

RWTH

RHEINISCH
WESTFÄLISCHE
TECHNISCHE
HOCHSCHULE
AACHEN

PITHA 97/49

Dezember 1997

Untersuchung harter Streuprozesse in der diffraktiven
Photoproduktion bei HERA

Jan Theißen

III. Physikalisches Institut der Technischen Hochschule Aachen

PHYSIKALISCHE INSTITUTE
RWTH AACHEN
52056 AACHEN, GERMANY

Kurzfassung

Bei Elektron-Proton-Kollisionen am Speicherring HERA treten diffraktive Streuprozesse auf, die anhand einer großen Rapiditätslücke im Endzustand selektiert werden können. Basierend auf den Daten des H1-Detektors aus der Strahlperiode 1994 untersucht die vorliegende Arbeit den hadronischen Endzustand von Ereignissen der diffraktiven Photoproduktion. Mit Hilfe von topologischen Ereignisvariablen kann das Einsetzen harter Streuprozesse modellunabhängig nachgewiesen werden. Es werden differentielle Wirkungsquerschnitte für die Zwei-Jet-Produktion angegeben und die Impulsbruchteile der am harten Prozeß beteiligten Partonen rekonstruiert. Die Daten werden verglichen mit Vorhersagen von Monte-Carlo-Modellen, die harte partonische Subprozesse in der diffraktiven Wechselwirkung annehmen. Ein aus der Analyse der diffraktiven tiefinelastischen Streuung abgeleitetes Modell ist im Rahmen der theoretischen Unsicherheiten verträglich mit den Daten der diffraktiven Photoproduktion.

Abstract

In electron proton collisions at the HERA collider diffractive scattering processes occur, which can be selected by the large rapidity gap in the final state. Based on the data taken with the H1 detector in the running period 1994, this analysis studies the hadronic final state of diffractive photoproduction events. Using topological event variables clear evidence can be established for the onset of hard scattering processes in a model independent way. Differential cross sections for dijet production are presented and the momentum fractions of the partons entering the hard subprocess are reconstructed. The data is compared to Monte Carlo predictions, which assume hard partonic subprocesses in diffractive interactions. A model derived from diffractive deep inelastic scattering is, within the theoretical uncertainties, compatible with the diffractive photoproduction data.

Der Text dieser Arbeit wurde mit dem Makropaket \LaTeX 2e von Leslie Lamport erstellt, das auf dem Computersatzsystem \TeX von Donald E. Knuth basiert. Außerdem wurden Symbole aus dem Makrosystem $\text{AMS-}\TeX$ der American Mathematical Society benutzt. Die Histogramme und Feynman-Graphen wurden mit den Programmpaketen HBOOK und PAW der CERN-CN-Division erzeugt.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	6
1 Theorie	7
1.1 Das Standardmodell	7
1.2 Physik bei HERA	10
1.3 Kinematik bei HERA	10
1.4 Photoproduktion	11
1.5 Diffraktive Prozesse	13
1.5.1 Regge-Theorie	13
1.5.2 Kinematik in diffraktiven Prozessen	16
1.5.3 Faktorisierung des Wirkungsquerschnitts und Partondichten	17
1.5.4 Weitere Modelle der diffraktiven Wechselwirkung	20
1.6 Monte-Carlo-Modelle	21
1.6.1 POMPYT	22
1.6.2 RAPGAP	23
1.6.3 Verwendete Monte-Carlo-Ereignissätze	23
2 HERA und H1	26
2.1 Der Speicherring HERA	26
2.2 Das H1-Experiment	28
2.2.1 Spurkammern	29
2.2.2 Kalorimetrie	31
2.2.3 Magnetspule	33
2.2.4 Instrumentiertes Eisen	33
2.2.5 Vorwärtsmyonensystem	34

2.2.6	Proton-Remnant-Tagger	35
2.2.7	Luminositätssystem	35
2.2.8	Flugzeitsystem und Vetowand	36
2.2.9	Erweiterungen des H1-Detektors	36
2.3	Datennahme und -analyse	37
3	Selektion der verwendeten Ereignisse	40
3.1	Selektion von Ereignissen der Photoproduktion	40
3.2	Selektion diffraktiver Ereignisse	41
3.3	Akzeptanz der diffraktiven Selektion	48
3.4	Monte-Carlo-Modelle des nicht-diffraktiven Untergrunds	49
3.4.1	Die Behandlung des Protonrests	50
3.4.2	Die größte Rapiditätslücke im Ereignis	50
3.4.3	Das „führende“ Teilchen im Endzustand	51
4	Jets in diffraktiven Ereignissen	54
4.1	Modellunabhängiger Nachweis der Zwei-Jet-Struktur	54
4.2	Der Cone-Algorithmus	57
4.3	Wahl der Objekte für die Jetanalyse	58
4.4	Ein erster Blick auf die Jet-Ereignisse	61
4.5	Jetprofile und Energiefluß	63
4.6	Korrelation zwischen Detektor- und Hadronebene	66
4.7	Einfluß von Mehrfachwechselwirkungen	67
5	Jet-Wirkungsquerschnitte	71
5.1	Anzahl der Jets in den Daten	72
5.2	Subtraktion des Untergrunds	72
5.2.1	Untergrund durch nicht-diffraktive harte Photoproduktion	72
5.2.2	Andere Untergrundprozesse	74
5.3	Integrierte Luminosität des Datensatzes	75
5.4	Effizienz der Triggerelemente	76
5.5	Effizienz des Elektrontaggers	77
5.6	Korrektur auf Rauschen in den Vorwärtsdetektoren	78
5.7	Korrektur auf Proton-Dissoziation	78

5.8 Akzeptanz der Selektion	78
5.9 Statistische und Systematische Fehler	79
5.10 Ergebnisse	83
5.10.1 Vergleich mit den POMPYT Monte-Carlo-Modellen	83
6 Messung der Partondichteverteilungen	87
6.1 Definition der beobachtbaren Impulsbruchteile	87
6.2 Differentielle Wirkungsquerschnitte	88
6.3 Messungen der UA8-Kollaboration	94
Zusammenfassung und Ausblick	96
Anhang	98
Abbildungsverzeichnis	100
Tabellenverzeichnis	103
Literaturverzeichnis	104
Danksagung	110

Einleitung

Der Speicherring HERA mit den beiden Detektoren H1 und ZEUS ist das erste Beschleunigerexperiment, in dem ein Elektronenstrahl mit einem Protonenstrahl bei hohen Energien zur Kollision gebracht wird. Schon bald nach Inbetriebnahme des Speicherrings zeigte sich in den Detektoren eine spezielle Klasse von Ereignissen, die sich durch eine große Lücke in der Polarwinkelverteilung der bei der Reaktion entstehenden Teilchen auszeichnet. Da alternativ zum Polarwinkel oft die Größe Rapidität verwendet wird, spricht man von Ereignissen mit einer großen Rapiditätslücke. Dabei handelt es sich aber nicht um ein neues Phänomen. So wurden schon in den 70er Jahren theoretische Überlegungen zu Lücken in der Rapiditätsverteilung angestellt [1]. Die spezielle Klasse von Ereignissen mit großer Rapiditätslücke war auch von früheren Hadron-Hadron-Kollisionsexperimenten bekannt (siehe z.B. [2]), aber es war nicht klar, daß sie sich bei HERA so deutlich zeigen würde.

Die Ereignisse mit großer Rapiditätslücke werden auf diffraktive Reaktionen zurückgeführt, bei denen das einlaufende Proton unter einem sehr kleinen Winkel gestreut wird und dabei entweder intakt bleibt oder in eine niedrig angeregte Resonanz übergeht. Wegen des geringen Impulsübertrags bei der Streuung ist es nur in Ausnahmefällen mit Zusatzannahmen möglich, aus der feldtheoretischen Formulierung der relevanten Wechselwirkung, der starken Kraft, konkrete Aussagen mit Hilfe der Störungsrechnung zu bekommen. Dennoch ist man natürlich bestrebt, die phänomenologischen Modelle der diffraktiven Wechselwirkung (Regge-Theorie), die noch aus den 60er Jahren stammen, im Rahmen der modernen Quantenfeldtheorie der starken Wechselwirkung, der Quantenchromodynamik (QCD), zu verstehen. Eine Möglichkeit dazu bietet die Suche nach QCD-typischen harten Parton-Streuprozessen in diffraktiven Ereignissen, die sich darin äußern, daß im Endzustand Teilchenbündel (Jets) auftreten.

Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist es, solche harten Streuprozesse in der diffraktiven Photoproduktion zu untersuchen. Dabei ist der erste wichtige Schritt der Analyse, die Kriterien für die Auswahl der Ereignisse so zu bestimmen, daß diffraktive Prozesse mit möglichst wenig Untergrund selektiert werden (Kapitel 3). Die verbleibenden Ereignisse kann man modellunabhängig auf eine Jet-Struktur testen und anschließend die im weiteren zu untersuchenden Jets mit Hilfe eines Jetalgorithmus definieren (Kapitel 4). Interessant ist hierbei zu prüfen, inwieweit die einzelnen Jets in diffraktiven Ereignissen in ihren Eigenschaften den QCD-Erwartungen aus nicht-diffraktiven Ereignissen entsprechen. Schließlich können mit den gefundenen Jets differentielle Wirkungsquerschnitte für die Zwei-Jetproduktion gemessen und mit Vorhersagen von theoretischen Modellen verglichen werden (Kapitel 5 und 6).

Im folgenden wird durchgehend das der Elementarteilchenphysik angepasste Einheitensystem benutzt, in dem $\hbar = c = 1$ gilt, so daß Energie, Impuls und Masse in Einheiten der Energie gemessen werden. Für Dezimalzahlen wird die in der Elementarteilchenphysik übliche angelsächsische Schreibweise mit einem Dezimalpunkt verwendet.

Kapitel 1

Theorie

1.1 Das Standardmodell

Das Standardmodell der Teilchenphysik ordnet und beschreibt die bekannten elementaren Teilchen und die fundamentalen Kräfte, die zwischen ihnen wirken, mit Ausnahme der Gravitation. Im folgenden soll keine umfassende Einführung in das Standardmodell versucht werden, sondern es seien hier nur einige Aspekte erwähnt, um wichtige Begriffe zu klären und die vorliegende Arbeit einzuordnen. Für eine detaillierte Darstellung des Standardmodells gibt es eine Reihe von ausführlichen Lehrbüchern, wie zum Beispiel [3, 4, 5].

Nach heutigem Wissen ist die gesamte Materie zusammengesetzt aus elementaren Teilchen, den Quarks und Leptonen. Insgesamt wurden sechs Quarks und sechs Leptonen¹ gefunden (siehe Tabelle 1.1), außerdem gibt es zu jedem dieser Teilchen ein Antiteilchen. Sowohl Quarks als auch Leptonen haben einen halbzahligen Spin (Eigendrehimpuls) und gehören damit zur Gruppe der Fermionen. Aufgrund ihres Verhaltens in elementaren Prozessen lassen sich Quarks und Leptonen in drei „Familien“ oder „Generationen“ einordnen, wobei die Materie der makroskopischen Welt praktisch nur aus den Teilchen der ersten Generation besteht. Wegen des Farbeinschlusses, der weiter unten erläutert wird, können die Quarks nicht frei beobachtet werden, so daß man auf ihre Masse nur aus der Messung gebundener Zustände schließen kann. Dadurch gehen Modellannahmen ein, die zu einer relativ hohen Unsicherheit in der Massenbestimmung führen. Bei der Messung der Neutrinomassen konnte bis jetzt innerhalb der Meßfehler keine Ruhemasse größer Null gefunden werden, so daß die jeweiligen oberen Massengrenzen angegeben sind.

