: Die Funktion $I/I_0(p, m)_{\text{fit}}$ für Elektronen, Protonen, π -Mesonen und K -Mesonen. Bei kleinen Impulsen unter 1 GeV ist eine Unterscheidung zwischen dem K - und π -Band möglich.

Mit den Varianzen $\sigma_{I/I_0}^2(n)$, den gemessenen Werten $(\frac{I}{I_0})_{\text{mess}}$ und den erwarteten Werten $\frac{I}{I_0}(p, m_i)_{\text{fit}}$ für eine Spur werden nun folgende Größen berechnet:

$$l_i = l\left(\left(\frac{I}{I_0}\right)_{\text{mess}}, p, n, m_i\right) = \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{\left(\left(\frac{I}{I_0}\right)_{\text{mess}} - \frac{I}{I_0}(p, m_i)_{\text{fit}}\right)^2}{\sigma_{I/I_0}^2(n)}\right) \quad (5.19)$$

$$L\left(\left(\frac{I}{I_0}\right)_{\text{mess}}, p, n, m_i\right) = \frac{l_i}{\sum_{j=1}^4 l_j} \quad (5.20)$$

- $i = 1..4$ Index der Teilchen-Hypothesen (e, p, π, K)
- l_i Abstandsgröße für Spur mit Impuls p , Pulsanzahl n und $(I/I_0)_{\text{mess}}$ des erwarteten Wertes $I/I_0(p, m_i)_{\text{fit}}$
- L normierte Abstandsgröße, bei der l_i auf alle Hypothesen normiert ist
- $(\frac{I}{I_0})_{\text{mess}}$ normierte Pulshöhe der gemessenen Spur
- $\frac{I}{I_0}(p, m_i)_{\text{fit}}$ erwartete Pulshöhe für Teilchen der Masse m_i und Impuls p
- $\sigma_{I/I_0}^2(n)$ Varianz der Pulshöhenwerte, abhängig von der Anzahl der Pulse n einer Spur

Je näher der Wert $l((\frac{I}{I_0})_{\text{mess}}, p, n, m_i)$ bei 1 ist, desto näher ist eine Spur mit $(I/I_0)_{\text{mess}}, p$ und n am Mittelwert eines Teilchenbandes $I/I_0(p, m_i)_{\text{fit}}$ für eine Teilchenhypothese mit Masse m_i . Der normierte Wert L setzt den Wert l für eine Teilchenhypothese in Relation zur Summe für alle vier Teilchenhypothese. Durch Bedingungen an l oder L ist es möglich, die Spuren auszuwählen, die einen bestimmten Abstand l bzw. L vom Mittelwert nicht unterschreiten und somit einer Teilchenhypothese bzw. einem Teilchenband zugeordnet werden können.

Damit steht also eine Methode zur Teilchenidentifikation von Spuren zur Verfügung.

5.5.3 Anwendung der Teilchenidentifikation

Für diese Analyse wurde die Teilchenidentifikation verwendet, um Ereignisse mit zwei Spuren, die von K -Mesonen erzeugt wurden, zu finden. Hierzu wurden für jede der beiden gemessenen Spuren die Werte $l((\frac{I}{I_0})_{\text{mess}}, p, n, m_K)$ sowie die normierten Werte $L((\frac{I}{I_0})_{\text{mess}}, p, n, m_K)$ für K -Mesonen mit der Masse m_K berechnet.

Die beiden produzierten Teilchen sind nicht unabhängig voneinander, da sie beim Zerfall eines Teilchens entstanden sind. Daher wurden die normierten Werte $L(\dots, p_{1,2}, m_K)$ miteinander multipliziert und folgende Bedingung gestellt:

$$L(\dots, p_1, m_K) \cdot L(\dots, p_2, m_K) \geq P^2 \quad (5.21)$$

In Abbildung 5.4 rechts unten sieht man das Ergebnis der Teilchenidentifikation unter Verwendung von $P = 0,004$ in den Verteilungen $(I/I_0)_{\text{mess}}$ gegen den Impuls p . Die Spuren, die sich in der Nähe der Funktion $I/I_0(p, m_K)_{\text{fit}}$ für K -Mesonen befinden, wurden akzeptiert, wogegen die Spuren, die näher an $I/I_0(p, m_\pi)_{\text{fit}}$ für π -Mesonen liegen, verworfen wurden.

Der Einfluß der Teilchenidentifikation auf die Verteilung der invarianten Masse ist ebenfalls in Abbildung 5.4 rechts oben zu sehen. Deutlich erkennbar ist eine Reduktion des Untergrundes. Mit Hilfe der Messung der Anzahl der Resonanz-Ereignisse (s. Abschnitt 7.1) wurden verschiedene Werte für P getestet und der Wert $P = 0,004$ gewählt, da damit praktisch keine Ereignisse der ϕ -Resonanz verlorengehen.

5.6 Untergrund aus Protodissoziation

Bei Ereignissen mit Protodissoziation fragmentiert das Proton in einen neuen hadronischen Zustand (s. Abschnitt 3.2). Findet zudem die Produktion eines ϕ -Mesons statt, hat der Protodissoziationsprozeß die Form $ep \rightarrow e\phi(KK)X$. Wenn die Protonfragmente X entlang des Strahlrohrs gestreut werden, wird keine Energie in den Kalorimeterzellen deponiert, und man kann mit den in dieser Analyse verwendeten Detektorkomponenten ein Ereignis mit Protodissoziation nicht von einem elastischen Ereignis mit intakt gebliebenem Proton unterscheiden.

Daher ist es notwendig, den Anteil von Ereignissen mit Protodissoziation zu bestimmen und von den Daten abzuziehen. Hierzu wurde eine Analyse für ρ -Mesonen (79010 Ereignisse in Photoproduktion ($Q^2 \approx 0 \text{ GeV}^2$)) durchgeführt, die Detektorkomponenten genutzt hat, welche es ermöglichen, die Protonfragmente zu messen [24]. Dabei wurde festgestellt, daß der Anteil von protodissoziativen Ereignissen an den gesamten Ereignissen $R_{p \text{ diss}} = N_{p \text{ diss}}/N_{\text{gesamt}}$ unabhängig von der invarianten Masse $m_{\pi\pi}$ ($\rho \rightarrow \pi^+\pi^-$), der Photon-Proton-Schwerpunktsenergie W und der Zerfallswinkelverteilung $\cos(\theta)$ ist. Jedoch wurde eine Abhängigkeit von dem Viererimpulsübertrag am Proton-Vertex $|t|$ gefunden. Für den differentiellen Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d|t|$ gilt in guter Näherung folgende Abhängigkeit (s. Gleichung 3.27):

$$\frac{d\sigma}{d|t|} = Ae^{-b|t|} \quad (5.22)$$

Für elastische Ereignisse wird b_{ela} und für protodissoziative Ereignisse $b_{p \text{ diss}}$ mit $b_{p \text{ diss}} < b_{\text{ela}}$ verwendet.

Aus der Analyse ergab sich [24]:

$$R_{p \text{ diss}}(t) = \frac{1}{Ne^{-b_{\text{diff}}|t|} + 1} \quad (5.23)$$

$$N = 7,34_{-0,88}^{+1,16} \text{ (stat.) }_{-2,11}^{+3,14} \text{ (syst.)} \quad (5.24)$$

$$b_{\text{diff}} = b_{\text{ela}} - b_{p \text{ diss}} = 4,79 \pm 1,47 \text{ (stat.)} \pm 0,52 \text{ (syst.)} \quad (5.25)$$

Unter der Annahme, daß das Verhältnis von protodissoziativen Ereignissen zu elastischen Ereignissen näherungsweise unabhängig vom produzierten Vektormeson und Q^2 ist (*Faktorisierung*), lassen sich die Ergebnisse der genannten Analyse nutzen. In Abbildung 5.6 sieht man die Anzahl Ereignisse, abhängig von $|t|$ aller Ereignisse, sowie den Anteil an protodissoziativem Untergrund aus der Gewichtung mit $R_{p \text{ diss}}(|t|)$. Um auf den protodissoziativen Untergrund zu korrigieren und die Anzahl der elastischen Ereignisse zu erhalten, wurden alle ausgewählten Ereignisse gewichtet mit:

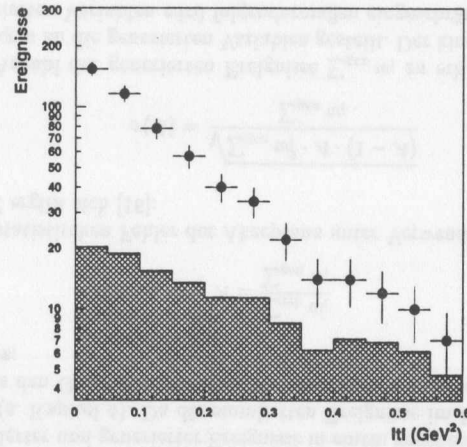


Abbildung 5.6: Darstellung der $|t|$ -Abhängigkeit der Anzahl Ereignisse nach Anwendung aller Bedingungen. Die Anzahl wurde in den einzelnen Intervallen durch Summation der Ereignisse erhalten. Die Punkte stellen alle Ereignisse dar, das schraffierte Histogramm beinhaltet nur den Untergrund aus Protodissoziation $R_{p, \text{diss}}$.

$$R_{\text{ela}} = 1 - R_{p, \text{diss}} \quad (5.26)$$

Es ergibt sich ein Anteil aus Protodissoziation von:

$$C_{p, \text{diss}} = 23,3\%_{-5,9\%}^{+7,2\%} (|t| < 0,6 \text{ GeV}^2), \quad (5.27)$$

wobei der Fehler aus [24] genommen ist.

Von der Anzahl der Ereignisse aus der Verteilung der invarianten Masse m_{KK} (s. Abschnitt 7.1) wurde der konstante Anteil $C_{p, \text{diss}}$ abgezogen, da angenommen wird, daß $R_{p, \text{diss}}$ nicht von der invarianten Masse m_{KK} abhängt. Zur Bestimmung von b_{ela} aus der Verteilung $d\sigma/d|t|$ ist es jedoch notwendig, die Funktion $R_{p, \text{diss}}(|t|)$ zu verwenden, um den dissoziativen Untergrund, abhängig von $|t|$, abzuziehen.