Die fundamentalen Kräfte zwischen den Bausteinen der Materie werden im Standardmodell als Austausch von Teilchen gedeutet, die die Wechselwirkung vermitteln (siehe Tabelle 1.2). Die starke Kraft wird durch den Austausch von Gluonen übertragen, und man spricht in Analogie zur elektrischen Ladung in der starken Wechselwirkung von einer Farbladung. Die Dynamik der starken Wechselwirkung kann in Form einer Quantenfeldtheorie formuliert werden, der Quantenchromodynamik (QCD). Die elektromagnetische und die schwache Kraft können in einer einheitlichen Beschreibung zusammengefaßt werden, wobei der phänomenologische Unterschied, der sich vor allem in der unterschiedlichen Kopplungsstärke bei niedrigen Energien äußert, bei höheren Energien verschwindet. Als Austauschteilchen der elektroschwachen Kraft dienen das Photon, das neutrale Z^0 -Boson und die geladenen W^\pm -Bosonen. Die Leptonen tragen keine

¹Das sechste Lepton, das Tau-Neutrino ν_τ , konnte bislang nur indirekt nachgewiesen werden.

Sorte	Generation	Name	Symbol	elektr. Ladung	Masse / MeV
Quarks	1.Generation	up	u	$+\frac{2}{3}$	5 ± 3
		down	d	$-\frac{1}{3}$	10 ± 5
	2.Generation	charm	c	$+\frac{2}{3}$	1300 ± 300
		strange	s	$-\frac{1}{3}$	200 ± 100
	3.Generation	top	t	$+\frac{2}{3}$	180000 ± 12000
		bottom	b	$-\frac{1}{3}$	4300 ± 200
Leptonen	1.Generation	e-Neutrino	ν_e	0	$< 1.5 \cdot 10^{-5}$
		Elektron	e	-1	0.511
	2.Generation	μ -Neutrino	ν_μ	0	< 0.17
		Myon	μ	-1	105.7
	3.Generation	τ -Neutrino	ν_τ	0	< 24
		Tau-Lepton	τ	-1	1777

Tabelle 1.1: Die fundamentalen Fermionen des Standardmodells. Alle Angaben sind der aktuellsten Liste der Particle Data Group [6] entnommen. Die elektrische Ladung ist in Einheiten der Elementarladung angegeben.

Kraft	relative Stärke	Austauschteilchen	Beispiel
starke	1	Gluonen (g)	Kernkräfte
elektromagnetische	10^{-2}	Photonen (γ)	chemische Bindung
schwache	10^{-5}	Z^0, W^\pm -Bosonen	radioaktiver β -Zerfall
Gravitation	10^{-39}	Graviton?	Gezeiten, Planetensysteme

Tabelle 1.2: Die fundamentalen Kräfte in der Natur nach heutigem Wissensstand. Zum Vergleich ist die Größenordnung der relativen Stärke bei niedrigen Energien angegeben. Im Rahmen des Standardmodells lassen sich die elektromagnetische und die schwache Kraft in einer einheitlichen Beschreibung zusammenfassen. Das Graviton ist bislang hypothetisch.

Farbladung und nehmen nur an der elektroschwachen Wechselwirkung teil, während die Quarks eine Farbladung besitzen und daher zusätzlich auch stark wechselwirken. Die Austauschteilchen der starken und der elektroschwachen Kraft haben einen ganzzahligen Spin und gehören damit zur Gruppe der Bosonen.

Die Gravitation ist nicht im Standardmodell enthalten, da die Quantisierung dieser Wechselwirkung wegen der auftretenden mathematischen Probleme noch nicht zufriedenstellend gelungen ist. Wegen ihrer geringen relativen Stärke bei den heute erreichbaren Energien spielt die Gravitation bei Elementarteilchenreaktionen aber praktisch keine Rolle und kann vernachlässigt werden.

Konkrete Rechnungen für quantitative Vorhersagen werden meist mit Hilfe der Störungsrechnung ausgeführt, wobei nach Potenzen der Kopplungskonstanten entwickelt wird. Dabei hilft die Veranschaulichung der in der Störungsreihe auftretenden Prozesse durch Feynman-Diagramme, in denen jeder Wechselwirkungspunkt (Vertex) unter anderem mit einem Faktor vom Wert der Kopplung beiträgt. Sofern die Kopplung sehr viel kleiner als 1 ist, sind schon die Diagramme in den niedrigsten Ordnungen der Störungstheorie gute Annäherungen an die Realität. Falls die Kopplung allerdings in den Bereich von 1 kommt, wie zum Beispiel in der QCD bei größeren Abständen, kann man die Störungsrechnung nicht mehr anwenden und ist auf andere Verfahren angewiesen, um die Vorhersagen der QCD abzuleiten.

Die starke Wechselwirkung zeichnet sich im Gegensatz zur elektroschwachen dadurch aus, daß wegen der Selbstwechselwirkung der ausgetauschten Gluonen die Kraftwirkung mit wachsendem Abstand ansteigt. Damit erklärt man, daß Quarks nie frei beobachtet werden, sondern immer nur in gebundenen Zuständen, die nach außen farbneutral sind und Hadronen genannt werden. Die Quarks sind also gleichsam eingeschlossen in den Hadronen („quark confinement“) und verhalten sich nur bei sehr kleinen Abständen wie freie Teilchen („asymptotische Freiheit“). Bei den Hadronen unterscheidet man zwischen Mesonen und Baryonen, wobei im einfachen statischen Quarkmodell die Mesonen gebundene Zustände aus einem Quark und einem Antiquark sind ($q\bar{q}$) und die Baryonen gebundene Zustände aus drei Quarks (qqq) sind.

Der Farbeinschluß bewirkt, daß Quarks oder Gluonen, die aus einer elementaren Reaktion stammen, nicht direkt einzeln nachweisbar sind, sondern sich im Endzustand als eine Anzahl farbloser Hadronen äußern. Bei diesem Übergang, der Fragmentation genannt wird, tritt ein Farbaustausch zwischen den auslaufenden Partonen auf und ein Teil der Energie geht in die Erzeugung von Quark-Antiquarkpaaren, die zusammen mit den primären Partonen die farblosen Hadronen bilden. In der Fragmentation ist der Impuls der gebildeten Hadronen transversal zur Flugrichtung des primären Partons im wesentlichen konstant und liegt im Bereich einiger 100 MeV. Falls das primäre Parton einen im Vergleich dazu deutlich größeren Ausgangsimpuls hat, dann treten die Fragmentationsprodukte gebündelt auf und man spricht in diesem Fall von einem Teilchen-„Jet“.

In der vorliegenden Arbeit wird mit Hilfe der Analyse solcher Jets ein spezieller Aspekt der starken Wechselwirkung untersucht, und zwar die sogenannten diffraktiven Prozesse. Sie zeichnen sich durch den Austausch eines farbneutralen Objektes bei einer kleinen Energieskala aus, das heißt in einem kinematischen Bereich, in dem die direkte Anwendung der Störungsrechnung in der QCD unmöglich ist.

Für weiterführende Informationen zum Standardmodell, insbesondere zu den mathematischen Grundlagen, wie dem Konzept der lokalen Eichinvarianz, der Renormierung, der Symmetriebrechung und dem Higgs-Mechanismus, sei nochmals auf die am Anfang erwähnten Lehrbücher verwiesen.

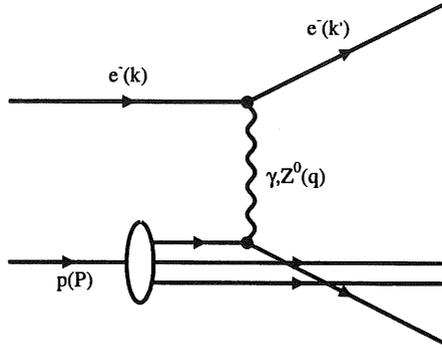


Abbildung 1.1: Feynman-Diagramm für die tiefinelastische Elektron-Proton-Streuung in der niedrigsten Ordnung der Störungstheorie

1.2 Physik bei HERA

Mit dem Elektron-Proton-Speicherring HERA lassen sich eine Vielzahl von Fragestellungen der Teilchenphysik untersuchen. Durch die hohe Schwerpunktsenergie und die asymmetrische Kinematik können die Strukturfunktionen des Protons in der tiefinelastischen Streuung in neuen Bereichen kleiner Impulsbruchteile x und hoher Impulsüberträge Q^2 gemessen werden. Auf der anderen Seite ist es möglich, die Struktur des Photons in der Photoproduktion und in der Übergangsregion zur tiefinelastischen Streuung zu untersuchen. Ein weiterer interessanter Aspekt der Physik bei HERA sind Reaktionen über geladene Ströme, in denen sich bei den verfügbaren Energien schon der Einfluß der Masse des W -Bosons im Propagatorterm bemerkbar macht. Schließlich ist es bei jedem Schritt nach oben in der Schwerpunktsenergie wichtig, nach neuen Phänomenen jenseits des Standardmodells zu suchen, so zum Beispiel nach Anzeichen für angeregte Leptonen, Leptoquarks oder SUSY-Teilchen. Ein ausführlicher Überblick über die Physik bei HERA findet sich in [7], eine Zusammenfassung der bisherigen Ergebnisse von H1 in [8, 9, 10].

1.3 Kinematik bei HERA

Die Elektron-Proton-Reaktionen lassen sich in zwei Klassen einteilen: In Prozessen über neutrale Ströme wechselwirkt das Strahlelektron über ein virtuelles Photon oder ein Z^0 mit dem Proton, wobei der Z^0 -Austausch bei kleinen Impulsüberträgen Q^2 , das heißt insbesondere in der Photoproduktion, vernachlässigbar ist, da der Propagator proportional zu $1/(m_Z^2 + Q^2)$ ist. In den selteneren Prozessen über geladene Ströme sendet das Strahlelektron ein W^- aus und geht in ein Elektron-Neutrino über.

Die wichtigsten kinematischen Variablen zur Beschreibung von Elektron-Proton-Reaktionen bei HERA lassen sich am Feynman-Diagramm niedrigster Ordnung der tiefinelastischen Streuung einführen. Mit den in Abbildung 1.1 gekennzeichneten Viererimpulsen k, k', q und P definiert

man die folgenden lorentzinvarianten Größen:

$$s := (P + k)^2 \quad (1.1)$$

$$Q^2 := -q^2 = -(k - k')^2 > 0 \quad (1.2)$$

Das Quadrat der Schwerpunktsenergie s ist bei HERA durch die Strahlenergien fest vorgegeben, während das Quadrat des Impulsübertrags des Elektrons auf das gestreute Quark Q^2 von Ereignis zu Ereignis variiert. Es ist weiterhin zweckmäßig, die dimensionslosen, lorentzinvarianten Variablen x und y einzuführen:

$$x := \frac{Q^2}{2P \cdot q} \quad (1.3)$$

$$y := \frac{P \cdot q}{P \cdot k} \quad (1.4)$$

Im einfachen Parton-Modell gibt x den Bruchteil des Protonimpulses an, den das Quark trägt, das an der Reaktion teilnimmt. In diesem Modell bewegen sich alle Partonen kollinear zum Impulsvektor des Protons und der intrinsische Transversalimpuls der Partonen wird vernachlässigt („infinite momentum frame“). Die Variable y gibt im Proton-Ruhesystem den Bruchteil der Energie an, den das einlaufende Elektron an das Photon oder Z^0 übergibt. Für den Fall, daß man die Elektron- und Protonmasse vernachlässigt, sind diese vier Variablen durch die Beziehung

$$Q^2 = xys \quad (1.5)$$

verknüpft, so daß bei fester Schwerpunktsenergie zwei Variablen ausreichen, um die Streuung kinematisch zu beschreiben.

1.4 Photoproduktion

Der Elektron-Proton-Wirkungsquerschnitt bei HERA wird stark dominiert von Prozessen der Photoproduktion, die durch einen sehr kleinen Impulsübertrag $Q^2 \approx 0$ charakterisiert wird. In diesem Bereich ist der Wirkungsquerschnitt proportional zu $1/Q^2$, so daß man die ausgetauschten virtuellen Photonen als quasi-reell bezeichnen kann. Bei kleinen Impulsüberträgen Q^2 ist es möglich, die Elektron-Proton-Wechselwirkung als zwei näherungsweise unabhängige Prozesse anzusehen: die Aussendung eines Photons durch das einlaufende Elektron und die anschließende Wechselwirkung des Photons mit dem Proton. Die Beziehung zwischen dem Elektron-Proton-Wirkungsquerschnitt σ^{ep} und den Photon-Proton-Wirkungsquerschnitten σ_T^p und σ_L^p für transversal bzw. longitudinal polarisierte Photonen ist damit [11, 12]:

$$\frac{d^2 \sigma^{ep}}{dy dQ^2} = \frac{\alpha_{em}}{2\pi y Q^2} [(1 + (1 - y)^2 - 2(1 - y) \frac{Q_{min}^2}{Q^2}) \sigma_T(y, Q^2) + 2(1 - y) \sigma_L(y, Q^2)] \quad (1.6)$$

wobei α_{em} die elektromagnetische Kopplungskonstante bezeichnet und der minimale Impulsübertrag Q_{min}^2 gegeben ist durch

$$Q_{min}^2 = \frac{m_e^2 y^2}{1 - y} \quad \text{mit} \quad m_e = \text{Elektronmasse.} \quad (1.7)$$

Im Grenzfall $Q^2 \ll 1 \text{ GeV}^2$ kann die longitudinale Komponente des Photons vernachlässigt werden ($\sigma_L^p \rightarrow 0$), so daß der Wirkungsquerschnitt für die transversale Komponente in den

totalen Photon-Proton-Wirkungsquerschnitt übergeht ($\sigma_T^{7p} \rightarrow \sigma^{7p}$). Integriert man Gleichung (1.6) über Q^2 , dann ergibt sich die sogenannte „Equivalent Photon Approximation“ in der Form:

$$\frac{d\sigma^{ep}}{dy} = F_\gamma(y) \cdot \sigma^{7p} = \frac{\alpha_{em}}{2\pi} \left[\frac{1 + (1-y)^2}{y} \ln \frac{Q_{max}^2}{Q_{min}^2} - \frac{2(1-y)}{y} \left(1 - \frac{Q_{max}^2}{Q_{min}^2}\right) \right] \cdot \sigma^{7p} \quad (1.8)$$

Die maximale Virtualität Q_{max}^2 ist durch die experimentellen Bedingungen vorgegeben. Wenn Photoproduktionsereignisse durch den Nachweis des gestreuten Elektrons im H1-Luminositätssystem identifiziert werden (siehe Kapitel 3.1), dann liegt Q_{max}^2 bei 0.01 GeV². Der Photon-Flußfaktor $F_\gamma(y)$ in Gleichung (1.8) beschreibt die Wahrscheinlichkeit, daß das einlaufende Elektron ein Photon mit dem Impulsbruchteil y und einer Virtualität zwischen Q_{min}^2 und Q_{max}^2 abstrahlt. Berücksichtigt man in Gleichung (1.8) nur den ln-Term, dann erhält man die Weizsäcker-Williams-Näherung. Oft wird noch die invariante Masse W_{7p} des Photon-Protonsystems eingeführt, die bei Vernachlässigung der Protonmasse in der Photoproduktion angenähert werden kann durch:

$$W_{7p}^2 := (q + P)^2 \simeq 4yE_e E_p = y s \quad (1.9)$$

Die Reaktionen des ausgetauschten Photons mit dem Proton lassen sich phänomenologisch in zwei Klassen einteilen, je nachdem ob ein hoher Transversalimpuls (ab 1-2 GeV) im Endzustand auftritt („harte“ Prozesse) oder nicht („weiche“ Prozesse).

Eine gute Beschreibung der weichen Prozesse erhält man mit dem Modell der Vektor-Meson-Dominanz (VMD), in dem angenommen wird, daß das Photon vor der Wechselwirkung in ein Vektormeson V mit den passenden Quantenzahlen fluktuiert und effektiv eine Meson-Proton-Streuung auftritt. Für den Vektormeson-Zwischenzustand wird im einfachsten Fall eine Mischung der Vektormesonen ρ, ω und ϕ im Verhältnis 9:1:2 angesetzt. Man beobachtet, wie aus Meson-Proton-Kollisionsexperimenten erwartet, daß die Prozesse im Mittel einen kleinen Transversalimpuls von einigen 100 MeV haben. Zusätzlich treten auch elastische Prozesse der Form $\gamma p \rightarrow V p$ auf, die von ihrer Natur her diffraktiv sind und speziell untersucht werden können (siehe z.B. [13]).

In harten Prozessen erlaubt es der hohe Transversalimpuls der auslaufenden Partonen, den Teil des Diagramms, in dem sie entstehen („harter Subprozeß“), mit Hilfe der Störungsrechnung in der QCD zu berechnen, im Gegensatz zu den weichen Prozessen, bei denen das nicht möglich ist. Man unterscheidet drei verschiedene Arten von harten Prozessen:

- In direkten Prozessen geht das Photon als Ganzes in den Subprozeß ein und koppelt direkt an eine Quarklinie im Feynman-Diagramm. Mögliche Subprozesse sind die Photon-Gluon-Fusion und die QCD-Compton-Streuung.
- In sogenannten „resolved“ Prozessen geht das einlaufende Photon in mehrere Partonen über, von denen eines in den harten Subprozeß eingeht, während die anderen einen Photonrest mit geringem Transversalimpuls bilden, ähnlich wie der Protonrest in der tiefinelastischen Streuung. Man kann das Photon hier als Quelle von Partonen ansehen und ihm eine Quark- und Gluondichte zuordnen. Als Subprozesse kommen eine Vielzahl von Quark-Quark-, Quark-Gluon- und Gluon-Gluon-Prozessen in Frage.
- Fluktuiert das Photon in ein Quark-Antiquark Paar mit hohem Transversalimpuls, dann spricht man von anomalen Prozessen. Eines der beiden Partonen nimmt am harten Subprozeß teil, während das andere wie in den resolved Prozessen einen Photonrest bildet. Im Unterschied zu resolved Prozessen ist hier der Transversalimpuls der Partonen aus dem Photon nicht vernachlässigbar.

Die Klassifizierung in direkte und resolved Prozesse ist eher willkürlich, denn sie macht nur in niedrigster Ordnung der Störungstheorie einen Sinn; in höheren Ordnungen verschwindet der Unterschied.

Je nach Blickrichtung bei der Messung von Strukturfunktionen lassen sich die unterschiedlichen Prozesse ausnutzen: In direkten Prozessen ist die Strukturfunktion des Photons trivial, so daß die Struktur des Protons gemessen werden kann. Mit resolved Prozessen dagegen hat man einen Zugang zur Struktur des Photons, insbesondere zur Gluondichte im Photon [14], wenn man die relativ präzisen Messungen der Protonstrukturfunktionen aus Fixed-Target-Experimenten verwendet.

Natürlich ist die Grenze zwischen „harter“ und „weicher“ Photoproduktion fließend und alle Diagramme der als hart klassifizierten Subprozesse treten auch bei kleinen Transversalimpulsen auf. In diesem Bereich werden allerdings nicht-störungstheoretische Effekte wichtig. Näheres zur Photoproduktion und zu HERA-Messungen der Photonstruktur findet sich in [9, 15].

1.5 Diffraktive Prozesse

1.5.1 Regge-Theorie

Bei der Interpretation von Prozessen der starken Wechselwirkung, die nur mit einem kleinen Impulsübertrag stattfinden, tritt das Problem auf, daß wegen der fehlenden harten Energieskala eine einfache störungstheoretische Rechnung in der QCD nicht möglich ist. Daher behilft man sich mit phänomenologischen Modellen, die schon in den 50er und 60er Jahren, also vor der Formulierung der QCD, im Zusammenhang mit Hadron-Hadron-Streuexperimenten entwickelt wurden [16]. Die Streuquerschnitte werden über den Partialwellenformalismus berechnet, wobei die Summierung über alle möglichen Austauscheteilchen schwierig auszuführen ist. Zum Austausch können alle Teilchen beitragen, deren Quantenzahlen, wie beispielsweise Ladung oder Spin, zu der Austauschreaktion passen. Bei der Formulierung der Summe hilft eine Idee von Regge, die auf der Beobachtung beruht, daß Drehimpuls L und Massenquadrat m^2 der Mesonen in enger Beziehung zueinander stehen: Trägt man für die wichtigsten Mesonen den Drehimpuls L , oder, wie in der Literatur üblich, den verallgemeinerten, nicht mehr notwendigerweise ganzzahligen Drehimpuls α über m^2 auf (Abbildung 1.2), dann ordnen sich die Mesonen auf verschiedenen Geraden der Form

$$\alpha_{\text{R}}(t) = \alpha_0 + \alpha' \cdot t \quad \text{mit} \quad \alpha' \approx \text{const.} \quad (1.10)$$

an, den sogenannten Regge-Trajektorien. Die Verwendung der Variable t anstelle von m^2 weist daraufhin, daß man für die Berechnung der Streuquerschnitte die Resonanzamplituden der realen Teilchen ($m^2 = t > 0$) analytisch fortsetzt in den Bereich des virtuellen Austauschs ($t < 0$). Alle bisher beobachteten Mesonen, wie zum Beispiel das ρ - oder das ω -Meson, lassen sich auf Trajektorien mit einem Achsenabschnitt von $\alpha_0 \simeq 0.5$ eintragen. Mit dem Regge-Formalismus können differentielle Wirkungsquerschnitte in den verschiedenen Hadron-Hadron-Reaktionen erfolgreich beschrieben werden. Der totale Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit vom Quadrat der Schwerpunktsenergie ergibt sich mit dem optischen Theorem aus der Summe über alle zum Austausch beitragenden Regge-Trajektorien:

$$\sigma_{\text{total}}(s) = \sum_{\text{R}} c_{\text{R}} \left(\frac{s}{s_0} \right)^{\alpha_{\text{R}}(0)-1} \quad (1.11)$$

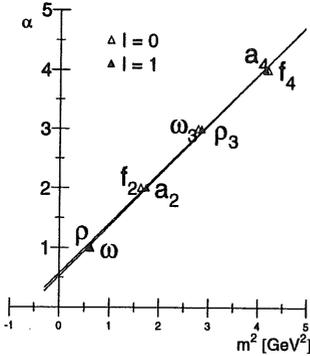


Abbildung 1.2: Verallgemeinerter Drehimpuls α über dem Quadrat der Masse für verschiedene Mesonen („Chew-Frautschi-Plot“). Man erkennt, daß sich die Mesonen auf Geraden, den sogenannten Regge-Trajektorien, anordnen.

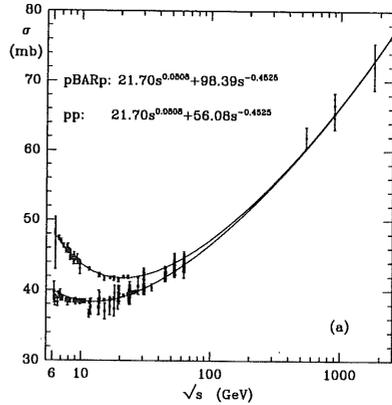


Abbildung 1.3: Totaler Wirkungsquerschnitt für die pp - und $p\bar{p}$ -Streuung in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie \sqrt{s} . Die durchgezogene Linie ist ein phänomenologischer Fit an die Daten auf der Basis des Regge-Modells. Das Diagramm ist [17] entnommen.