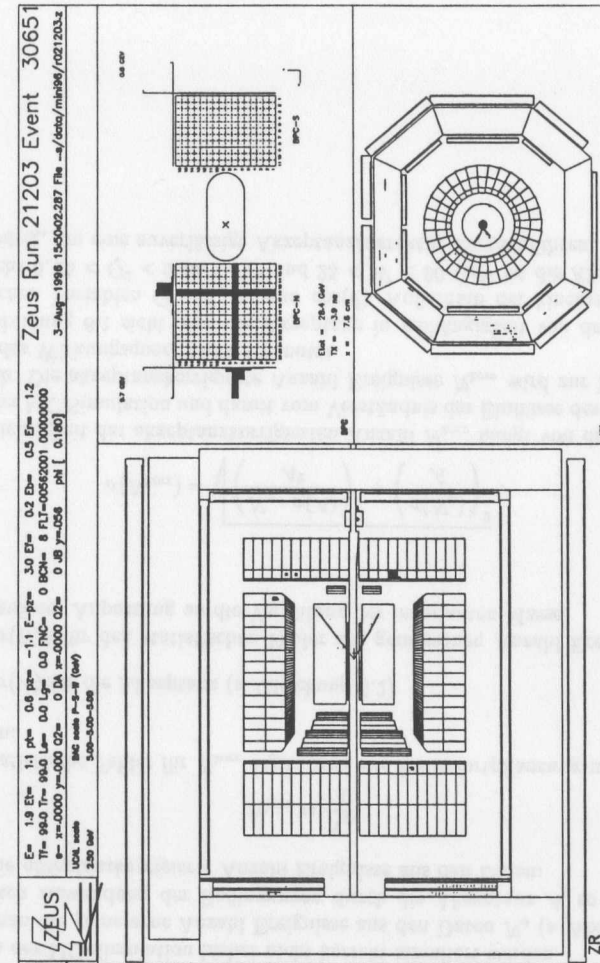


Abbildung 5.7: Darstellung eines Ereignisses mit LAZE, das als Kandidat für die ϕ -Photoproduktion in Frage kommt. Die kinematischen Variablen für dieses Ereignis sind $m_{KK} = 1,020 \text{ GeV}$, $Q^2 = 0,45 \text{ GeV}^2$, $W = 68,7 \text{ GeV}$ und $|t| = 0,024 \text{ GeV}^2$. Man sieht die Signale in der Spurkammer (CTD) und im Kalorimeter (s. ZR und XY), sowie im BPC (s. BPC). Deutlich erkennbar sind die beiden Spuren der K-Mesonen in der Spurkammer.

Kapitel 6

Akzeptanz und Effizienz

6.1 Berechnung und Verwendung der Akzeptanz

Neben der Meßgenauigkeit soll mit der Monte Carlo-Simulation die Akzeptanz bestimmt werden. Man erhält sie als das Verhältnis zwischen der Anzahl rekonstruierter und generierter Ereignisse in einem gegebenen kinematischen Intervall (s. Kapitel 4). Da die simulierten Ereignisse im MC mit den Werten w_i aus den Gewichtungsfunktionen gewichtet werden, ergibt sich für die Akzeptanz:

$$A = \frac{\sum_{\text{rek}} w_i}{\sum_{\text{gen}} w_i} \quad (6.1)$$

Für den statistischen Fehler der Akzeptanz unter Verwendung eines gewichteten MC ergibt sich [16]:

$$\sigma(A) = \frac{\sqrt{\sum_{\text{gen}} w_i^2 \cdot A \cdot (1 - A)}}{\sum_{\text{gen}} w_i} \quad (6.2)$$

Um die Anzahl der generierten Ereignisse $\sum_{\text{gen}} w_i$ zu erhalten, werden nur Bedingungen an die generierten Variablen gestellt. Der kinematische Bereich der generierten Variablen wird folgendermaßen eingeschränkt:

$$0,25 < Q_{\text{gen}}^2 < 0,85 \text{ GeV}^2 \quad (6.3)$$

$$25 < W_{\text{gen}} < 90 \text{ GeV} \quad (6.4)$$

$$|t_{\text{gen}}| < 0,6 \text{ GeV}^2 \quad (6.5)$$

Für die rekonstruierten Variablen der MC-Ereignisse werden die gleichen Bedingungen wie für die Daten gefordert (s. Abschnitt 5.4) und man erhält die Anzahl der rekonstruierten Ereignisse $\sum_{\text{rek}} w_i$. Ausgenommen hiervon ist die Bedingung zur Teilchenidentifikation, da die Verteilungen der Ionisationen I/I_0 in der MC-Simulation bisher nicht korrekt simuliert werden.

Teilt man die gemessene Anzahl Ereignisse aus den Daten N_ϕ (s. Abschnitt 7.1) nach Anwendung der Bedingungen durch die Akzeptanz A , so erhält man die *akzeptanzkorrigierte* Anzahl Ereignisse aus den Daten:

$$N_{\text{kor}} = \frac{N_\phi}{A} \quad (6.6)$$

Der statistische Fehler für N_{kor} ergibt sich aus Fehlerfortpflanzung mit den Fehlern:

- $\sigma(A)$ für die Akzeptanz (s. Gleichung 6.2)
- $\sigma(N_\phi)$ für den statistischen Fehler der gemessenen Anzahl Ereignisse aus der Anpassung an die Verteilung der invarianten Masse

zu

$$\sigma(N_{\text{kor}}) = \sqrt{\left(\frac{N_\phi \cdot \sigma(A)}{A^2}\right)^2 + \left(\frac{\sigma(N_\phi)}{A}\right)^2} \quad (6.7)$$

Die Richtigkeit der akzeptanzkorrigierten Anzahl N_{kor} hängt von der Qualität der MC-Simulation und damit vom Verständnis der Einflüsse des Detektors ab. Die akzeptanzkorrigierte Anzahl Ereignisse N_{kor} wird zur Berechnung des Wirkungsquerschnittes benutzt.

In Abbildung 6.1 sieht man die Akzeptanz in Abhängigkeit von den kinematischen Variablen Q^2 , W , $|t|$ und $\cos(\theta)$. Außerhalb der kinematischen Bereiche $0,25 < Q^2 < 0,85 \text{ GeV}^2$ und $25 < W < 90 \text{ GeV}$ ist die Akzeptanz zu niedrig, um eine zuverlässige Akzeptanzkorrektur durchzuführen.

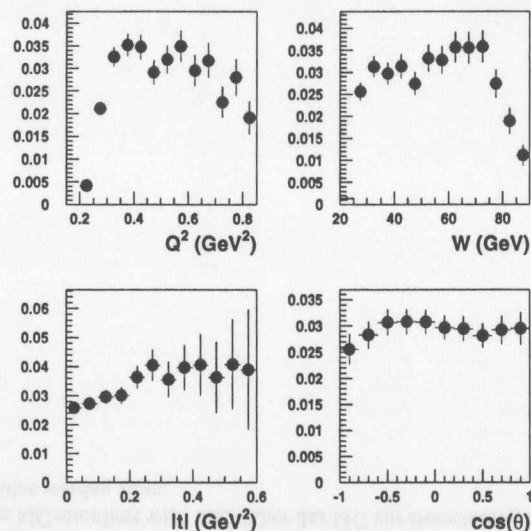


Abbildung 6.1: Die Akzeptanz für die Größen Q^2 , W , $|t|$ und $\cos(\theta)$. Der Sprung der Akzeptanz in Abhängigkeit von $|t|$ bei $|t| = 0,2 \text{ GeV}^2$ ist verursacht durch die Bedingungen an die Transversalimpulse der Spuren $p_t(1,2) > 150 \text{ MeV}$.

6.2 Effizienz des First Level Triggers (FLT)

Der First Level Trigger FLT hat die Aufgabe, Untergrundereignisse, die nicht bei der Wechselwirkung zwischen Proton und Elektron stattgefunden haben, vor der Auslese der Daten aus den Detektorkomponenten zu verwerfen. Hierzu wurden 64 FLT-Bits definiert, die bestimmte Bedingungen an die Ereignisse enthalten und jeweils gesetzt werden, wenn das untersuchte Ereignis die Bedingungen erfüllt. Wenn kein Bit gesetzt wurde, wird das Ereignis verworfen (s. Abschnitt 5.1).

Es ist nun wichtig zu messen, wieviele Ereignisse nach der Rekonstruktion

als verwendbar eingestuft werden und welcher Anteil davon durch das verwendete FLT-Bit akzeptiert wurde. Dann muß überprüft werden, ob diese Effizienz in der MC-Simulation korrekt berücksichtigt wurde.

Die Definition des in dieser Analyse verwendeten FLT-Bits 32 lautet:

Es muß Energie im Strahlrohrkalorimeter und genügend Aktivität in der Spurkammer gemessen worden sein.

Die Effizienz für die Bedingung an die Energie des Strahlrohrkalorimeters ist 1 [15]. Daher bleibt die Prüfung der Bedingung an die Aktivität in der Spurkammer übrig. Diese Bedingung soll dafür sorgen, daß nur Ereignisse mit guten Spurinformatoren akzeptiert werden. Die Effizienz dieser Bedingung soll nun geprüft werden. Dazu wurden Ereignisse aus den Daten des Jahres 1996 benutzt, die von den FLT-Bits 50 (Energie im BPC) oder 52 (Energie im BPC und Energie im RCAL) akzeptiert wurden. Diese Bits enthalten also keine Bedingung an die Aktivität der Spurkammer, und man erhält damit einen unabhängigen Datensatz. Für die akzeptierten Ereignisse wurden Bedingungen an die rekonstruierten Spuren in der Spurkammer gestellt, um Ereignisse mit guten Spurinformatoren auszuwählen (s. Abschnitt 5.4.1):

- Anzahl der Spuren gleich zwei
- beide Spuren müssen im Vertex beginnen
- $|\eta(1,2)| < 1,75$
- $p_t(1,2) > 150 \text{ MeV}$
- entgegengesetzte Ladung der beiden Spuren
- $|R_{\text{vertex } z}| < 50 \text{ cm}$

Zusätzlich wurden Bedingungen gestellt, um möglichst nur ϕ -Mesonen im untersuchten kinematischen Bereich zu messen:

- $25 < W < 90 \text{ GeV}$
- $1,00 < m_{KK} < 1,04 \text{ GeV}$
- Teilchenidentifikation mit $L(\dots, p_1, m_K) \cdot L(\dots, p_2, m_K) \geq (0,004)^2$ (nur in den Daten)

Nach diesen Bedingungen wurden 197 Ereignisse akzeptiert. Das FLT-Bit 49 enthält nur die Bedingung an die Aktivität der Spurkammer und daher läßt sich durch Abfrage dieses Bits die Effizienz der Bedingung testen. Bei 186

der ausgewählten Ereignisse war FLT-Bit 49 gesetzt. Daher ergibt sich für die Effizienz aus den Daten:

$$E_{\text{FLT}} = \frac{186}{197} = 94,4 \pm 1,6\% \quad (6.8)$$

Die FLT-Bits werden in der MC-Simulation simuliert. Daher wurde das gleiche Verfahren zur Effizienz-Bestimmung im MC verwendet. Die Anzahlen sind aus dem gewichteten MC erhalten:

$$E_{\text{FLT MC}} = \frac{7090}{7495} = 94,6 \pm 0,3\% \quad (6.9)$$

In Abbildung 6.2 sieht man den Vergleich der Effizienzen in Abhängigkeit von W , η und p_t für das FLT-Bit 49 in MC und Daten. Die Übereinstimmung ist relativ gut. Die Anzahl der Ereignisse in den Daten ist allerdings klein und daher sind die Fehler recht groß.

Es ergibt sich also, daß die Effizienz des verwendeten FLT-Bits zufriedenstellend im MC simuliert wird und daher das MC zur Berechnung der Akzeptanz verwendet werden kann.