Dabei können die beitragenden Regge-Trajektorien, die hier mit R indiziert sind, mit unterschiedlichen Vorfaktoren c_R eingehen. Die Konstante s_0 in Gleichung (1.11) legt eine hadronische Energieskala fest. Für große s dominiert die Trajektorie mit dem größten Achsenabschnitt $\alpha_R(0)$. Wenn also nur die bekannten Mesontrajektorien beitragen, dann sollte der totale Wirkungsquerschnitt bei steigender Schwerpunktsenergie annähernd abfallen nach

$$\sigma_{\text{total}}(s) \propto \left(\frac{s}{s_0}\right)^{-0.5} \quad (1.12)$$

Messungen zeigen jedoch, daß zum Beispiel in der pp - und $p\bar{p}$ -Streuung (Abbildung 1.3) der totale Wirkungsquerschnitt für große Energien mit s ansteigt. Zwar können asymptotisch wegen der Unitaritätsbedingung in Form der Froissart-Grenze [18] die totalen Wirkungsquerschnitte nicht stärker als mit $\ln^2(s/s_0)$ ansteigen, aber bei den bisher mit Speicherringen (einschließlich HERA) erreichten Energien befindet man sich noch weit unterhalb dieser Grenze. Der Verlauf des totalen Wirkungsquerschnitts sowohl in der pp - und $p\bar{p}$ -Streuung als auch in der $\pi^\pm p$ -Streuung wird gut wiedergegeben durch eine Summe von zwei Potenzfunktionen in der Art von Gleichung (1.11)

$$\sigma_{\text{total}}(s) \propto c_1 \left(\frac{s}{s_0}\right)^\epsilon + c_2 \left(\frac{s}{s_0}\right)^{-\eta} \quad (1.13)$$

Nur der zweite Summand mit dem Exponenten $\eta \simeq 0.45$ kann mit dem Anteil der Mesontrajektorien identifiziert werden. Der erste Summand, der mit einem Exponenten $\epsilon \simeq 0.08$ den Anstieg des Wirkungsquerschnitts für große s parametrisiert, muß im Regge-Bild einer bisher unbekannt Trajektorie mit einem Achsenabschnitt von $\alpha(0) \simeq 1.08$ entsprechen. Um dieses Verhalten zu erklären, wurde eine neue Trajektorie postuliert, die keinem bisher beobachteten Teilchen entspricht. Sie wurde zu Ehren des russischen Physikers I.Y.Pomeranchuk „Pomeron“

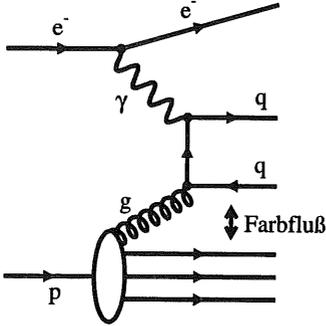


Abbildung 1.4: Die Photon-Gluon-Fusion als Beispiel für einen Prozeß der Standard-Photoproduktion

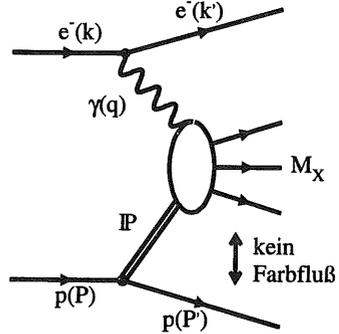


Abbildung 1.5: Schematisches Diagramm der diffraktiven Photoproduktion im Pomeron-Modell

genannt und mit dem Symbol IP bezeichnet. Diese Trajektorie beschreibt den Austausch eines Zustandes mit den Quantenzahlen des Vakuums. Das heißt insbesondere, daß keine Farbblaudung ausgetauscht wird und hat für Elektron-Proton-Reaktionen experimentell klar sichtbare Konsequenzen: Anders als in der Standard-Photoproduktion (Abbildung 1.4), bei der der kinematische Bereich zwischen dem Protonrest und dem hadronischen Endzustand wegen des Farbflusses durch zusätzliche Teilchen gefüllt wird, fehlt in diffraktiven Ereignissen dieser Farbfluß (Abbildung 1.5), so daß eine Lücke in der Teilchenproduktion beobachtet werden kann. Quantifiziert werden kann dieser Unterschied in der Rapiditätsverteilung der produzierten Teilchen; man spricht daher von einer Rapiditätslücke. Die Rapidität y_R eines Teilchens wird häufig bei der Analyse von Hadron-Hadron-Wechselwirkungen benutzt und ist definiert als

$$y_R := -\frac{1}{2} \ln \frac{E + p_z}{E - p_z} \quad (1.14)$$

wobei E die Energie und p_z der Longitudinalimpuls des Teilchens ist. Bei Lorentz-Transformationen entlang der z -Achse transformieren sich Rapiditäten durch einfache Addition einer Konstanten, so daß Rapiditätsdifferenzen invariant sind. Im Grenzfall vernachlässigbarer Massen (m/E) $\rightarrow 0$ geht die Rapidität über in die Pseudorapidität

$$\eta := -\frac{1}{2} \ln \frac{p + p_z}{p - p_z} = -\ln \tan \frac{\theta}{2} \quad (1.15)$$

wobei p der Impuls und θ der Polarwinkel des Teilchens ist. Die Pseudorapidität η hat den Vorteil, daß sie sehr einfach und genau experimentell bestimmbar ist, weil sie nur auf einer Winkelmessung beruht. Bei vernachlässigbaren Massen sind auch Differenzen in der Pseudorapidität invariant unter Lorentz-Transformationen entlang der z -Achse.

Das Problem der Regge-Theorie und des Pomeron-Modells ist, daß sie zwar gute Vorhersagen für Wirkungsquerschnitte liefern, aber keine richtige Basis in der modernen feldtheoretischen Formulierung der starken Wechselwirkung, der QCD, haben. Eine der zentralen Fragen ist daher, wie man das Pomeron-Modell im Rahmen der QCD deuten kann. Die Untersuchung diffraktiver

Prozesse bei HERA kann hier neues Licht auf den Zusammenhang zwischen QCD und Regge-Theorie werfen. Interessant sind dabei insbesondere diffraktive harte Streuprozesse, in denen Jets entstehen, denn sie erlauben einen direkten Einblick in die Dynamik der Partonen in der diffraktiven Wechselwirkung. Allein die Beobachtung von Jets im Endzustand von diffraktiven Prozessen zeigt, daß harte partonische Subprozesse stattgefunden haben. Dazu existieren Untersuchungen in der $p\bar{p}$ -Streuung, unter anderem von UA8 [19, 20] und in der ep -Streuung von ZEUS [21, 22] und H1 [23, 24]. Mit der harten Energieskala, die durch den Transversalimpuls der Jets oder auch durch den Impulsübertrag Q^2 in der tiefinelastischen Streuung gegeben sein kann, wird es möglich, diese Prozesse im Rahmen der QCD mit der Störungstheorie zu behandeln.

Natürlich lassen sich außer der Jetproduktion auch viele andere Aspekte diffraktiver Prozesse bei HERA untersuchen:

- Analog zur Messung der Protonstrukturfunktion F_2 kann man für die diffraktive tiefinelastische Streuung eine Strukturfunktion F_2^D definieren und ihren Verlauf in Abhängigkeit der relevanten kinematischen Variablen messen (siehe [25, 26, 27] und Kapitel 1.5.3).
- Weitere Analysen beschäftigen sich mit der diffraktiven Produktion von Vektormesonen, wie zum Beispiel von ρ , ϕ , ω und J/ψ , sowohl in der tiefinelastischen Streuung als auch in der Photoproduktion [13, 28, 29].
- Die laufenden Untersuchungen des hadronischen Endzustandes diffraktiver Ereignisse konzentrieren sich auf die Messung des Energieflusses [30], der Multiplizitätskorrelationen und der topologischen Ereignisvariablen Thrust [31].
- Mit einer Jetanalyse aller Photoproduktionsereignisse, ohne eine Rapiditätsslücke in Vorwärtsrichtung zu fordern, gibt es schließlich die Möglichkeit, nach einem Überschuß von Ereignissen mit einer großen Rapiditätsslücke *zwischen* den Jets zu suchen. Auch dies wäre ein Zeichen für den Austausch eines farbneutralen Objekts. Erste Ergebnisse von ZEUS [32] und H1 liegen bereits vor.
- Nur auf das H1-Experiment bezogen, wird die Analyse der Daten aus dem neu installierten Vorwärts-Proton-Spektrometer und dem Vorwärts-Neutron-Kalorimeter in Zukunft einen Zugang zu diffraktiven Ereignissen öffnen, der nicht auf einer Rapiditätsslücke im Endzustand basiert, sondern sich auf den Nachweis der unter kleinen Winkeln gestreuten Protonen stützen kann.

1.5.2 Kinematik in diffraktiven Prozessen

Zur Beschreibung der Kinematik diffraktiver Prozesse werden zusätzlich zu den in Kapitel 1.3 definierten Variablen zwei weitere Größen eingeführt (siehe Abbildung 1.5): Das Quadrat des Impulsübertrags am Protonvertex

$$t := (P - P')^2 \quad (1.16)$$

und die Größe

$$x_{\text{IP}} := \frac{q \cdot (P - P')}{q \cdot P} = \frac{Q^2 + M_X^2 - t}{Q^2 + W_{\gamma p}^2 - m_p^2} \quad (1.17)$$

wobei M_X die invariante Masse des hadronischen Endzustandes (ohne das gestreute Elektron und Proton) bezeichnet. In diffraktiven Prozessen fällt der Wirkungsquerschnitt exponentiell mit

$|t|$ ab, so daß fast alle Reaktionen im Bereich $|t| \lesssim 1 \text{ GeV}^2$ liegen. Die im Mittel sehr kleinen $|t|$ -Werte und die gegenüber der Schwerpunktsenergie vernachlässigbare Protonmasse m_p erlauben es, die Größe x_{IP} näherungsweise als Impulsbruchteil des Protons anzusehen, den das Pomeron trägt. In der Photoproduktion ist Q^2 vernachlässigbar gegenüber M_X und $W_{\gamma p}$, so daß

$$x_{\text{IP}} \simeq \frac{M_X^2}{W_{\gamma p}^2} \quad (1.18)$$

eine gute Näherung für x_{IP} darstellt. Bei genauer Betrachtung der Kinematik zeigt sich, daß man aus dem Wert von x_{IP} eine untere Grenze für die Größe der Rapiditätslücke Δy_{R} herleiten kann [33]:

$$\Delta y_{\text{R}} \geq \ln(1/x_{\text{IP}}) \quad (1.19)$$

Diese Beziehung unterstreicht den direkten Zusammenhang zwischen diffraktiv gestreuten Protonen (kleine Werte von x_{IP}), wie sie zum Beispiel in einem Vorwärts-Proton-Spektrometer nachgewiesen werden können, und dem Auftreten von großen Rapiditätslücken.

Innerhalb der Regge-Theorie ist der Wirkungsquerschnitt für den Pomeron-Austausch annähernd proportional zu $1/x_{\text{IP}}$, während er für andere Regge-Trajektorien konstant ist oder sogar mit steigendem x_{IP} größer wird. Theoretische Abschätzungen lassen erwarten, daß für $x_{\text{IP}} \lesssim 0.1$ der Pomeron-Austausch deutlich dominiert.

In den Analysen der diffraktiven tiefinelastischen Ereignisse wird oft zusätzlich zu t und x_{IP} noch die Größe

$$\beta := \frac{-q^2}{2q \cdot (P - P')} = \frac{Q^2}{Q^2 + M_X^2 - t} = \frac{x}{x_{\text{IP}}} \quad (1.20)$$

definiert. Für den Fall, daß in der diffraktiven tiefinelastischen Streuung ein Quark aus dem Pomeron direkt mit dem virtuellen Photon wechselwirkt, kann β als der Impulsanteil dieses Quarks am Pomeronimpuls interpretiert werden.

1.5.3 Faktorisierung des Wirkungsquerschnitts und Partondichten

Geleitet von der Vorgehensweise bei der Messung der Protonstrukturfunktionen ist es interessant zu untersuchen, ob der diffraktive ep -Wirkungsquerschnitt in der Form

$$d\sigma(ep \rightarrow e'p'X) = f_{\text{IP}/p}(x_{\text{IP}}, t) \cdot d\sigma(eP \rightarrow e'X) \quad (1.21)$$

faktorisiert. In diesem Fall könnte man den Protonvertex unabhängig vom Rest der Reaktion behandeln und dem Flußfaktor $f_{\text{IP}/p}$ eine universelle Bedeutung geben.

Diese Annahme wurde bei HERA experimentell getestet. Die Daten von 1993 sind innerhalb der Fehler mit der Faktorisierung verträglich, und zwar sowohl in Analysen der ZEUS-Kollaboration [34] als auch der H1-Kollaboration [25]. Eine vorläufige Analyse der H1-Daten von 1994, die eine deutlich höhere Statistik liefern, deutet eine leichte Verletzung der Faktorisierung in der tiefinelastischen Streuung an [35]. Eine abschließende Antwort kann noch nicht gegeben werden, da in diesem Bereich noch kontrovers diskutiert wird.

Unter der Annahme, daß der Wirkungsquerschnitt nach Gleichung (1.21) faktorisiert, ist es möglich, das Pomeron als effektives Hadron anzusehen und Partondichten im Pomeron anzusetzen [36, 33]. Damit läßt sich der differentielle Wirkungsquerschnitt für den Prozeß $eP \rightarrow e'X$

ausdrücken als Produkt der Partondichten im Photon $f_{a/\gamma}$ und Pomeron $f_{b/P}$ mit dem perturbativ berechenbaren QCD-Wirkungsquerschnitt:

$$d\sigma(eP \rightarrow e'X) = f_{a/\gamma}(x_\gamma, \hat{p}_t) \cdot f_{b/P}(z, \hat{p}_t) \cdot d\hat{\sigma}(ab \rightarrow X) \quad (1.22)$$

Die Partondichten hängen vom jeweiligen Impulsbruchteil des Partons x_γ bzw. z ab, sowie von der harten Energieskala, die in der Photoproduktion durch den Transversalimpuls \hat{p}_t der Partonen im Subsystem gegeben ist. Für diffraktive tiefinelastische Prozesse kommt auch die Virtualität Q^2 des Photons als harte Energieskala in Frage. Die beiden in Kapitel 1.6 beschriebenen Monte-Carlo-Generatoren für harte diffraktive Ereignisse arbeiten mit diesem Ansatz.

Da zunächst wenig über die Partondichten im Pomeron bekannt ist, kann man mit einfachen Modellen des Pomerons als reines Gluon- oder Quark-System anfangen:

Für den Fall eines Gluon-Systems bleibt noch die Frage nach einem sinnvollen Ansatz für die Impulsverteilung $zg(z)$. Man kann analog zum Gluon-See im Proton eine weiche Impulsverteilung der Form

$$zg(z) = 6(1-z)^5 \quad \text{„weiche Gluonen“} \quad (1.23)$$

ansetzen, die ihr Maximum bei $z = 0$ erreicht und einen Mittelwert von $\langle zg(z) \rangle = 1/7$ hat. Ein zweiter Ansatz geht von zwei gleichberechtigten Gluonen aus, deren Impulsbruchteil einer härteren Verteilung der Form

$$zg(z) = 6z(1-z) \quad \text{„harte Gluonen“} \quad (1.24)$$

folgt. Diese Verteilung ist symmetrisch unter der Ersetzung $z \mapsto (1-z)$ und nimmt ihr Maximum bei $1/2$ an. Berger, Collins, Soper und Sterman [33, Kapitel 4.3 und 4.4] stützen diesen Ansatz im Bereich $z \rightarrow 1$ mit „power counting“ Argumenten und ergänzen ihn für $z \rightarrow 0$ mit einem kleinen See-Anteil. Schließlich kann man noch den Extremfall einer sehr harten Impulsverteilung

$$zg(z) = \frac{1}{10}(1-z)^{-0.9} \quad \text{„superharte Gluonen“} \quad (1.25)$$

untersuchen, bei der ein Gluon praktisch den gesamten Impuls des Pomerons trägt. Für alle drei Parametrisierungen ist die Normierung so gewählt, daß die Summenregel

$$\int_0^1 dz zg(z) = 1 \quad (1.26)$$

erfüllt ist. Da das Pomeron kein reelles Teilchen ist, ist diese Bedingung allerdings nicht zwingend durch die Theorie vorgegeben. In Abbildung 1.6 sind die drei Ansätze für die Gluondichte im Pomeron skizziert.

Nimmt man an, daß das Pomeron ein Zwei-Quark-System ist, dann folgt aus der Tatsache, daß es ein isoskalärer Zustand mit $C = +1$ ist:

$$f_{q/P} = f_{\bar{q}/P} \quad (1.27)$$

$$f_{u/P} = f_{d/P} \quad (1.28)$$

Im einfachsten Fall beschränkt man sich auf up- und down-Quarks und erhält unter Berücksichtigung der Summenregel für den Quarkinhalt:

$$zq(z) = \frac{6}{4}z(z-1) \quad \text{„harte Quarks“} \quad (1.29)$$

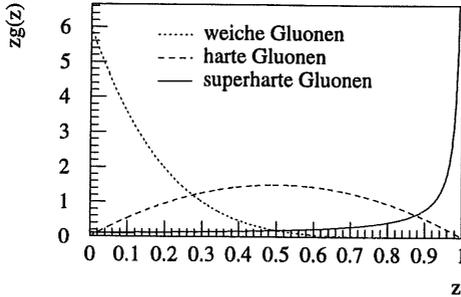


Abbildung 1.6: Drei verschiedene Ansätze für die Gluondichte im Pomeron. Die Gluondichteverteilungen sind jeweils auf 1 normiert

Die bisher aufgeführten Partondichteverteilungen sind unabhängig von der Energieskala, das heißt sie folgen keiner Evolution, wie sie zum Beispiel von den DGLAP-Gleichungen² beschrieben wird. Ingelman und Schlein argumentieren in [36], daß die Abhängigkeit der Partondichten von der Energieskala nur logarithmisch ist und daher die Änderungen kleiner sind als der Unterschied zwischen den zwei festen Parametrisierungen „weiche Gluonen“ (1.23) und „harte Gluonen“ (1.24).

Man kann aber noch einen Schritt weiter gehen und annehmen, daß die Partondichteverteilungen im Pomeron einer Evolution nach den DGLAP-Gleichungen unterliegen, in Analogie zur Protonstruktur. Diese Idee wurde in einer vorläufigen H1-Analyse [35] verfolgt: In Ereignissen der tiefinelastischen Streuung läßt sich analog zur Protonstrukturfunktion F_2 eine diffraktive Protonstrukturfunktion F_2^D definieren, die in Abhängigkeit von den Variablen β , Q^2 und x_P als $F_2^{D(3)}(\beta, Q^2, x_P)$ gemessen werden kann. Durch Integration über den meßbaren Bereich in x_P von $0.0003 < x_P < 0.05$ erhält man die gemittelte Größe $\bar{F}_2^D(\beta, Q^2)$. Der gemessene Verlauf von \bar{F}_2^D in Abhängigkeit von β für verschiedene Bereiche in Q^2 läßt sich direkt vergleichen mit Modellrechnungen, die Partondichten im Pomeron ansetzen. In der zitierten Analyse wurden die (Farbsinglett-)Quarkdichte und die Gluondichte bei einer Startskala von $Q_0^2 = 2.5 \text{ GeV}^2$ parametrisiert und mit Hilfe der DGLAP-Gleichungen zu höheren Werten von Q^2 evolviert. Die freien Variablen der Parametrisierung bei der Startskala wurden so angepaßt, daß der Verlauf von \bar{F}_2^D in allen β - und Q^2 -Bereichen mit einer möglichst kleinen χ^2 -Abweichung beschrieben wird. Die Anpassung gelingt signifikant besser, wenn zusätzlich zum Pomeron-Austausch noch eine Meson-Trajektorie berücksichtigt wird, die für größere x_P einen kleinen Beitrag liefert.

Die von der Anpassung favorisierte Partondichte im Pomeron enthält bei kleinen $Q^2 \approx 5 \text{ GeV}^2$ ein dominantes Gluon, das fast den gesamten Impulsanteil des Pomerons trägt (Abbildung 1.7, links). Durch die DGLAP-Evolution wird der Verlauf der Gluondichte bei höheren Skalen Q^2 flacher (Abbildung 1.7, rechts). Wegen der Meßfehler in den Daten läßt sich allerdings die Gluondichte durch die Anpassung nur auf etwa 30% genau festlegen.

Im Zusammenhang mit der vorliegenden Jetanalyse ist interessant, daß man diese aus tiefinela-

²Nach den Anfangsbuchstaben der Autoren Dokshitzer, Gribov, Lipatov, Altarelli und Parisi

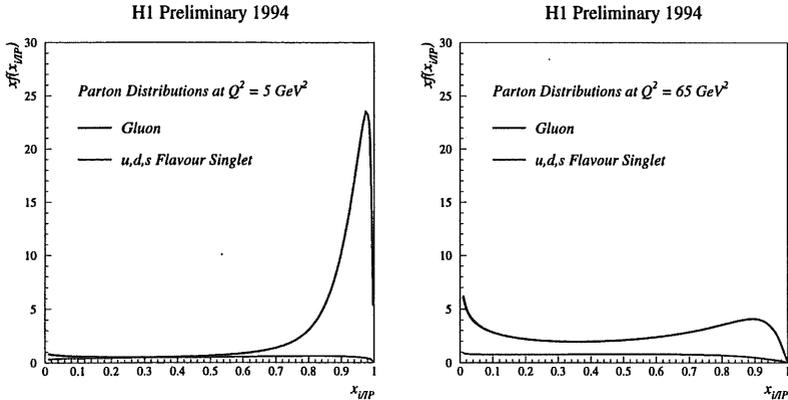


Abbildung 1.7: Partondichten aus einem Fit an die F_2^D -Daten [35] bei einer Skala von 5 GeV^2 (links) und 65 GeV^2 (rechts). Die obere Kurve ist jeweils die Gluondichte, die untere die Quarkdichte (u -, d - und s -Quarks).

stischen Ereignissen gewonnene Parametrisierung der Pomeron-Partondichten versuchsweise auf die diffraktive Photoproduktion übertragen kann. Insbesondere lassen sich mit einem Monte-Carlo-Generator für diffraktive Photoproduktion (POMPYP, s.u.) aus diesen Partondichten absolute Vorhersagen für Zwei-Jet-Wirkungsquerschnitte gewinnen, vorausgesetzt man benutzt denselben Flußfaktor. Ein Vergleich der Vorhersagen mit den gemessenen Wirkungsquerschnitten testet dann, inwieweit sich eine einheitliche Beschreibung der diffraktiven Wechselwirkung in tiefinelastischen Prozessen und der Photoproduktion erreichen läßt.

Bei der Übertragung der Partondichten auf Photoproduktionsprozesse muß die harte Skala festgelegt werden, bei der die Partondichten ausgewertet werden: In der tiefinelastischen Streuung ist die harte Skala durch Q^2 in der DGLAP-Evolution bestimmt, während in der Photoproduktion einzig der Transversalimpuls des harten Subprozesses \hat{p}_t eine harte Skala liefert.

1.5.4 Weitere Modelle der diffraktiven Wechselwirkung

Es gibt einige weitere Modelle zur Beschreibung der diffraktiven Wechselwirkung im Rahmen der QCD, die ohne die Vorstellung eines Pomerons auskommen und von denen hier nur die wichtigsten aufgeführt seien:

Der einfache Fall des Austauschs zweier Gluonen zwischen dem Proton und dem Photonsystem wird durch mögliche Wechselwirkungen der beiden Gluonen untereinander komplizierter. Modelliert man die Selbstwechselwirkung durch den Austausch einzelner Gluonen, so ergibt sich ein Leitergraph. Balitsky, Fadin, Kuraev und Lipatov haben dieses Gluonleiter-Diagramm perturbativ berechnet unter Summierung der führenden Terme in $\log(1/x)$. Übertragen auf das Regge-Bild erhalten sie für die diffraktive Wechselwirkung einen effektiven Exponenten von

$$\alpha_{\text{BFKL}}(t) \approx 1.35 \quad (1.30)$$

der näherungsweise unabhängig von t ist. In der Literatur wird dieses Verhalten als „hartes“ oder, den Anfangsbuchstaben der Autoren folgend, als BFKL-Pomeron [37] bezeichnet.

Das Modell von Genovese, Nikolaev und Zakharov [38, 39] geht von einem Austausch zweier Gluonen zwischen dem Proton und dem in ein Quark-Antiquarkpaar fluktuierenden Photon aus, wobei die beiden Gluonen nicht an dasselbe Quark koppeln müssen. Für die Berechnungen, die auf die tiefinelastische Streuung beschränkt sind, werden die BFKL-Rechnungen auf den nicht-perturbativen Bereich erweitert. Es ergibt sich als Vorhersage eine deutliche Verletzung der durch Gleichung (1.21) beschriebenen Faktorisierung. Die ZEUS-Kollaboration hat dieses Modell auf diffraktive Photoproduktion erweitert [40] und in Generatorstudien ähnliche Resultate [22] wie mit dem Ingelman-Schlein-Modell erzielt.