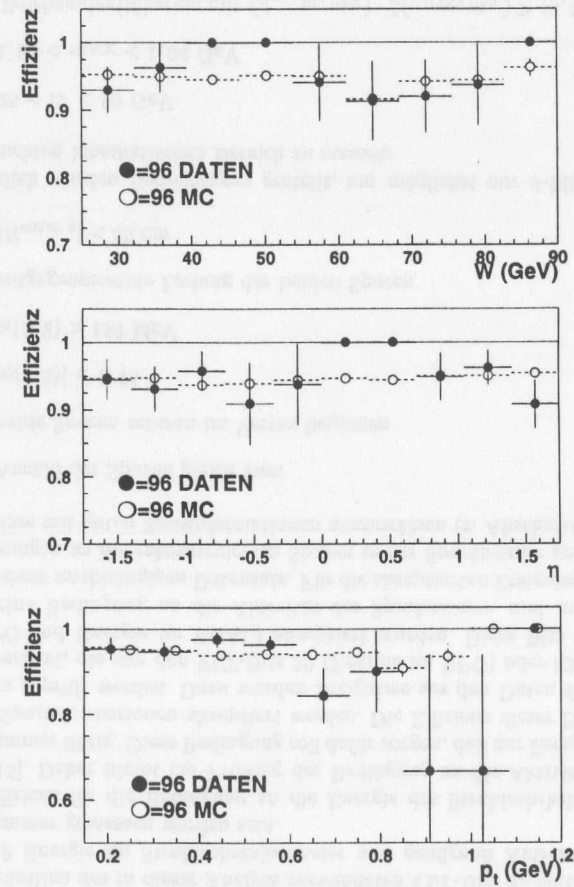


Abbildung 6.2: Die Effizienz des FLT-Bit 49 in Abhängigkeit von W , η und p_t in den Daten und im MC für das Jahr 1996. Die Übereinstimmung zwischen Daten und MC ist relativ gut. Die Anzahl der Ereignisse in den Daten ist allerdings klein und daher sind die Fehler recht groß.

Kapitel 7

Ergebnisse

7.1 Die Anzahl der ϕ -Ereignisse aus der Verteilung der invarianten Masse

Um einen Wirkungsquerschnitt zu berechnen, benötigt man die Anzahl der Ereignisse des betrachteten Prozesses. In dieser Analyse wird eine Funktion an die Verteilung der invarianten Masse m_{KK} angepaßt. Die anzupassende Funktion beschreibt sowohl Resonanz als auch Untergrund, und daher ergibt sich aus der Anpassung die Anzahl der Resonanz- und Untergrundereignisse.

7.1.1 Die anzupassende Funktion

$$\frac{dN}{dm_{KK}}(m_{KK}) = \frac{C_\phi}{N_{BW}} BW(m_{KK}) + \frac{\alpha}{N_{BG}} BG(m_{KK}) \quad (7.1)$$

$$N_{BW} = \int_{1,005 \text{ GeV}}^{1,035 \text{ GeV}} BW(m_{KK}) dm_{KK} \quad (7.2)$$

$$N_{BG} = \int_{1,005 \text{ GeV}}^{1,035 \text{ GeV}} BG(m_{KK}) dm_{KK} \quad (7.3)$$

- $BW(m_{KK})$ ist eine relativistische Breit-Wigner-Funktion, gefaltet mit einer Gauß-Funktion, welche die Massenaufösung des Detektors beschreibt. Es wurde auch eine Faltung mit der Summe zweier Gauß-Funktionen ausprobiert (s. Abschnitt 4.2). Die Abweichung vom Ergebnis bei Faltung mit einer Gauß-Funktion wird im systematischen Fehler berücksichtigt (s. Abschnitt 7.2.3).

$$BW(m_{KK}) = \int_{-0,1 \text{ GeV}}^{0,1 \text{ GeV}} RBW(m_{KK} - y) \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_M} e^{-\frac{y^2}{2\sigma_M^2}} dy \quad (7.4)$$

7.1. Die Anzahl der ϕ -Ereignisse aus der Verteilung der invarianten Masse

$$RBW(X_{KK}) = \frac{X_{KK} m_\phi \Gamma_\phi(X_{KK})}{(X_{KK}^2 - m_\phi^2)^2 + m_\phi^2 \Gamma_\phi^2(X_{KK})} \quad (7.5)$$

$$\Gamma_\phi(X_{KK}) = \frac{m_\phi}{X_{KK}} \Gamma_0 \left(\frac{X_{KK}}{p_0} \right)^3 \quad (7.6)$$

$$p^* = \sqrt{(X_{KK}/2)^2 - m_K^2} \quad (7.7)$$

$$p_0^* = \sqrt{(m_\phi/2)^2 - m_K^2} \quad (7.8)$$

- Außerhalb der Grenzen $-0,1 \text{ GeV}$ und $0,1 \text{ GeV}$ für das Faltungsintegral über y ist $RBW(m_{KK} - y)$ praktisch null.
- Die Breite Γ_0 der relativistischen Breit-Wigner-Funktion ist auf den Wert $4,43 \pm 0,06 \text{ MeV}$ [13] festgelegt.
- Die Masse des K-Mesons ist $m_K = 0,493677 \pm 0,000016 \text{ GeV}$ [13]

- $BG(m_{KK})$ beschreibt die Form des Untergrundes

$$BG(m_{KK}) = (m_{KK} - 2m_K)^\beta \quad (7.9)$$

- Die Normierungsfaktoren N_{BW} und N_{BG} wurden verwendet, damit die Parameter C_ϕ und α direkt aus der Anpassung die Anzahl der Resonanz- und Untergrundereignisse im Massenbereich $1,005 - 1,035 \text{ GeV}$ angeben.

Bei der Anpassung von dN/dm_{KK} an die Verteilung von m_{KK} sollen folgende Parameter bestimmt werden:

- m_ϕ : m_{KK} -Wert am Maximum der Resonanz und daher Masse des ϕ -Mesons,
- C_ϕ : die Anzahl der ϕ -Ereignisse im Massenbereich $1,005 < m_{KK} < 1,035 \text{ GeV}$ unter der angepaßten Funktion $BW(m_{KK})$,
- σ_M : Breite der Gauß-Funktion, mit der die relativistische Breit-Wigner-Funktion gefaltet wird, σ_M gibt die Auflösung der Messung der invarianten Masse an,
- α : die Anzahl der Untergrund-Ereignisse im Massenbereich $1,005 < m_{KK} < 1,035 \text{ GeV}$ unter der angepaßten Funktion $BG(m_{KK})$,
- β : Exponent der Untergrund-Funktion.

7.1.2 Methode der Anpassung

In jedem Intervall I der gemessenen Verteilung m_{KK} befindet sich eine Anzahl Ereignisse N_I^{mess} mit dem statistischen Fehler $\sigma(N_I^{\text{mess}}) = \sqrt{N_I^{\text{mess}}}$. Ziel der Anpassung an die gemessene Verteilung ist es, die Werte der Parameter der theoretischen Funktion $\frac{dN}{dm_{KK}}$ zu finden, welche die gemessene Verteilung der Ereignisse optimal beschreibt. Daher wurde in dieser Analyse die anzupassende Funktion $\frac{dN}{dm_{KK}}$ jeweils über die Intervallbreite integriert, um als Funktionswert die Anzahl der Ereignisse in dem Intervall I zu erhalten.

$$N_I^{\text{theo}} = \int_{\text{untere Grenze } I}^{\text{obere Grenze } I} \frac{dN}{dm_{KK}}(m_{KK}) dm_{KK} \quad (7.10)$$

Die Anpassung wurde durchgeführt, indem die Funktion χ^2

$$\chi^2 = \sum_{I=1}^{I_N} \frac{(N_I^{\text{mess}} - N_I^{\text{theo}})^2}{\sigma^2(N_I^{\text{mess}})} \quad I_N = \text{Anzahl der Intervalle} \quad (7.11)$$

mit der Routine *HFITH* aus der Programm-Bibliothek *HBOOK* [11], abhängig von den fünf Parametern $P_{1..5} = C_\phi, m_\phi, \sigma_M, \alpha, \beta$ in einem iterativen Prozeß minimiert wurde.

Dazu wurden Startwerte für die Parameter $P_{1..5}$ festgelegt, von denen ausgehend die Routine Variationen innerhalb vorgegebener Grenzen für die Parameter durchführt. Der Iterationsprozeß wird abgebrochen, wenn die partiellen Ableitungen an der Stelle $\bar{P}_{1..5}$ einen voreingestellten Abstand ϵ von null unterschreiten:

$$\left. \frac{\partial \chi^2}{\partial P_i} \right|_{\bar{P}_{1..5}} < \epsilon \quad (7.12)$$

Die Parameter $\bar{P}_{1..5}$ stellen die Ergebnisse der Anpassung dar, denn mit ihnen erreicht die Funktion χ^2 ein Minimum.

Aus der 5×5 -Matrix G mit den Elementen

$$G_{m,n} = \frac{1}{2} \cdot \left. \frac{\partial^2 \chi^2}{\partial P_m \partial P_n} \right|_{\bar{P}_{1..5}} ; m, n = 1..5 \quad (7.13)$$

läßt sich durch Inversion die Fehler-Matrix F berechnen:

$$G^{-1} = F = \begin{pmatrix} \sigma_{\bar{P}_1}^2 & \dots & \text{cov}(\bar{P}_1, \bar{P}_5) \\ \vdots & & \vdots \\ \text{cov}(\bar{P}_5, \bar{P}_1) & \dots & \sigma_{\bar{P}_5}^2 \end{pmatrix} \quad (7.14)$$

7.1. Die Anzahl der ϕ -Ereignisse aus der Verteilung der invarianten Masse 59

	ohne Teilchenident.	mit Teilchenident.
χ^2/ndf	1,86	0,92
m_ϕ	$1019,66 \pm 0,26 \text{ MeV}$	$1019,72 \pm 0,24 \text{ MeV}$
σ_M	$2,45 \pm 0,24 \text{ MeV}$	$2,44 \pm 0,21 \text{ MeV}$
C_ϕ	$473 \pm 28 \text{ Ereignisse}$	$472 \pm 24 \text{ Ereignisse}$
α	$222 \pm 13 \text{ Ereignisse}$	$73 \pm 7 \text{ Ereignisse}$
β	$0,81 \pm 0,06$	$0,43 \pm 0,1$
N_ϕ	$485 \pm 30 \text{ Ereignisse}$	$486 \pm 25 \text{ Ereignisse}$
Anteil $\frac{\alpha}{\left(\sum_{1,005 \text{ MeV}}^{1,035 \text{ MeV}} (m_{KK})_I\right)}$	31%	13%

Tabelle 7.1: Ergebnisse für die Parameter aus der Anpassung der Funktion N_I ohne und mit Verwendung der Teilchenidentifikation. Deutlich erkennbar ist die Reduzierung des Untergrundes α um den Faktor 3.

$\sigma_{\bar{P}_{1..5}}$ sind die Fehler der Parameter $\bar{P}_{1..5}$. Die Korrelationen zwischen den Parametern P_m und P_n werden durch folgende Formel berechnet:

$$\text{cor}(\bar{P}_m, \bar{P}_n) = \frac{\text{cov}(\bar{P}_m, \bar{P}_n)}{\sigma_m \cdot \sigma_n} \quad (7.15)$$

Zur Abschätzung der Qualität der Anpassung wird das reduzierte χ^2 , χ^2/ndf benutzt. ndf ist die Anzahl der Freiheitsgrade und es gilt $ndf = I_N - (\text{Anzahl Parameter})$. Für eine gute Anpassung erwartet man $\chi^2/ndf \approx 1$.

7.1.3 Ergebnisse der Anpassung

Die Ergebnisse der Anpassung sind in Abbildung 7.1 und in Tabelle 7.1 zu sehen.