Einen anderen Weg schlägt das Modell von Buchmüller und Mitarbeitern ein [41, 42]: Fast der gesamte Impulsübertrag der Wechselwirkung wird durch den Austausch eines „harten“ Gluons bewerkstelligt, während die Farbneutralität durch den zusätzlichen Austausch einer beliebigen Zahl sehr weicher Gluonen sichergestellt wird, die die Kinematik der auslaufenden Teilchen nicht ändern. Der Farbaustausch durch weiche Gluonen wird von den Autoren als „soft colour interactions“ bezeichnet. In einer einfachen Abschätzung ergibt sich aus den statistischen Gewichten des Farbsinglett- und des Farboktett-Zustandes ein Anteil der diffraktiven Ereignisse an allen Ereignissen von $1/9$, der im Einklang mit den bei H1 und ZEUS gemessenen Raten ist. Aus der Abschätzung ergibt sich auch eine Vorhersage für das Verhältnis der diffraktiven Protonstrukturfunktion F_2^D zur inklusiven Protonstrukturfunktion F_2 in der tiefinelastischen Streuung.

Eine einfache Implementation dieses Modells für die diffraktive tiefinelastische Streuung existiert im Generatorprogramm LEPTO ab der Versionsnummer 6.3 [43, 44, 45, 46]. Mit einem zusätzlichen Parameter $0 \leq R \leq 1$ wird die Wahrscheinlichkeit bestimmt, mit der ein Farbaustausch zwischen zwei Farbladungen im Endzustand stattfindet, der die Impulse nicht verändert. Bei einem Vergleich der Vorhersagen des modifizierten LEPTO-Generators mit den Daten wurde noch keine zufriedenstellende Beschreibung der Jet-Ereignisse in der diffraktiven tiefinelastischen Streuung festgestellt [47], allerdings ist die zur Verfügung stehende Statistik in den Daten noch relativ klein.

Im folgenden werden die alternativen Modelle nicht näher betrachtet, denn bis jetzt gibt es zu wenig konkrete Vorhersagen für die diffraktive Photoproduktion in Form von Rechnungen oder Generatoren. Nach [48] sollten sich aber prinzipiell mit einer Messung differentieller Jet-Wirkungsquerschnitte (siehe Kapitel 5) die verschiedenen Modelle testen lassen.

1.6 Monte-Carlo-Modelle

Zur Simulation harter diffraktiver Prozesse stehen bei H1 die zwei Monte-Carlo-Generatoren POMPYT und RAPGAP zur Verfügung, die beide auf dem Faktorisierungsansatz von Ingelman und Schlein (Gleichung 1.22) beruhen. Für den Pomeronfußfaktor können mehrere Parametrisierungen aus der Literatur gewählt werden:

- Ingelman und Schlein [36] leiten ihre Parametrisierung

$$f_{\mathbb{P}/p}(x_{\mathbb{P}}, t) = \frac{1}{2.3 \text{ mb}} \cdot \frac{1}{x_{\mathbb{P}}} \cdot (3.19e^{8(\text{GeV})^{-2}t} + 0.212e^{3(\text{GeV})^{-2}t}) \quad (1.31)$$

von einem Fit an Hadron-Hadron-Daten ab (siehe auch [49]). Der Faktor $1/x_{\mathbb{P}}$ entspricht der beobachteten $1/M_x^2$ Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts in der diffraktiven Streuung.

- Donnachie und Landshoff [50, 51] benutzen das Regge-Bild und zusätzlich eine Parametrisierung des elastischen Formfaktor des Protons

$$F_1(t) = \frac{4m_p^2 - 2.8t}{4m_p^2 - t} \frac{1}{(1 - t/0.7\text{GeV}^2)^2} \quad (1.32)$$

und erhalten

$$f_{\mathbb{P}/p}(x_{\mathbb{P}}, t) = \frac{9\beta_0^2}{4\pi^2} \cdot [F_1(t)]^2 \cdot x_{\mathbb{P}}^{1-2\alpha(t)} \quad (1.33)$$

Die Konstante $\beta_0 \approx 1.8(\text{GeV})^{-1}$ beschreibt die effektive Pomeron-Quark-Kopplung und

$$\alpha(t) = 1 + \epsilon + \alpha' t \quad (1.34)$$

die Regge-Trajektorie des Pomerons mit $\epsilon \approx 0.08$ und einer Steigung von $\alpha' = 0.25\text{GeV}^{-2}$.

- Für den weiter unten erläuterten QCD-Fit der F_2^D -Daten wurde ein Pomeronflußfaktor basierend auf Berger et al. [33] und Streng [52] verwendet, der allerdings aus technischen Gründen vereinfacht werden mußte, um ihn auch im Monte-Carlo-Generator POMPYPYT anwenden zu können:

$$f_{\mathbb{P}/p}(x_{\mathbb{P}}, t) = \frac{1}{4.72 \text{ mb}} \cdot x_{\mathbb{P}}^{1-2\alpha} \cdot e^{6(\text{GeV})^{-2}t} \quad \text{mit} \quad \alpha = 1.146 \quad (1.35)$$

Mit einem der in Kapitel 1.5.3 aufgeführten Ansätze für die Partondichten im Pomeron wird ein Parton und sein Impuls zufällig ausgewählt. Der anschließende $2 \rightarrow 2$ Parton-Prozeß kann dann mit Hilfe der bekannten QCD-Matrixelemente in erster Ordnung generiert werden. Die Prozesse höherer Ordnung ($2 \rightarrow n$ mit $n > 2$) werden von den Monte-Carlo-Generatoren im allgemeinen durch einen Partonschaueransatz oder durch das Modell einer dipolartigen Gluonabstrahlung („Colour-Dipole“-Modell) berücksichtigt.

Für die Fragmentation der auslaufenden Partonen in farblose Hadronen wird von den beiden im folgenden vorgestellten Generatoren das Lund-Stringmodell verwendet. Die zugrunde liegende Vorstellung ist, daß sich zwischen zwei farbtragenden Teilchen durch die Farbkraft eine dünne zylindrische Flußröhre, ein sogenannter „String“, ausbildet. Die Energie im String steigt mit dem Abstand der beiden Farbladungen mit etwa 1 GeV/fm. Entfernen sich die beiden Teilchen voneinander, dann steigt die Energie im String solange, bis genug Energie vorhanden ist, um ein Quark-Antiquark Paar zu bilden. Daraufhin teilt sich der String und der Prozeß geht weiter, bis die Massen aller Paare unter einer Fragmentationsschwelle liegen. Das Lund-Stringmodell ist in dem Programmpaket JETSET [53] implementiert.

1.6.1 POMPYPYT

Mit Hilfe des Monte-Carlo-Generators POMPYPYT [54] lassen sich diffraktive harte Prozesse in pp , $p\bar{p}$, γp und ep Reaktionen nachbilden. Der Generator POMPYPYT ist als Aufsatz für den Generator PYTHIA [53] entwickelt worden und kann daher für die Simulation des harten Subprozesses die Vielzahl erprobter Routinen aus PYTHIA benutzen. Die anschließende Hadronisierung

übernehmen JETSET-Routinen. In dem von POMPYT verwendeten Modell wird zunächst die Abstrahlung eines Pomerons vom einlaufenden Proton (oder Antiproton) mit einem kleinem Impulsbruchteil $x_{\mathbb{P}} \lesssim 0.1$ simuliert. Dabei können mehrere Pomeron-Flußfaktoren gewählt werden, unter anderem die beiden im vorigen Abschnitt erwähnten Flußfaktoren (1.31) und (1.33).

Als Partondichteverteilungen im Pomeron lassen sich verschiedene feste Parametrisierungen wählen, unter anderem auch die oben aufgeführten Ansätze einer weichen (1.23), harten (1.24) und superharten (1.25) Gluonverteilung sowie einer harten Quarkverteilung (1.29). Ist mit Hilfe der Partondichteverteilung ein Parton und sein Impuls ausgewählt, dann übernehmen PYTHIA-Routinen die Simulation der Photonseite der Reaktion und des harten Subprozesses.

Durch eine andere Wahl des Flußfaktors und der Partondichten kann mit POMPYT auch der Austausch eines Mesons simuliert werden, der als Untergrund zum Pomeron-Austausch für größte Impulsbruchteile $x_{\mathbb{P}} \simeq 0.1$ zu berücksichtigen ist.

Für die vorliegende Arbeit wurde das Generatorprogramm POMPYT an die Rechner des Aachener Workstation-Clusters angepaßt und um zwei Partondichteverteilungen für das Pomeron ergänzt: Eine flache Gluon-Verteilung $zg(z) = \text{const.}$ und eine Partondichte aus einem Fit an die F_2^D -Daten von H1. Die Implementierung des Generators POMPYT auf dem H1-Großrechner dice2 am DESY geschah mit Hilfe von Armen Buniatian.

1.6.2 RAPGAP

Der Monte-Carlo-Generator RAPGAP [55] von H. Jung ist hauptsächlich für diffraktive tiefinelastische Streuung geschrieben worden, man kann jedoch auch diffraktive Ereignisse mit sehr kleinem Impulsübertrag Q^2 erzeugen lassen. In diesem Fall werden allerdings keine Prozesse mit aufgelöstem Photon berücksichtigt, so daß RAPGAP für die diffraktive Photoproduktion nicht geeignet ist.

Als Partondichte im Pomeron kann eine der festen Parametrisierungen aus Kapitel 1.5.3 gewählt werden. Außerdem gibt es in neueren Versionen des Generators die Möglichkeit, die in Q^2 evolvierten Partondichten aus dem Fit an die F_2^D -Daten von H1 zu benutzen.

Der Generator enthält die QCD-Matrixelemente für die harten Subprozesse niedrigster Ordnung, während die Gluonabstrahlung im Endzustand als Prozeß höherer Ordnung über das Colour-Dipole-Modell berücksichtigt wird. Die Hadronisierung geschieht wie bei POMPYT über das Lund-String-Fragmentationsmodell.

1.6.3 Verwendete Monte-Carlo-Ereignissätze

Für die spätere Analyse von Jets in der diffraktiven Photoproduktion braucht man eine möglichst gute Beschreibung der dabei stattfindenden harten Prozesse, vor allem um die Akzeptanzkorrekturen zu bestimmen (siehe Kapitel 5.8). Daher wurden diffraktive harte Photoproduktionsprozesse mit dem oben beschriebenen Generator POMPYT erzeugt. Für jede der festen Partondichteverteilungen „weiche Gluonen“ (Gleichung 1.23), „harte Gluonen“ (Gleichung 1.24), „harte Quarks“ (Gleichung 1.29) und „superharte Gluonen“ (Gleichung 1.25) wurde ein eigener Monte-Carlo-Ereignissatz generiert (siehe Tabelle 1.3). Dabei wurde der Pomeronflußfaktor von Ingelman und Schlein (Gleichung 1.31) zugrunde gelegt.

Name	Beschreibung	Generator	Version	Ereignisse	$\mathcal{L}[\text{nb}^{-1}]$
SG (*)	weiche Gluonen	POMPYT	1.0	104032	420
HG (*)	harte Gluonen	POMPYT	1.0	303100	1763
HQ (*)	harte Quarks	POMPYT	1.0	301087	3882
SHG	superharte Gluonen	POMPYT	1.0	10298	169
F2DPOM	F_2^D -Fit (Pomeron)	POMPYT	2.6	47642	653
F2DMES	F_2^D -Fit (Meson)	POMPYT	2.6	58125	1889
PYRES (*)	γp resolved	PYTHIA	5.7	239996	2479
PYDIR (*)	γp direkt	PYTHIA	5.7	40657	5366
PYDIC (*)	γp direkt (Charm)	PYTHIA	5.7	27236	5349

Tabelle 1.3: Übersicht über die verwendeten Monte-Carlo-Ereignissätze. Die mit PYTHIA generierten Monte-Carlo-Ereignisse der Standard-Photoproduktion (γp) sind gewichtet. Die mit (*) gekennzeichneten Ereignissätze wurden einer vollständigen Detektorsimulation und Rekonstruktion unterworfen. In der rechten Spalte ist aufgeführt, welcher integrierten Luminosität \mathcal{L} die Ereignissätze entsprechen.