Der Wert für das reduzierte χ^2 ist durch die Verwendung der Teilchenidentifikation reduziert worden, was eine Verbesserung der Qualität der Anpassung bedeutet.

Der gemessene Wert von m_ϕ ist in beiden Fällen verträglich mit dem Wert aus dem Particle Data Book von $1,019413 \pm 0,000008 \text{ GeV}$ [13].

Der Parameter σ_M , der die Breite der gefalteten Gauß-Funktion und damit die Auflösung der m_{KK} -Messung angibt, liegt in der Nähe des Wertes $\sigma_{MC} = 2,13 \pm 0,07 \text{ MeV}$ (s. Tabelle 4.2), welcher für die Auflösung aus der MC-Simulation bestimmt wurde.

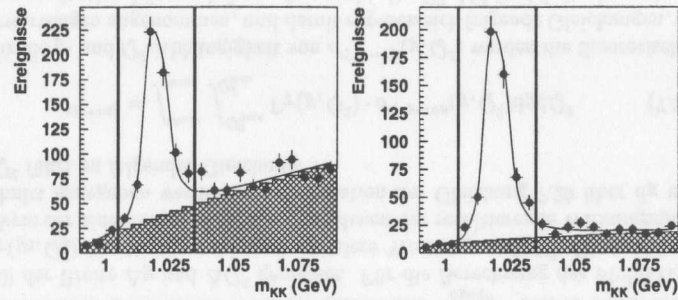


Abbildung 7.1: Anpassung der Funktion N_I an die Verteilung der invarianten Masse m_{KK} ohne (links) und mit (rechts) Verwendung der Teilchenidentifikation. Die schattierten Bereiche markieren den Untergrund aus der angepassten Funktion $BG(m_{KK})$. Der Untergrund sowie die Fluktuationen konnten deutlich reduziert werden.

Die Anzahl der Ereignisse, die für die Berechnung des Wirkungsquerschnittes verwendet wird, ergibt sich aus:

$$N_\phi = \left(\sum_{1,005 \text{ GeV}}^{1,035 \text{ GeV}} N_I^{\text{mess}} \right) - \alpha \quad (7.16)$$

mit dem Fehler aus der Fehlerfortpflanzung:

$$\sigma(N_\phi) = \sqrt{\sum_{1,005 \text{ GeV}}^{1,035 \text{ GeV}} N_I^{\text{mess}} + \sigma^2(\alpha)} \quad (7.17)$$

Es wird also von der Gesamtzahl der Ereignisse im Massenbereich 1,005 – 1,035 GeV die Anzahl der Untergrundeignisse aus der Anpassung abgezogen.

Aus der Anpassung ergibt sich auch die Fehlermatrix F (s. Gleichung 7.14), aus der ablesbar ist, wie groß die Korrelationen (s. Gleichung 7.15) zwischen den einzelnen Parametern sind. Für die Anpassung an die Verteilung unter Verwendung der Teilchenidentifikation ergab sich folgende Korrelationsmatrix:

$$\begin{pmatrix} 24 & & & & & \\ 0,02 & 2,4 \cdot 10^{-4} & & & & \\ 0,13 & 0,32 & 2,1 \cdot 10^{-4} & & & \\ -0,35 & -0,02 & -0,20 & 7 & & \\ 0,16 & -0,03 & 0,12 & -0,64 & 0,1 & \end{pmatrix} \quad (7.18)$$

Je näher die Korrelationen cor_{ij} bei 1 bzw. -1 liegen, desto stärker hängen die aus der Anpassung bestimmten Werte der Parameter voneinander ab. Mit einer Korrelation von $-0,64$ ist die Abhängigkeit zwischen den Parametern α und β , also der Normierung und der Steigung der Untergrundfunktion, am stärksten.

Aus den Ergebnissen der Anpassung an die Massenverteilung mit und ohne Teilchenidentifikation kann man folgende Schlüsse ziehen:

- Für den Mittelwert der Resonanzkurve m_ϕ und die Auflösung der Massenmessung σ_M ergaben sich die erwarteten Werte.
- Die Ergebnisse für die Anzahl der Ereignisse N_ϕ mit und ohne Teilchenidentifikation sind miteinander verträglich.
- Der Untergrundanteil im Massenbereich 1,005 – 1,035 GeV konnte von 31% auf 13% reduziert werden.

Aus diesen Gründen wird die Teilchenidentifikation für die folgenden Analysen verwendet.

7.2 Wirkungsquerschnitte

7.2.1 ep -Wirkungsquerschnitte

Für bestimmte Intervalle in Q^2 , y (bzw. $W = \sqrt{y \cdot s}$) und $|t|$ lassen sich nun Wirkungsquerschnitte bestimmen. Zunächst wird der zweifach differentielle Wirkungsquerschnitt berechnet:

$$\frac{d^2\sigma^{ep \rightarrow e\phi p}}{dydQ^2} = \frac{N_{\text{kor}}(1 - C_{p \text{ diss}})}{L_{\text{int}} \cdot B \cdot \Delta y \Delta Q^2} \quad (7.19)$$

- N_{kor} : akzeptanzkorrigierte Anzahl von Ereignissen ohne Berücksichtigung von Strahlungskorrekturen des einlaufenden Elektrons, da diese kleiner als 2% sind [18],

- $C_{p \text{ diss}} = 23,3\%_{-3,9}^{+7,2}\%$ ($|t| < 0,6 \text{ GeV}^2$): Anteil von Untergrund aus Protondissoziation (s. Abschnitt 5.6),
- $L_{\text{int}} = 9,8 \text{ pb}^{-1}$: integrierte Luminosität aller benutzten Datennahmeperioden des Jahres 1996,
- $B = 0,491 \pm 0,006$: Verzweigungsverhältnis für den Zerfall $\phi \rightarrow K^+ K^-$ [13],
- $\Delta y = y_{\text{max}} - y_{\text{min}}$: Breite des y -Intervalls, in dem der Wirkungsquerschnitt gemessen wird,
- $\Delta Q^2 = Q_{\text{max}}^2 - Q_{\text{min}}^2$: Breite des Q^2 -Intervalls, in dem der Wirkungsquerschnitt gemessen wird.

7.2.2 $\gamma^* p$ -Wirkungsquerschnitte

Mit dem zweifach differentiellen Wirkungsquerschnitt $\frac{d^2\sigma^{\gamma^* p \rightarrow \phi p}}{dy dQ^2}$ läßt sich der Photon-Proton-Wirkungsquerschnitt $\sigma^{\gamma^* p \rightarrow \phi p}$, wie folgt, berechnen (s. Abschnitt 3.3):

$$\sigma^{\gamma^* p \rightarrow \phi p}(y_0, Q_0^2) = \frac{1}{\Gamma_T(y_0, Q_0^2)} \frac{d^2\sigma^{\gamma^* p \rightarrow \phi p}}{dy dQ^2}, \quad (7.20)$$

wobei der Flußfaktor Γ_T definiert ist durch:

$$\Gamma_T(y_0, Q_0^2) = \frac{\alpha(1 + (1 - y_0)^2)}{2\pi y_0 Q_0^2}. \quad (7.21)$$

Der zweifach differentielle Wirkungsquerschnitt $\frac{d^2\sigma^{\gamma^* p \rightarrow \phi p}}{dy dQ^2}$ wird in einem Intervall der Breite Δy und ΔQ^2 gemessen. Für die Berechnung des Flußfaktors $\Gamma_T(y_0, Q_0^2)$ benötigt man jedoch mittlere Werte y_0 und Q_0^2 . Dies sind die Werte der kinematischen Größen, bei denen der resultierende Wirkungsquerschnitt angegeben werden soll. Integration der Gleichung 7.20 über dy und dQ^2 führt zu folgender Gleichung:

$$\sigma^{\gamma^* p \rightarrow \phi p} = \int_{y_{\text{min}}}^{y_{\text{max}}} \int_{Q_{\text{min}}^2}^{Q_{\text{max}}^2} \Gamma_T(y, Q^2) \cdot \sigma^{\gamma^* p \rightarrow \phi p}(y, Q^2) dy dQ^2 \quad (7.22)$$

Für die y - und Q^2 -Abhängigkeit von $\sigma^{\gamma^* p \rightarrow \phi p}(y, Q^2)$ werden die theoretischen Erwartungen angenommen, und damit ergeben sich folgende Gleichungen, die eine eindeutige Lösung haben, da sowohl die Q^2 -Abhängigkeit als auch die y -Abhängigkeit in den betrachteten Intervallen keine Minima oder Maxima aufweisen (s. Abbildung 4.1):

$$\int_{Q_{\text{min}}^2}^{Q_{\text{max}}^2} \frac{1}{\left(1 + \frac{Q^2}{M_\phi^2}\right)^2} \frac{1}{Q^2} dQ^2 = \frac{1}{\left(1 + \frac{Q_0^2}{M_\phi^2}\right)^2} \frac{1}{Q_0^2} \Delta Q^2 \quad (7.23)$$

$$\int_{y_{\text{min}}}^{y_{\text{max}}} \frac{\sqrt{y}^{0,2} (1 + (1 - y)^2)}{y} dy = \frac{\sqrt{y_0}^{0,2} (1 + (1 - y_0)^2)}{y_0} \Delta y \quad (7.24)$$

Numerische Integration der linken Seite und Auflösen der Gleichungen nach y_0 bzw. Q_0^2 ergibt die gesuchten mittleren Werte für y_0 und Q_0^2 . Es ist nun möglich, die Wirkungsquerschnitte $\sigma^{\gamma^* p \rightarrow \phi p}(y_0, Q_0^2)$ für bestimmte Bereiche von y bzw. W und Q^2 anzugeben. Für den gesamten abgedeckten kinematischen Bereich

$$0,25 < Q^2 < 0,85 \text{ GeV}^2 \rightarrow Q_0^2 = 0,48 \text{ GeV}^2 \quad (7.25)$$

$$0,007 < y < 0,089 \rightarrow y_0 = 0,033 \quad (7.26)$$

$$\text{(bzw. } 25 < W < 90 \text{ GeV} \rightarrow W_0 = 54,7 \text{ GeV)} \quad (7.27)$$

$$|t| < 0,6 \text{ GeV}^2 \quad (7.28)$$

wurde folgender Wirkungsquerschnitt unter Verwendung der Teilchenidentifikation erhalten:

$$\sigma^{\gamma^* p \rightarrow \phi p} = 367 \pm 26 \text{ (stat.) nb} \quad (7.29)$$

7.2.3 Systematischer Fehler

Neben dem *statistischen* Fehler aus der Anpassung und der Akzeptanzbestimmung muß noch der *systematische* Fehler bestimmt werden. Der systematische Fehler gibt die Unsicherheit des erhaltenen Wirkungsquerschnittes durch die nicht exakte Simulation des Detektors und in der Analyse verwendete theoretische Annahmen an. Zur Bestimmung des systematischen Fehlers wird jeweils eine der Bedingungen variiert, während die anderen unverändert bleiben. Die Abweichung des erhaltenen Wirkungsquerschnittes in Prozent gibt die Abschätzung des systematischen Fehlers für die variierte Bedingung an.

Im folgenden sind die überprüften Variationen der Bedingungen (s. Abschnitt 5.4) aufgeführt. Wenn nicht anders angegeben, wurden die Bedingungen in Daten und MC-Simulation gleichzeitig variiert.