Bei der Anpassung an die F_2^D -Daten wurde zusätzlich zum Pomeron-Austausch noch eine Komponente durch Meson-Austausch zugelassen, die bei größeren $x_p \simeq 0.1$ einen nicht verschwindenden Beitrag liefern kann. Mit den Partondichteverteilungen aus dem F_2^D -Fit wurden daher zwei Ereignissätze generiert: der Ereignissatz F2DPOM ergibt sich aus der Übertragung der Komponente des Pomeron-Austauschs auf die diffraktive Photoproduktion, analog dazu beschreibt der Ereignissatz F2DMES den zu erwartenden Untergrund durch Meson-Austausch. Beide Ereignissätze wurden mit dem gleichen Pomeron- bzw. Mesonflußfaktor generiert, der auch für den Fit der F_2^D -Daten benutzt wurde, das heißt mit einer Parametrisierung nach Gleichung (1.35).

Der Impulsbruchteil x_p wurde auf $x_p \leq 0.1$ beschränkt, um in einem Bereich zu bleiben, in dem diffraktive Prozesse dominieren. In der späteren Analyse wird ein rekonstruiertes x_p von maximal 0.05 zugelassen (siehe Kapitel 3.2), so daß die Einschränkung des generierten x_p einen vernachlässigbaren Effekt auf die Resultate hat.

Bei der Berechnung der QCD-Matrixelemente für die verschiedenen Parton-Streuprozesse treten Divergenzen auf, wenn der Transversalimpuls des Subprozesses \hat{p}_t gegen Null geht. Man muß daher einen minimalen Transversalimpuls $\hat{p}_{t,\min}$ festlegen, der für alle Monte-Carlo-Ereignissätze bei $\hat{p}_{t,\min} = 2$ GeV liegt. Damit dieser Schnitt keine signifikanten Auswirkungen auf die Resultate der Analyse hat, muß durch die Selektion der Ereignisse sichergestellt werden, daß Ereignisse mit $\hat{p}_t < \hat{p}_{t,\min}$ einen vernachlässigbaren Einfluß haben. Diese Bedingung ist durch die Forderung gewährleistet, in der späteren Jet-Analyse zwei Jets mit jeweils mindestens 5 GeV Transversalimpuls zu finden.

Anders als in der diffraktiven tiefinelastischen Streuung treten in der diffraktiven Photoproduktion auch bei einem aus Quarks zusammengesetzten Pomeronzustand (Ereignissatz HQ) eine deutliche Anzahl von Ereignissen mit zwei Jets im Endzustand auf. Dies hängt damit zusammen, daß in der Photoproduktion der Anteil der resolved Prozesse vor allem bei kleineren Jettransversalimpulsen groß ist. Aus diesem Grund sind als Subprozesse Quark-Gluon- und Quark-Quark-QCD-Streuungen möglich, bei denen im Endzustand zwei Partonen mit hohem Transversalimpuls auftreten.

Als Partondichteverteilung für das Photon in resolved Prozessen wurde die Standard-Einstellung

von POMPYT, die Parametrisierung von Drees und Grassie (Set 1), benutzt. In den Ereignissätzen F2DPOM und F2DMES wurde die Parametrisierung von Glück, Reya und Vogt in führender Ordnung (GRV-LO) verwendet.

Bei der Analyse nicht-diffraktiver harter Photoproduktion wurde festgestellt, daß der Energiefluß außerhalb der Jets besser beschrieben werden kann, wenn man zusätzlich zum primären harten Subprozeß weitere Wechselwirkungen („multiple interactions“) zwischen den restlichen Partonen des Photons (bei resolved Prozessen) und des Protons zuläßt [56]. In der Steuerung der PYTHIA-Routinen, die von POMPYT benutzt werden, besteht die Möglichkeit, die Simulation dieser Mehrfachwechselwirkungen ein- oder auszuschalten. Für alle benutzten Monte-Carlo-Ereignissätze, auch die der nicht-diffraktiven Photoproduktion, wurde diese Option eingeschaltet. In Kapitel 4.7 wird gezeigt, daß der Einfluß der Mehrfachwechselwirkungen für die Jetanalyse in diffraktiven Ereignissen vernachlässigbar klein ist.

Mit dem Generator PYTHIA wurden Ereignisse der nicht-diffraktiven harten Photoproduktion generiert, die später dazu dienen, den Untergrund abzuschätzen. Um bei der beschränkten Rechenzeit für die Simulation eine möglichst hohe Monte-Carlo-Statistik zu erreichen, wurde eine speziell auf die spätere Selektion diffraktiver Jet-Ereignisse angepaßte Gewichtung der generierten Ereignisse eingeführt [57]. Für die Partondichteverteilungen im Proton und im Photon wurden die Parametrisierungen von Glück, Reya und Vogt in führender Ordnung gewählt (GRV-LO).

Für jedes generierte Ereignis kann die Reaktion des H1-Detektors mit Hilfe des Programms H1SIM simuliert werden, das auf dem am CERN entwickelten Programmpaket GEANT [58] aufgebaut ist. Die Bahnen aller generierten Teilchen im Endzustand werden verfolgt, eventuelle Zerfälle simuliert und die Wechselwirkung der Teilchen mit dem Detektormaterial anhand tabellierter Wirkungsquerschnitte bestimmt. Die Ausbildung der elektromagnetischen und hadronischen Schauer in den Kalorimetern wird mit speziell optimierten Programmroutinen nachgebildet. Die Reaktion des Detektors wird im gleichen Format wie die Daten abgelegt, so daß die simulierten Monte-Carlo-Ereignisse mit denselben Rekonstruktions- und Analyseprogrammen behandelt werden können.

Kapitel 2

HERA und H1

2.1 Der Speicherring HERA

Streuxperimente von Elektronen mit einem ruhenden Target haben viel zur Aufklärung der Struktur der Materie beigetragen. Aus der Untersuchung der elastischen Elektron-Nukleon-Streuung konnten schon in den 50er Jahren die ersten Informationen über die Struktur der Nukleonen gewonnen werden [59]. Die Ergebnisse wurden ausgedrückt in „Formfaktoren“ für Proton und Neutron. Mit höheren Strahlenergien wurde es Ende der 60er Jahre dann möglich, im Bereich der „tiefinelastischen“ Elektron-Nukleon-Streuung [60] eine Skaleninvarianz der Strukturfunktionen von Proton und Neutron zu erkennen. Diese Beobachtung war ein entscheidender Hinweis auf punktförmige Konstituenten im Nukleon und hat zur Etablierung des Quark-Parton-Modells beigetragen [61].

Um in der Schwerpunktsenergie und damit in der räumlichen Auflösung einen weiteren Schritt zu machen, wurde mit HERA („Hadron-Elektron-Ring-Anlage“) der weltweit erste Elektron-Proton-Speicherring gebaut. In ihm werden Elektronen von 30 GeV Energie¹ mit Protonen von 820 GeV Energie zur Kollision gebracht. Um dieselbe Schwerpunktsenergie von 314 GeV mit einem ruhenden Protontarget zu erreichen, wäre eine Elektronstrahlenergie von 50 TeV nötig, was weit über dem derzeit technisch Erreichbaren liegt. Durch die hohe Schwerpunktsenergie und die asymmetrische Kinematik ist es möglich, in der tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuung in neue kinematische Bereiche bei großen Impulsüberträgen Q^2 und kleinen Impulsbruchteilen x vorzudringen, aber auch auf dem Gebiet der Photoproduktion profitiert man von der hohen Schwerpunktsenergie.

Im Jahr 1984 wurde mit dem Bau von HERA begonnen, der Ring wurde 1991 fertiggestellt und im Frühjahr 1992 konnten die ersten Kollisionen registriert werden. Der Elektron- und Protonring (Abbildung 2.1) haben einen Umfang von je 6.3 km und liegen in einem Tunnel, der zum Teil unterhalb des DESY-Geländes im Hamburger Stadtteil Bahrenfeld verläuft. Bei einem Krümmungsradius von 779 m ist für den Protonstrahl eine Ablenkmagnetstärke von 4.68 T nötig, die nur mit supraleitenden Dipolmagneten erreicht werden kann. Eine aufwendige Kühlanlage versorgt alle Dipolmagnete des Protonrings mit flüssigem Helium bei einer Temperatur von 4.4 K. Die Ablenkmagnete im Elektronring konnten normalleitend gebaut werden, denn hier wird nur eine Feldstärke von 0.165 T benötigt. Zur Erzeugung und Vorbeschleunigung der Teilchenstrahlen kann die bestehende Infrastruktur am DESY genutzt werden: Die Elektronen werden in

¹Im Jahr 1994 betrug die Energie der Elektronen abweichend vom Designwert nur 27.55 GeV

Parameter	[Einheit]	Design	1994
Umfang	[m]	6636	
Kollisionswinkel	[Grad]	0	
Kollisionsrate	[MHz]	10.4	
Magnetfeld im Elektronring	[T]	0.165	0.152
Magnetfeld im Protonring	[T]	4.68	
Energie der Elektronen	[GeV]	30	27.55
Energie der Protonen	[GeV]	820	
Schwerpunktsenergie	[GeV]	314	300
Zahl der Elektron-/Protonpakete		je 210	168/170
integrierte Luminosität pro Jahr	[pb ⁻¹]	100	6.2

Tabelle 2.1: Die wichtigsten Parameter des Speicherrings HERA. Die Werte für das Jahr 1994 sind in der rechten Spalte aufgeführt, sofern sie von den Designwerten abweichen.

den Ringen DESY II und PETRA II auf eine Energie von 12 GeV vorbeschleunigt, die Protonen in DESY III und PETRA II auf 40 GeV. Danach werden beide Strahlen in HERA eingeschleust und dort auf Nominalenergie gebracht. Die Teilchen in den Strahlen sind in Paketen („bunches“) von etwa 10^{10} Teilchen gebündelt, wobei der Abstand der Pakete so gewählt ist, daß sie sich an den Wechselwirkungspunkten alle 96 ns treffen. Das entspricht einer Kollisionsrate von 10.4 MHz und stellt hohe Anforderungen an die Schnelligkeit der Ausleseelektronik und des Triggers (siehe Kapitel 2.3). Die Strahlrohre sind auf etwa 1 bis $2 \cdot 10^{-9}$ hPa evakuiert, wobei das Restgas hauptsächlich aus hochionisiertem Wasserstoff und Kohlenmonoxid besteht. Reaktionen des Elektron- und Protonstrahls mit dem Restgas („Strahl-Gas-Ereignisse“) als auch mit der Wand der Strahlrohre („Strahl-Wand-Ereignisse“) bilden den Hauptuntergrund für die physikalisch interessanten Elektron-Proton-Reaktionen. Die wichtigsten Parameter des Speicherrings HERA sind in Tabelle 2.1 zusammengestellt, näheres zum Aufbau von HERA findet sich in [62] und [63].

Anfang des Jahres 1994 wurde der Betrieb des Elektronstrahls auf Positronen umgestellt, weil sich herausgestellt hatte, daß die Lebensdauer des Elektronstrahls deutlich kleiner war als erwartet. Der Grund dafür waren positiv geladene Partikel, die durch eine Fehlfunktion der Ionengetterpumpen in das Strahlrohr gelangten, vom Elektronstrahl angezogen wurden und so ein Hindernis bildeten. Mit Positronen tritt dieser Effekt nicht auf und die erwarteten Lebensdauern konnten 1994 erreicht werden. Damit konnte die integrierte Luminosität \mathcal{L}_{int} im Jahr 1994 im Vergleich zu den Vorjahren deutlich gesteigert werden, obwohl sie immer noch unter dem Designwert liegt. Die Luminosität \mathcal{L} ist eine wichtige Größe, um die Nachweisfähigkeit eines Streuexperimentes zu kennzeichnen, denn die Häufigkeit einer Reaktion ergibt sich aus dem Produkt des Wirkungsquerschnitts σ mit der Luminosität \mathcal{L} , so daß man insbesondere für die Analyse seltener Reaktionen eine möglichst hohe Luminosität anstreben muß. Da der Wechsel auf Positronen in der diffraktiven Photoproduktion keine nennenswerte Rolle spielt, wird im folgenden weiterhin „Elektron“ im Sinne eines Sammelbegriffs für Strahlneutronen oder -positron benutzt. Für weitere Informationen über den Strahlbetrieb im Jahr 1994 sei auf [64] verwiesen.