- $E_{\text{BPC}} > 21 \text{ GeV}$ und $E_{\text{BPC}} > 15 \text{ GeV}$

Die Bedingung an die Elektronenenergie im BPC wurde auf 21 GeV erhöht und auf 15 GeV gesenkt.

- Nur in DATEN: $E_{\text{BPC}} > 21 \text{ GeV}$ und $E_{\text{BPC}} > 19 \text{ GeV}$

Durch Variation der Bedingungen nur in den Daten kann bestimmt werden, welchen Einfluß die Energie-Kalibration des BPC auf die gemessene Energie hat.

- $R_{\text{BPC } x} \geq 5,37 \text{ cm}$ und $R_{\text{BPC } x} \leq 9,17 \text{ cm}$
 $R_{\text{BPC } y} \geq -2,22 \text{ cm}$ und $R_{\text{BPC } y} \leq 2,58 \text{ cm}$

Das Auftreffgebiet im BPC wurde reduziert. Eine Erweiterung des zugelassenen Auftreffgebietes ist nicht sinnvoll, da die normalerweise verwendeten Grenzen bereits optimiert sind. Eine weitere Ausdehnung des Gebietes würde dazu führen, daß Elektronen akzeptiert würden, die mehrfach am Strahlrohr gestreut wurden.

- $E_{\text{unmatched}} < 250 \text{ MeV}$ und $E_{\text{unmatched}} < 150 \text{ MeV}$

Die Bedingung für die maximale Energie von Kalorimeterzellen, die nicht den Spuren zugeordnet werden konnten, wurde auf 250 MeV vergrößert und auf 150 MeV reduziert.

- Nur in DATEN: $E_{\text{unmatched}} < 210 \text{ MeV}$ und $E_{\text{unmatched}} < 190 \text{ MeV}$

Motivation: s. Variation für E_{BPC}

- $|\eta(1,2)| < 2,0$ und $|\eta(1,2)| < 1,5$

Die Bedingung an die Pseudorapidität η wurde auf 2,0 vergrößert und auf 1,5 reduziert.

- $p_t(1,2) > 200 \text{ MeV}$ und $p_t(1,2) > 100 \text{ MeV}$

Die Bedingung an den Transversalimpuls der Spuren p_t wurde auf 200 MeV vergrößert und auf 100 MeV reduziert.

- $R_{\text{vertex } z} < 60 \text{ cm}$ und $R_{\text{vertex } z} < 40 \text{ cm}$

Die Bedingung an die z-Position des Vertex wurde auf 60 cm vergrößert und auf 40 cm reduziert.

- $1,01 < m_{KK} < 1,03 \text{ GeV}$ und $1,00 < m_{KK} < 1,04 \text{ GeV}$

Der Massenbereich, in dem Ereignisse gezählt werden, wurde reduziert und erweitert.

- Für den Wirkungsquerschnitt wird als Anzahl Ereignisse $N_\phi = C_\phi$ benutzt (s. Abschnitt 7.1).

- Die Faltung der relativistischen Breit-Wigner-Funktion wurde mit der Summe zweier Gauß-Funktionen durchgeführt (s. Abschnitt 4.2). Dabei war nur die Breite der ersten Gauß-Funktion σ_1 ein freier Parameter, und die Normierung und Breite der zweiten Gauß-Funktion wurden auf die Werte gesetzt, die sich aus der Anpassung an die MC-Verteilung $m_{\text{gen}} - m_{KK}$ ergaben.
- Wirkungsquerschnitt ohne Verwendung der Teilchenidentifikation.

Bedingung	Änderung in %
$E_{\text{BPC}} > 21 \text{ GeV}$	-1,3
$E_{\text{BPC}} > 15 \text{ GeV}$	+1,7
Nur in Daten: $E_{\text{BPC}} > 19 \text{ GeV}$	+1,2
Nur in Daten: $E_{\text{BPC}} > 21 \text{ GeV}$	-1,4
BPC-Auftreffgebiet	$\pm 0,0$
$E_{\text{unmatched}} < 250 \text{ MeV}$	-0,7
$E_{\text{unmatched}} < 150 \text{ MeV}$	-3,8
Nur in Daten: $E_{\text{unmatched}} < 190 \text{ MeV}$	-3,8
Nur in Daten: $E_{\text{unmatched}} < 210 \text{ MeV}$	+2,0
$ \eta(1,2) < 1,5$	+1,4
$ \eta(1,2) < 2,0$	-0,4
$p_t(1,2) > 200 \text{ MeV}$	-1,0
$p_t(1,2) > 100 \text{ MeV}$	-0,3
$R_{\text{vertex } z} < 40 \text{ cm}$	$\pm 0,0$
$R_{\text{vertex } z} < 60 \text{ cm}$	$\pm 0,0$
$1,01 < m_{KK} < 1,03 \text{ GeV}$	-2,1
$1,00 < m_{KK} < 1,04 \text{ GeV}$	-1,0
$N_\phi = C_\phi$	-2,8
Faltung mit 2 Gauß-Funktionen	+1,3
ohne Teilchenidentifikation	-0,3
Fehler durch Variation der Bedingungen	+3,5 / -6,9
Luminositätsmessung	$\pm 3,0$
Protodissoziation	+7,2 / -5,9
Systematischer Fehler	+8,5 / -9,6

Tabelle 7.2: Systematischer Fehler

In Tabelle 7.2 ist, neben den Fehlern, die durch Variation der Bedingungen entstehen, auch die Unsicherheit der Messung der Luminosität und des Untergrundes aus Protodissoziation (s. Abschnitt 5.6) eingetragen. Der weitaus

größte Anteil am systematischen Fehler wird verursacht durch die Variation der Bedingung an die maximale, nicht zugeordnete Kalorimeterenergie $E_{\text{unmatched}}$ und die Unsicherheit der Messung des protondissoziativen Untergrundes.

Der systematische Fehler ergibt sich durch quadratische Addition der positiven und der negativen Abweichungen zu insgesamt $+8,5/-9,6$ %. Damit ergibt sich für den Wirkungsquerschnitt im gesamten abgedeckten kinematischen Bereich ($Q_0^2 = 0,48 \text{ GeV}^2$, $W_0 = 54,7 \text{ GeV}$, $|t| < 0,6 \text{ GeV}^2$) unter Verwendung der Teilchenidentifikation:

$$\sigma^{\gamma^* p \rightarrow \phi p} = 367 \pm 26 \text{ (stat.) } {}_{-35}^{+31} \text{ (syst.) nb} \quad (7.30)$$

7.2.4 Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes von Q^2

Es wurden drei Wirkungsquerschnitte in verschiedenen Q^2 -Bereichen bestimmt (s. Tabelle 7.3), indem der Q^2 -Bereich jeweils eingeschränkt und die gesamte Prozedur zur Berechnung des Wirkungsquerschnittes durchgeführt wurde.

$Q^2 \text{ (GeV}^2\text{)}$	$Q_0^2 \text{ (GeV}^2\text{)}$	$\Gamma_T(y_0, Q_0^2)$	A (%)	Ereignisse	$\sigma^{\gamma^* p \rightarrow \phi p} \text{ (nb)}$
0,25-0,35	0,30	0,228	2,42	141 ± 14	491 ± 69
0,35-0,50	0,42	0,161	3,31	163 ± 14	393 ± 48
0,50-0,85	0,65	0,103	3,33	192 ± 15	306 ± 32
0,25-0,85	0,48	0,141	3,01	486 ± 24	367 ± 25

Tabelle 7.3: Ergebnisse der Bestimmung der Wirkungsquerschnitte in verschiedenen Q^2 -Bereichen bei $W_0 = 54,7 \text{ GeV}$ und $|t| < 0,6 \text{ GeV}^2$. Die Fehler sind alle statistisch.

Um einen größeren Q^2 -Bereich abzudecken, wurde als Vergleichswert das Ergebnis der ϕ -Photoproduktion bei $Q_0^2 = 0 \text{ GeV}^2$, $W_0 = 70 \text{ GeV}$, $|t| < 0,5 \text{ GeV}^2$ [6] herangezogen. Der $|t|$ -Bereich wurde auch in dieser Analyse auf $|t| < 0,5 \text{ GeV}^2$ eingeschränkt. Die drei Wirkungsquerschnitte dieser Analyse wurden auf 70 GeV skaliert, indem die theoretische W -Abhängigkeit $\sigma^{\gamma^* p \rightarrow \phi p}(W) \propto W^{-0,22}$ verwendet wurde und sich damit folgender Skalierungsfaktor ergab:

$$\frac{(70)^{0,22}}{(54,7)^{0,22}} = 1,06 \quad (7.31)$$

Der Vergleich mit dem Wirkungsquerschnitt der ϕ -Photoproduktion ist in Tabelle 7.4 und in Abbildung 7.2 zu sehen.

$Q^2 \text{ (GeV}^2\text{)}$	$Q_0^2 \text{ (GeV}^2\text{)}$	$\Gamma_T(y_0, Q_0^2)$	A (%)	Ereignisse	$\sigma^{\gamma^* p \rightarrow \phi p} \text{ (nb)}$
0,00-4,00	0,0	-	-	-	960 ± 190 [6]
0,25-0,35	0,30	0,228	2,39	144 ± 17	538 ± 84
0,35-0,50	0,42	0,161	3,31	158 ± 14	404 ± 50
0,50-0,85	0,65	0,103	3,33	189 ± 15	318 ± 34

Tabelle 7.4: Der Wirkungsquerschnitt der ϕ -Photoproduktion und die auf $W_0 = 70 \text{ GeV}$ skalierten und auf $|t| < 0,5 \text{ GeV}^2$ beschränkten Wirkungsquerschnitte dieser Analyse. Die Fehler sind alle statistisch.

Die theoretische Erwartung für die Q^2 -Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte aus dem Vektormeson-Dominanz-Modell hat folgende Form (s. Gleichung 3.17):

$$\sigma_{el}^{\gamma^* p \rightarrow \phi p}(Q^2) \propto \left(1 + \frac{Q^2}{m_\phi^2}\right)^{-2} \left(1 + \epsilon \frac{Q^2}{m_\phi^2} \xi_\phi\right) \quad (7.32)$$

Beim Vergleich der Daten mit dem gewichteten MC in Abschnitt 4.1 wurde festgestellt, daß die beste Übereinstimmung von Daten und MC für $\xi_\phi = 0$ für die Q^2 -Verteilung und $\xi_\phi = 0,5$ für die Zerfallswinkelverteilungen erreicht wurde. Daher wird jetzt die Funktion mit $\xi_\phi = 0$ und $\xi_\phi = 0,5$ an die Wirkungsquerschnitte angepaßt:

$$\sigma^{\gamma^* p \rightarrow \phi p}(Q^2) = \sigma_{Q^2=0}^{\gamma^* p \rightarrow \phi p} \cdot \left(1 + \frac{Q^2}{m_\phi^2}\right)^{-2} \left(1 + \epsilon \frac{Q^2}{m_\phi^2} \xi_\phi\right) \quad (7.33)$$

Nur der Skalierungsfaktor $\sigma_{Q^2=0}^{\gamma^* p \rightarrow \phi p}$ wurde angepaßt und es ergaben sich folgende Werte:

$$\sigma_{Q^2=0}^{\gamma^* p \rightarrow \phi p} = 849 \pm 57 \text{ nb} \quad \text{für } \xi_\phi = 0 \quad (7.34)$$

$$\sigma_{Q^2=0}^{\gamma^* p \rightarrow \phi p} = 690 \pm 47 \text{ nb} \quad \text{für } \xi_\phi = 0,5 \quad (7.35)$$

Das Ergebnis für $\xi_\phi = 0$ ist innerhalb der Fehler mit dem Wirkungsquerschnitt der ϕ -Photoproduktion (s. Tabelle 7.4) verträglich, wogegen bei $\xi_\phi = 0,5$ eine deutliche Abweichung vom Wirkungsquerschnitt in Photoproduktion vorliegt. In Abbildung 7.2 sieht man auch, daß die Daten durch die Funktion 7.33 mit $\xi_\phi = 0$ am besten beschrieben werden. Die systematischen Fehler wurden bei der Anpassung nicht berücksichtigt, da die statistischen Fehler überwiegen.

Die Messung des Parameters ξ_ϕ aus den Zerfallswinkelverteilungen wird in Abschnitt 7.3 beschrieben.

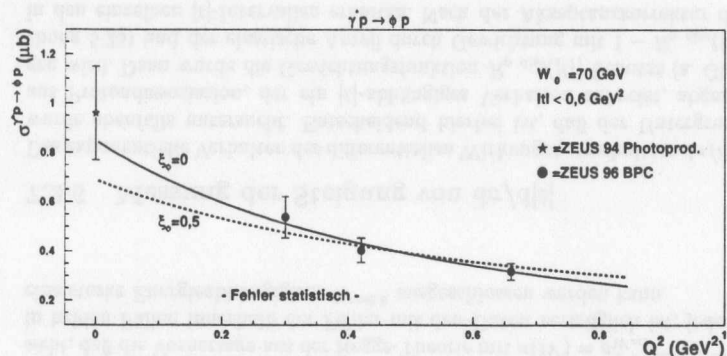


Abbildung 7.2: Die drei Wirkungsquerschnitte $\sigma^{\gamma^*p \rightarrow \phi p}$ dieser Analyse und bei $Q^2 = 0 \text{ GeV}^2$ ($W_0 = 70 \text{ GeV}$ und $|t| < 0,5 \text{ GeV}^2$) [6]. Die Wirkungsquerschnitte dieser Analyse wurden mit dem Faktor 1,06 skaliert (s. Gleichung 7.31) und auf den Bereich $|t| < 0,5 \text{ GeV}^2$ eingeschränkt, um sie mit dem Photoproduktions-Wirkungsquerschnitt vergleichbar zu machen. Eingezeichnet ist die Funktion 7.33 mit $\xi_\phi = 0$ und $\xi_\phi = 0,5$.

7.2.5 Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes von W

In dem abgedeckten W -Bereich $25 < W < 90 \text{ GeV}$ wurde in drei Intervallen der Wirkungsquerschnitt $\sigma^{\gamma^*p \rightarrow \phi p}$ gemessen. Die erhaltenen Ergebnisse sind in Tabelle 7.5 und Abbildung 7.3 oben zu sehen.

W (GeV)	W_0 (GeV)	$\Gamma_T(y_0, Q_0^2)$	A (%)	Ereignisse	$\sigma^{\gamma^*p \rightarrow \phi p}$ (nb)
25-40	32,4	0,410	3,13	184 ± 15	354 ± 40
40-60	49,7	0,172	3,21	175 ± 14	379 ± 44
50-90	74,6	0,074	2,69	139 ± 13	373 ± 50

Tabelle 7.5: Ergebnisse der Bestimmung der Wirkungsquerschnitte in verschiedenen W -Bereichen bei $Q_0^2 = 0,48 \text{ GeV}^2$ und $|t| < 0,6 \text{ GeV}^2$. Die Fehler sind alle statistisch.

Ein Vergleichswert bei einer kleinen Schwerpunktsenergie wurde in einem fixed-target Experiment bei $Q_0^2 = 0,43 \text{ GeV}^2$ gemessen [8]. Allerdings konnte dabei nur der Bereich $0,06 < |t| < 0,6 \text{ GeV}^2$ abgedeckt werden, und daher

wurde auch in dieser Analyse der $|t|$ -Bereich eingeschränkt, um die Werte miteinander vergleichen zu können. Die Zahlenwerte der Wirkungsquerschnitte sind in Tabelle 7.6 zu sehen. Da auch der abgedeckte Q^2 -Bereich etwas unterschiedlich ist, wurden die Werte dieser Analyse auf den Wert $Q_0^2 = 0,43 \text{ GeV}^2$ der Analyse [8] skaliert, indem die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes $\sigma(Q^2) \propto \frac{1}{(1 + \frac{Q^2}{m_\phi^2})^2}$ verwendet wurde und sich damit folgender Wert für den

Skalierungsfaktor ergab:

$$\frac{(1 + \frac{0,48 \text{ GeV}^2}{m_\phi^2})^2}{(1 + \frac{0,43 \text{ GeV}^2}{m_\phi^2})^2} = 1,07 \quad (7.36)$$

W (GeV)	W_0 (GeV)	Q_0^2 (GeV ²)	A (%)	Ereignisse	$\sigma^{\gamma^*p \rightarrow \phi p}$ (nb)
2,1-3,55	2,91	0,43	-	-	159 ± 22 [8]
25-40	32,4	skal. 0,43	3,22	122 ± 12	244 ± 34
40-60	49,7	skal. 0,43	3,41	122 ± 13	268 ± 39
50-90	74,6	skal. 0,43	3,11	103 ± 11	256 ± 40

Tabelle 7.6: Ergebnisse der Bestimmung der Wirkungsquerschnitte in verschiedenen W -Bereichen bei $Q_0^2 = 0,43 \text{ GeV}^2$ und $0,06 < |t| < 0,6 \text{ GeV}^2$. Die drei Wirkungsquerschnitte dieser Analyse wurden mit dem Faktor 1,07 (s. Gleichung 7.36) auf $Q_0^2 = 0,43 \text{ GeV}^2$ skaliert. Die Fehler sind alle statistisch.

Für die Wirkungsquerschnitte im Bereich $|t| < 0,6 \text{ GeV}^2$ als auch für $0,06 < |t| < 0,6 \text{ GeV}^2$ wurde eine Anpassung folgender W -Abhängigkeit, die sich aus der Regge-Theorie und Daten von anderen Streuexperimenten ergab (s. Gleichung 3.34), durchgeführt:

$$\sigma^{\gamma^*p \rightarrow \phi p}(W) = \sigma_{W=1}^{\gamma^*p \rightarrow \phi p} \cdot W^{-0,22} \quad (7.37)$$

Dabei wurde nur der Skalierungsfaktor $\sigma_{W=1}^{\gamma^*p \rightarrow \phi p}$ angepaßt (s. Abbildung 7.3). Man sieht, daß die Vorhersage aus der Regge-Theorie innerhalb der Fehler mit den Daten in beiden $|t|$ -Bereichen verträglich ist. Die W -Abhängigkeit $W^{-0,22}$ wurde auch für ρ -, ϕ - und ω -Mesonen in Photoproduktion gemessen (s. Abbildung 3.3). Eine starke Energieabhängigkeit von $W^{0,9}$, wie sie bei J/Ψ in Photoproduktion (s. Abbildung 3.3) und ϕ -Mesonen bei hohem Q^2 (s. Abbildung 3.4) gemessen wurde, ist ebenfalls in Abbildung 7.3 eingezeichnet. Man sieht, daß diese starke Energieabhängigkeit, wie sie sich bei einer harten

Energieskala \bar{q} ergibt, nicht vorliegt und daher die ϕ -Mesonen im untersuchten Bereich $0,25 < Q^2 < 0,85 \text{ GeV}^2$ bei einer weichen Energieskala liegen und durch die Regge-Theorie beschrieben werden können.

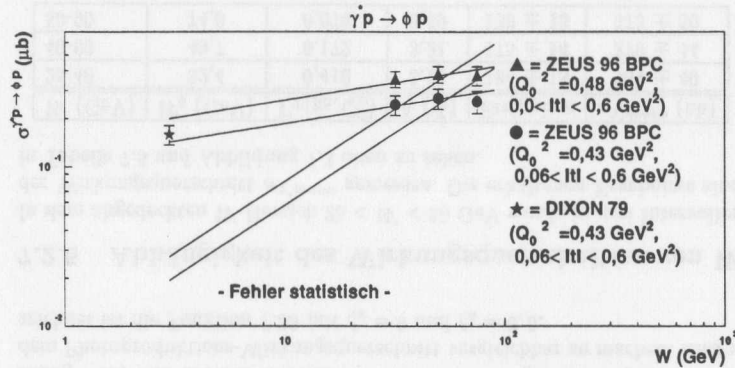


Abbildung 7.3: Die oberen Punkte zeigen die Wirkungsquerschnitte aus dieser Analyse in Abhängigkeit von W bei $|t| < 0,6 \text{ GeV}^2$ und $Q_0^2 = 0,48 \text{ GeV}^2$. Der Punkt bei $W \approx 3 \text{ GeV}$ [8] und die unteren Punkte bei höheren W aus dieser Analyse liegen bei $0,06 < |t| < 0,6 \text{ GeV}^2$ und $Q_0^2 = 0,43 \text{ GeV}^2$. Man sieht, daß die Vorhersage aus der Regge-Theorie mit $\sigma(W) = \sigma_{W=1}^{\gamma p \rightarrow \phi p} \cdot W^{-0,22}$ in beiden Fällen innerhalb der Fehler mit den Daten verträglich ist, jedoch eine starke Energieabhängigkeit $W^{\approx 0,9}$ ausgeschlossen werden kann.

7.2.6 Messung der Steigung von $d\sigma/d|t|$

Das exponentielle Verhalten des differentiellen Wirkungsquerschnittes $d\sigma/d|t|$ wurde ebenfalls untersucht. Entscheidend hierbei ist, daß der Untergrund aus Protondissoziation, der ein $|t|$ -abhängiges Verhalten aufweist, abgezogen wird. Dazu wurde die Gewichtungsfunktion $R_{p \text{ diss}}(|t|)$ benutzt (s. Gleichung 5.23) und der elastische Anteil durch Gewichtung mit $1 - R_{p \text{ diss}}(|t|)$ in den einzelnen $|t|$ -Intervallen erhalten. Nach der Akzeptanzkorrektur der Verteilung wurde eine Anpassung der Funktion

$$\frac{d\sigma_{\text{ela}}}{d|t|} = \frac{d\sigma_{\text{ela}}}{d|t|} \Big|_{|t|=0} \cdot e^{b_{\text{ela}}|t|} \quad (7.38)$$

an die Verteilung $d\sigma/d|t|$ für die Bereiche $|t| < 0,3 \text{ GeV}^2$ und $|t| < 0,6 \text{ GeV}^2$ bei $W_0 = 54,7 \text{ GeV}$ durchgeführt. Für $|t| < 0,3 \text{ GeV}^2$ ergab sich:

$$\frac{d\sigma_{\text{ela}}}{d|t|} \Big|_{|t|=0} = 198 \pm 19 \text{ (stat.) nb/GeV}^2 \quad (7.39)$$

$$b_{\text{ela}} = -9,1 \pm 0,8 \text{ (stat.) GeV}^{-2} \quad (7.40)$$

und für $|t| < 0,6 \text{ GeV}^2$:

$$\frac{d\sigma_{\text{ela}}}{d|t|} \Big|_{|t|=0} = 194 \pm 17 \text{ (stat.) nb/GeV}^2 \quad (7.41)$$

$$b_{\text{ela}} = -8,9 \pm 0,5 \text{ (stat.) GeV}^{-2} \quad (7.42)$$

Für die Anpassung im Bereich $|t| < 0,6 \text{ GeV}^2$ wurde auch versucht, einen zusätzlichen quadratischen Term $c \cdot |t|^2$ im Exponenten der Funktion 7.38 zu verwenden. Die Fehler, die sich bei dieser Anpassung ergaben, sind jedoch zu groß, um sinnvolle Angaben machen zu können.

Bei dem schon erwähnten fixed-target Experiment [8] bei $W_0 = 3 \text{ GeV}$, $Q_0^2 = 0,43 \text{ GeV}^2$ und $0,06 < |t| < 0,6 \text{ GeV}^2$ wurde folgender Wert gemessen:

$$b_{\text{ela}} = -3,8 \pm 0,5 \text{ (stat.) GeV}^{-2} \quad (7.43)$$

In der Analyse der ϕ -Photoproduktion [6] für $|t| < 0,5 \text{ GeV}^2$ und $W_0 = 70 \text{ GeV}$ wurde folgender Wert gemessen:

$$b_{\text{ela}} = -7,3 \pm 1,0 \text{ (stat.)} \pm 0,8 \text{ (syst.) GeV}^{-2} \quad (7.44)$$

Die Regge-Theorie macht keine Vorhersagen für die Q^2 -Abhängigkeit von b_{ela} , sie gibt aber eine logarithmische Abhängigkeit von W (s. Gleichung 3.31) an:

$$b_{\text{ela}}(W) = b_{\text{ela}0} + \ln(W) \text{ GeV}^{-2} \quad (7.45)$$

Die Meßwerte aus 7.40, 7.43 und 7.44 sind in Abbildung 7.5 dargestellt. Eingezeichnet ist auch die an diese Meßwerte angepaßte Funktion 7.45. Aus der Anpassung ergab sich:

$$b_{\text{ela}0} = 3,3 \pm 0,4 \text{ GeV}^{-2} \quad (7.46)$$

Man sieht in Abbildung 7.5, daß der Wert b_{ela} aus dieser Analyse größer ist, als man bei einer logarithmischen W -Abhängigkeit erwarten würde.

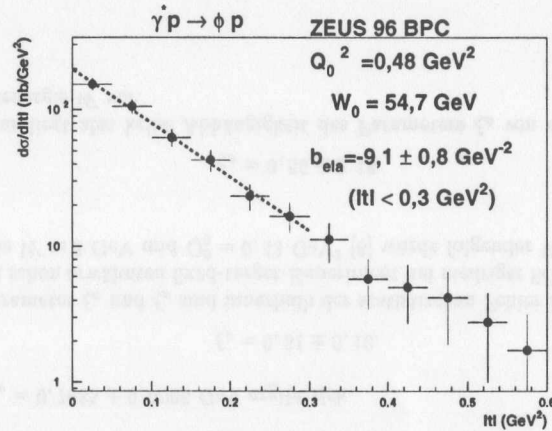


Abbildung 7.4: Der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d|t|$. Eingezeichnet ist die angepaßte Funktion (s. Gleichung 7.38) mit $b_{\text{ela}} = -9,1 \pm 0,8$ (stat.) GeV^{-2} im Bereich $|t| < 0,3 \text{ GeV}^2$.

Der gemessene Wert für ρ -Mesonen im gleichen Q^2 -Bereich wie in dieser Analyse, $|t| < 0,3 \text{ GeV}^2$ und $W_0 = 51,1 \text{ GeV}$ [18] ist:

$$b_{\text{ela}} = -8,5 \pm 0,2 \text{ (stat.)} \pm 0,5 \text{ (syst.) GeV}^{-2} \quad (7.47)$$

Der Wert b_{ela} gibt ein Maß für die Größe des Wechselwirkungsradius zwischen Vektormeson und Proton an. Man erwartet für das ρ -Meson einen größeren Wert b_{ela} , was durch die Meßergebnisse jedoch nicht bestätigt wird.

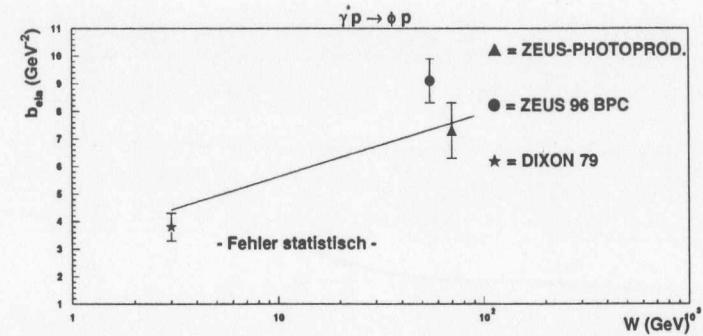


Abbildung 7.5: Die Meßwerte aus Photoproduktion (s. 7.44), BPC (s. 7.40) und fixed-target-Experiment (s. 7.43) für b_{ela} bei verschiedenen Schwerpunktsenergien W . Eingezeichnet ist die theoretische W -Abhängigkeit von b_{ela} (s. Gleichung 7.45).

7.3 Zerfallswinkelverteilungen

Ein weiteres Ziel dieser Analyse ist die Messung der Zerfallswinkelverteilungen und die Bestimmung von drei Spin-Dichte-Matrix-Elementen. Für die Verteilungen $\cos(\theta_h)$, ψ_h , ϕ_h erwartet man folgende Verteilungsfunktionen (s. Abschnitt 3.4):

$$D(\cos \theta_h) = \frac{3}{4}[1 - r_{00}^{04} + (3r_{00}^{04} - 1) \cos^2 \theta_h] \quad (7.48)$$

$$D(\psi_h) = \frac{1}{2\pi}[1 + 2er_{1-1}^1 \cos 2\psi_h] \quad (7.49)$$

$$D(\phi_h) = \frac{1}{2\pi}(1 - 2r_{1-1}^{04} \cos 2\phi_h) \quad (7.50)$$

Durch Anpassung dieser Funktionen an die gemessenen, akzeptanzkorrigierten Verteilungen können die Parameter r_{00}^{04} , r_{1-1}^1 und r_{1-1}^{04} bestimmt werden. Es ergeben sich folgende Werte für die Matrixelemente:

$$r_{00}^{04} = 0,21 \pm 0,04 \quad (7.51)$$

$$r_{1-1}^1 = 0,36 \pm 0,03 \quad (7.52)$$

$$r_{1-1}^{04} = -0,06 \pm 0,04 \quad (7.53)$$

Aus der s-Kanal-Helizitätserhaltung ergibt sich für das Verhältnis von longitudinalem zu transversalem Wirkungsquerschnitt

$$R = \frac{\sigma_L}{\sigma_T} = \frac{1}{\epsilon} \frac{r_{00}^{04}}{1 - r_{00}^{04}} = 0,27 \pm 0,06 \quad (7.54)$$

mit $\epsilon \approx 1$, da $y_0 = 0,033$ und für ϵ Gleichung 3.11 gilt.

Die Vorhersage des Vektormeson-Dominanz-Modells für R_ϕ lautet:

$$R_\phi = \frac{\xi_\phi Q^2}{m_\phi^2} \quad (7.55)$$

Mit $Q_0^2 = 0,48 \text{ GeV}^2$ und $m_\phi = 1,0194 \text{ GeV}$ ergibt sich damit für den Modellparameter ξ_ϕ :

$$\xi_\phi = 0,57 \pm 0,13 \quad (7.56)$$

Dieser gemessene Wert für ξ_ϕ ist nicht verträglich mit null, und daher besteht ein Widerspruch zwischen den Werten ξ_ϕ aus der Anpassung an die Wirkungsquerschnitte in verschiedenen Q^2 -Bereichen (s. Abschnitt 7.2.4) und aus der Anpassung an die Zerfallswinkelverteilungen.

Aus der Analyse für ρ -Mesonen im gleichen Q^2 -Bereich [18] ergab sich

$$R_\rho = 0,42 \pm 0,08. \quad (7.57)$$

Mit $m_\rho = 0,7685 \pm 0,0006 \text{ GeV}$ ergibt sich

$$\xi_\rho = 0,51 \pm 0,10. \quad (7.58)$$

Die Parameter ξ_ϕ und ξ_ρ sind innerhalb der statistischen Fehler identisch. In dem schon erwähnten fixed-target-Experiment bei niedriger Schwerpunktsenergie $W \approx 3 \text{ GeV}$ und $Q_0^2 = 0,43 \text{ GeV}^2$ [8] wurde folgender Wert gemessen:

$$\xi_\phi = 0,56 \pm 0,18 \quad (7.59)$$

Offenbar liegt also keine Abhängigkeit des Parameters ξ_ϕ von der Schwerpunktsenergie W vor.

Die s-Kanal-Helizitätserhaltung kann durch folgende Vorhersagen überprüft werden:

- Das Matrixelement r_{1-1}^1 ergibt sich aus r_{00}^{04} :

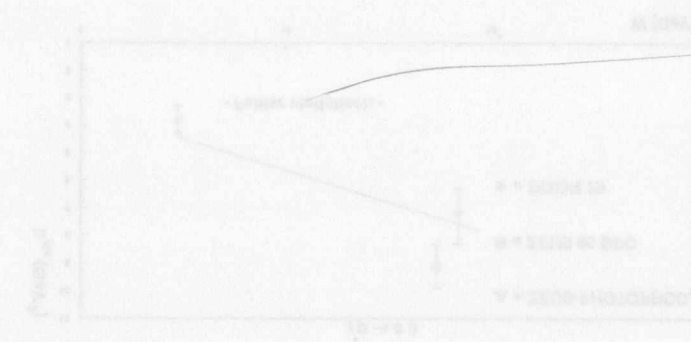
$$r_{1-1}^1 = \frac{1}{2}(1 - r_{00}^{04}) = 0,40 \pm 0,04, \quad (7.60)$$

gemessen wurde $r_{1-1}^1 = 0,36 \pm 0,03$ (stat.).

- Das Matrixelement r_{1-1}^{04} ist null,

gemessen wurde $r_{1-1}^{04} = -0,06 \pm 0,04$ (stat.).

Es ergibt sich also eine Abweichung von 1,5 Standardabweichungen.



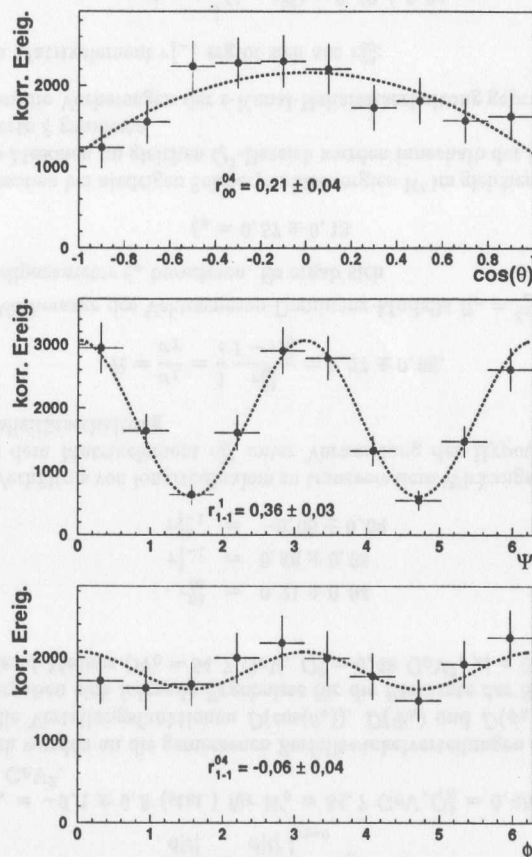


Abbildung 7.6: Die Zerfallswinkelverteilungen für $\cos(\theta_h)$, ψ_h , ϕ_h und die angepaßten Funktionen $D(\cos(\theta_h))$, $D(\psi_h)$ und $D(\phi_h)$.

Kapitel 8

Zusammenfassung der Ergebnisse

In dieser Arbeit wurde die elastische Elektroproduktion von ϕ -Mesonen $ep \rightarrow e\phi(K^+K^-)p$ im Impulsübertragsquadratbereich $0,25 < Q^2 < 0,85 \text{ GeV}^2$, bei Schwerpunktsenergien $25 < W < 90 \text{ GeV}$ und Impulsüberträgen zum Proton $|t| < 0,6 \text{ GeV}^2$ mit Hilfe des ZEUS-Detektors und des Strahlrohrkalorimeters BPC untersucht. Für den kinematischen Bereich mit den mittleren Werten $Q_0^2 = 0,48 \text{ GeV}^2$, $W_0 = 54,7 \text{ GeV}$ und $|t| < 0,6 \text{ GeV}^2$ ergab sich folgender Wirkungsquerschnitt:

$$\sigma^{\gamma^*p \rightarrow \phi p} = 367 \pm 26 \text{ (stat.) } {}^{+31}_{-35} \text{ (syst.) nb} \quad (8.1)$$

Es wurden drei Wirkungsquerschnitte in verschiedenen Q^2 -Intervallen gemessen und unter Berücksichtigung eines Ergebnisses der ϕ -Photoproduktion festgestellt, daß die Q^2 -Abhängigkeit

$$\sigma^{\gamma^*p \rightarrow \phi p}(Q^2) = \sigma_0^{\gamma^*p \rightarrow \phi p} \cdot \left(1 + \frac{Q^2}{m_\phi^2}\right)^{-2} \quad (8.2)$$

verträglich mit den Daten ist.

Desweiteren wurden drei Wirkungsquerschnitte in verschiedenen W -Bereichen gemessen und ein Wert bei einer niedrigen Schwerpunktsenergie zum Vergleich hinzugezogen. Die schwache Energieabhängigkeit $W \sim 0,22$, wie sie sich im Rahmen der Regge-Theorie für Pomeron-Austausch ergibt, beschreibt die Daten. Somit kann eine Beschreibung durch die perturbative Quantenchromodynamik, die eine starke Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnittes vorhersagt, ausgeschlossen werden.

Eine Messung der Steigung b_{ela} des differentiellen Wirkungsquerschnittes $d\sigma/d|t|$

$$\frac{d\sigma_{\text{ela}}}{d|t|} = \left. \frac{d\sigma_{\text{ela}}}{d|t|} \right|_{|t|=0} \cdot e^{b_{\text{ela}}|t|} \quad (8.3)$$

ergab $b_{\text{ela}} = -9,1 \pm 0,8$ (stat.) für $W_0 = 54,7$ GeV, $Q_0^2 = 0,48$ GeV² und $|t| < 0,3$ GeV².

Schließlich wurden an die gemessenen Zerfallswinkelverteilungen $\cos(\theta_h)$, Ψ_h und ϕ_h die Verteilungsfunktionen $D(\cos(\theta_h))$, $D(\Psi_h)$ und $D(\phi_h)$ angepaßt. Daraus ergaben sich folgende Ergebnisse für die Elemente der Spin-Dichte-Matrix des ϕ -Mesons ($W_0 = 54,7$ GeV, $Q_0^2 = 0,48$ GeV², $|t| < 0,6$ GeV²):

$$r_{00}^{04} = 0,21 \pm 0,04 \quad (8.4)$$

$$r_{1-1}^1 = 0,36 \pm 0,03 \quad (8.5)$$

$$r_{1-1}^{04} = -0,06 \pm 0,04 \quad (8.6)$$

Für das Verhältnis von longitudinalem zu transversalem Wirkungsquerschnitt folgt aus dem Matrixelement r_{00}^{04} unter Verwendung der Hypothese der s-Kanal-Helizitätserhaltung

$$R = \frac{\sigma_L}{\sigma_T} = \frac{1}{\epsilon} \frac{r_{00}^{04}}{1 - r_{00}^{04}} = 0,27 \pm 0,06. \quad (8.7)$$

Aus der Vorhersage des Vektormeson-Dominanz-Modells $R_\phi = \frac{\xi_\phi Q^2}{m_\phi^2}$ läßt sich der Modellparameter ξ_ϕ berechnen. Es ergab sich

$$\xi_\phi = 0,57 \pm 0,13. \quad (8.8)$$

Für ϕ -Mesonen bei niedrigen Schwerpunktsenergien W im gleichen Q^2 -Bereich und für ρ -Mesonen im gleichen Q^2 -Bereich wurden innerhalb der Fehler identische Werte ξ gemessen.

Es wurden die Vorhersagen der s-Kanal-Helizitätserhaltung geprüft:

- Das Matrixelement r_{1-1}^1 ergibt sich aus r_{00}^{04} :

$$r_{1-1}^1 = \frac{1}{2}(1 - r_{00}^{04}) = 0,40 \pm 0,04, \quad (8.9)$$

gemessen wurde $r_{1-1}^1 = 0,36 \pm 0,03$ (stat.).

- Das Matrixelement r_{1-1}^{04} ist null,

gemessen wurde $r_{1-1}^{04} = -0,06 \pm 0,04$ (stat.).

Es ergibt sich also eine Abweichung von 1,5 Standardabweichungen von den Vorhersagen der s-Kanal-Helizitätserhaltung.

Zusammenfassend zeigt diese Analyse, daß die Elektroproduktion von ϕ -Mesonen im Impulsübertragungsbereich $0,25 < Q^2 < 0,85$ GeV² und im Energiebereich $3 < W < 90$ GeV im Rahmen des Vektormeson-Dominanz-Modells und durch den Austausch des Pomerons beschrieben werden kann.

Literaturverzeichnis

- [1] F.W. Bopp. *Kerne, Hadronen und Elementarteilchen*. Teubner Studienbücher: Physik, Stuttgart, 1989.
- [2] P.D.B. Collins. *An Introduction to Regge Theory and High Energy Physics*. Cambridge University Press, Cambridge, U.K., 1977.
- [3] P.D.B. Collins and A.D. Martin. *Hadron Interactions*. Graduate Students Series in Physics, Adam Hilger LTD., Bristol, U.K., 1984.
- [4] Olaf Deppe. *Measurement of the Charm Part of the Proton Structure Function F_2 at HERA*. PhD thesis, Universität Hamburg, 1998. in Vorbereitung.
- [5] A. Donnachie and P.V. Landshoff. *Nucl. Phys.*, B231:189, 1984.
- [6] M. Derrick et al. Measurement of Elastic ϕ Photoproduction at HERA. *Physics Letters*, B377:259–272, 1996.
- [7] M. Derrick et al. Measurement of the Reaction $\gamma^*p \rightarrow \phi p$ in Deep Inelastic e^+p Scattering at HERA. *Physics Letters*, B380:220–234, 1996.
- [8] R. Dixon et al. Spectrometer study of ϕ -meson electroproduction. *Physical Review*, D19:3185–3195, 1979.
- [9] Ulrich Fricke. *Kalibration des BPC für die Datennahmeperioden 1996 und 1997*. 1998.
- [10] Jörn Grosse-Knetter. *Measurement of elastic ω -Photoproduction at HERA*. PhD thesis, Universität Hamburg, 1997. DESY F35D-97-02.
- [11] Application Software Group. *HBOOK - Reference Manual*. CERN, 1995.
- [12] Application Software Group. *PAW - Physics Analysis Workstation*. CERN, 1995.

- [13] Particle Data Group. *Particle Physics*. American Institute of Physics, Lawrence Berkeley National Laboratory, Berkeley, USA, 1996.
- [14] Programming Techniques Group. *User Guide ADAMO, Entity Relationship Programming system*. CERN, 1993.
- [15] Masahide Inuzuka. *Efficiency studies on FLT-Bit 52*. 1998.
- [16] L. Lamberti and A. Solano. How to use mc weights for physics analysis. *DESY internal report*, DESY 94-091, 1994.
- [17] Erich Lohrmann. *Hochenergiephysik*. Teubner Studienbücher: Physik, Stuttgart, 1992.
- [18] Teresa Monteiro. *Electroproduction of ρ -mesons at $0.25 < Q^2 < 0.85 \text{ GeV}^2$* . PhD thesis, Universität Hamburg, 1998. in Vorbereitung.
- [19] M.G. Ryskin. *Zeitschrift für Physik*, C57:89, 1993.
- [20] J.J. Sakurai. *Ann. Phys.*, 11:1, 1960.
- [21] K. Schilling and G. Wolf. *Nucl. Phys.*, B61:381–413, 1973.
- [22] Bernd Surrow. *Measurement of the Proton Structure Function F_2 at Low Q^2 and Very Low x with the ZEUS Beam Pipe Calorimeter at HERA*. PhD thesis, Universität Hamburg, 1998. DESY-THESIS-1998-004.
- [23] D. Westphal. Diffractive Vector Mesons at HERA. In *Workshop on Soft and Hard Interactions in Deep Inelastic Scattering*, Heidelberg, 1997.
- [24] D. Westphal. *Measurement of elastic ρ^0 Photoproduction at HERA*. PhD thesis, Universität Hamburg, 1997. DESY F35D-97-11.

Danksagung

Das vergangene Jahr, in dem ich an meiner Diplomarbeit bei der ZEUS-Kollaboration am DESY gearbeitet habe, war sehr interessant und herausfordernd. Für ihre direkte Mithilfe an meiner Arbeit möchte ich folgenden Personen danken: Prof. Robert Klanner für die geduldige Betreuung und das Korrekturlesen der Arbeit, Teresa Monteiro für ihre vielfältige Unterstützung und Anregungen, Olaf Deppe für die Routinen und Erklärungen zur Teilchenidentifikation und Dirk Westphal für die Erklärungen zu den theoretischen Grundlagen.

Desweiteren möchte ich meinen Zimmerkolleginnen/en Ulrike Wollmer und Ulrich Fricke für das Erdulden meiner Flüche und die vielen nützlichen Tips danken. Auch der Arbeitsgruppe bestehend aus Heiko Beier, Kai Desler, Florian Göbel, Kirstin Hebbel, Dorian Kcira, Michael Sievers (Vielen Dank für den Tip zu ZEUS zu kommen!), Stefan Stonjek und Bernd Surrow gilt mein Dank, da das Arbeitsklima von Hilfsbereitschaft und Freundlichkeit geprägt war.

Bei meinen Eltern und meinem Bruder möchte ich mich für die Unterstützung und das Ermöglichen des Physik-Studiums bedanken. Außerdem danke ich meiner Freundin Tatjana Golembiewski für den Rückhalt, den sie mir in der letzten Zeit gegeben hat.