Für Experimente stehen in den geraden Abschnitten von HERA insgesamt vier unterirdische Hallen zur Verfügung. In zwei der Hallen werden der Elektron- und der Protonstrahl zur Kollision gebracht und die Reaktionen von Universaldetektoren (ZEUS in der Halle Süd und H1 in der Halle Nord) aufgezeichnet. Der parallele Betrieb zweier Universaldetektoren durch unabhängige

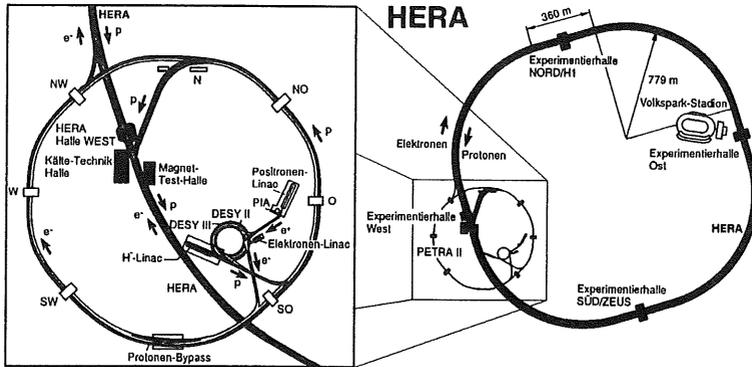


Abbildung 2.1: Skizze des Speicherrings HERA mit den Vorbeschleunigeranlagen

Arbeitsgruppen hat den Vorteil, daß Ergebnisse gegenseitig überprüft werden können.

Das dritte Experiment mit Namen HERMES befindet sich in der Halle Ost und dient zur Untersuchung der Spinstruktur von Proton und Neutron über die Messung der spinabhängigen Wirkungsquerschnitte in der tiefinelastischen Lepton-Nukleon-Streuung. Zu diesem Zweck wird ein polarisiertes Gastarget in den Elektronenstrahl gebracht, der seinerseits eine möglichst große longitudinale Polarisation haben sollte. Diese kann mit Hilfe von Spinrotatoren auf etwa 60% gebracht werden. Die ersten Ereignisse wurden 1995 mit einem polarisierten ^3He -Target aufgezeichnet. In der Halle West schließlich wird zur Zeit das Experiment HERA-B aufgebaut, das die CP-Verletzung in Systemen von Mesonen mit Bottom-Quarks untersuchen soll. Ein mehrkomponentiges Vorwärtsspektrometer beobachtet dazu die Wechselwirkung von Protonen im Halo des Protonstrahls mit einem Drahttarget. Eine kurze Zusammenfassung des Status von HERMES und HERA-B findet sich in [65].

2.2 Das H1-Experiment

Der H1-Detektor (Abbildung 2.2) ist nicht speziell für eine bestimmte Klasse von Elektron-Proton-Reaktionen ausgelegt, sondern als Universaldetektor konstruiert. Um diese Aufgabe zu erfüllen, sollte der Detektor den Viererimpuls möglichst aller geladenen und ungeladenen Teilchen messen können, die aus der Elektron-Proton-Wechselwirkung stammen. Dies wird erreicht mit einem Hybriddetektor, dessen unterschiedliche Komponenten sich beim Nachweis und der Impulsmessung ergänzen. Wichtig ist auch, daß ein möglichst großer Raumwinkelbereich um den Wechselwirkungspunkt abgedeckt wird, um die Verluste an Teilchen klein zu halten.

Durch die asymmetrische Kinematik bei HERA bewegt sich das Schwerpunktsystem der Reaktion in Flugrichtung der einlaufenden Protonen. Daher treten in dieser Richtung, die im folgenden

als Vorwärtsrichtung bezeichnet wird, im Mittel mehr Teilchen auf. Dem wird Rechnung getragen durch eine feinere Granularität des Detektors in Vorwärtsrichtung. In der transversalen Ebene ist der Detektor annähernd rotationssymmetrisch um die Strahlachse aufgebaut.

Das im folgenden verwendete Koordinatensystem ist der H1-Konvention folgend ein rechtshändiges kartesisches Koordinatensystem, dessen Ursprung im nominalen Wechselwirkungspunkt liegt. Die positive z -Achse zeigt entlang der Strahlröhre in Protonflugrichtung und die positive y -Achse senkrecht nach oben. Wegen der Rotationssymmetrie des Aufbaus ist es oft zweckmäßig, Polarkoordinaten einzuführen. Der Polarwinkel θ wird dabei von der positiven z -Achse aus gemessen und der Azimutalwinkel ϕ von der positiven x -Achse aus.

Die wichtigsten Parameter des H1-Detektors sind in Tabelle 2.2 zusammengefaßt. Im folgenden wird der Aufbau des H1-Detektors, so wie er in der Strahlperiode 1994 in Betrieb war, näher erläutert. Die eingerahmten Zahlen beziehen sich dabei auf die entsprechenden Bilderläuterungen im Übersichtsbild des H1-Detektors in Abbildung 2.2.

2.2.1 Spurkammern

Vom Wechselwirkungspunkt aus gesehen folgt nach der Strahlröhre [1] zuerst das Spurkammersystem des H1-Detektors (siehe Abbildung 2.3).

Die zwei zentralen Spurkammern [2] CJC1 und CJC2 sind Jetkammern², deren Drähte parallel zur Strahlachse gespannt sind. Sie können die Spuren geladener Teilchen in einem Polarwinkelbereich von maximal $10^\circ < \theta < 170^\circ$ registrieren. Aus der Krümmung der Spuren im Solenoidmagnetfeld kann der Transversalimpuls der Teilchen bestimmt werden. Aus der Position der angesprochenen Drähte und der gemessenen Driftzeit kann die Spur in der $r\phi$ -Ebene mit einer Auflösung von $170\mu\text{m}$ vermessen werden. Entlang der Drähte ist eine Ortsmessung nur über Ladungsteilung möglich, so daß die Auflösung in der z -Koordinate lediglich 22mm beträgt. Zusätzlich zur Ortsinformation kann der spezifische Energieverlust dE/dx von geladenen Teilchen auf etwa 10% genau bestimmt werden, so daß im Bereich kleiner Impulse bis etwa 1 GeV eine Teilchenidentifikation möglich ist.

Zur Verbesserung der Auflösung in der z -Koordinate dienen zwei flache Driftkammern („ z -Kammern“), deren Drähte senkrecht zur Strahlrichtung gespannt sind. Die CIZ³ liegt innerhalb der CJC1, die COZ⁴ innerhalb der CJC2. Mit einer Auflösung von $\sigma_z = 350\mu\text{m}$ verbessert sich die Spurrekonstruktion in Verbindung mit den zentralen Driftkammern deutlich.

Komplettiert wird das zentrale Spurkammersystem durch zwei dünne Vieldrahtproportionalkammern CIP⁵ und COP⁶. Da ihre Signalpulse mit etwa 20ns (FWHM) deutlich kürzer sind als die Kollisionsperiode von 96ns, können sie ein Spureereignis genau einer Kollision zuordnen und damit wichtige Informationen für die erste Stufe des Triggers liefern.

Da Teilchenspuren im Vorwärtsbereich von den zentralen Spurkammern nur unzureichend oder gar nicht rekonstruiert werden können, wurde ein spezielles Vorwärtsspurkammersystem [3] konstruiert, das den Polarwinkelbereich $7^\circ < \theta < 25^\circ$ überdeckt. Es besteht aus drei gleichartigen

²CJC = Central Jet Chamber

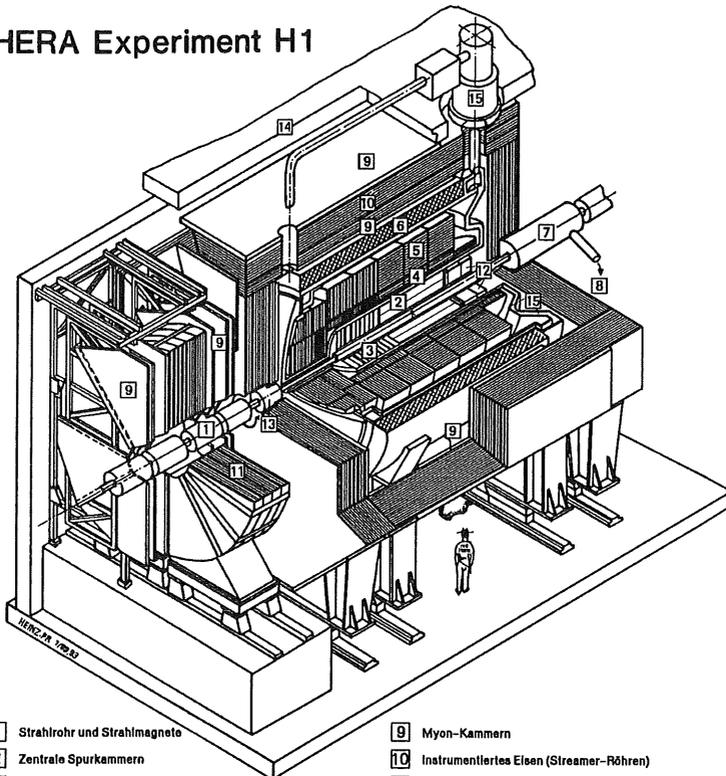
³CIZ = Central Inner Z-chamber

⁴COZ = Central Outer Z-chamber

⁵CIP = Central Inner Proportional Chamber

⁶COP = Central Outer Proportional Chamber

HERA Experiment H1



- | | |
|---|---|
| 1 Strahlrohr und Strahlmagnete | 9 Myon-Kammern |
| 2 Zentrale Spurkammern | 10 Instrumentiertes Eisen (Streamer-Röhren) |
| 3 Vorwärtspurkammern und Übergangstrahlungsmodule | 11 Myon-Toroid-Magnet |
| 4 Elektromagnetisches Kalorimeter (Blei) | 12 warmes elektromagnetisches Kalorimeter |
| 5 Hadronisches Kalorimeter (Edelstahl) | 13 Vorwärts-Kalorimeter |
| 6 Supraleitende Spule (1.2T) | 14 Betonabschirmung |
| 7 Kompensationsmagnet | 15 Flüssig-Argon-Kryoat |
| 8 Helium-Kälteanlage | |

Abbildung 2.2: Der H1-Detektor

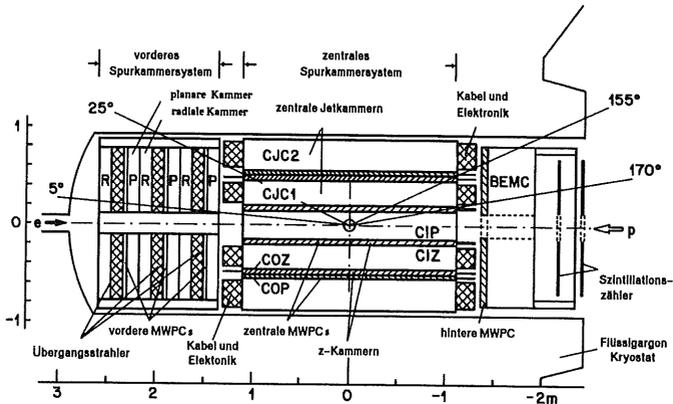


Abbildung 2.3: Das Spurkammersystem des H1-Detektors in Seitenansicht

zylindrischen „Supermodulen“, die hintereinander um die Strahlröhre installiert sind. Jedes Supermodul enthält drei Driftkammern mit planar gespannten Drähten, eine Vieldrahtproportional-kammer, ein passives Übergangsstrahlungsmodul und eine Driftkammer mit radial gespannten Drähten. Wie auch bei den zentralen Spurkammern liefern die Vieldrahtproportional-kammern schnelle Signale für die erste Stufe des Triggers. Mit Hilfe der Übergangsstrahlungsmodule, die jeweils aus 400 Lagen Polypropylenfolie bestehen, ist prinzipiell eine Unterscheidung zwischen Elektronen und Pionen möglich.

Im Rückwärtsbereich befindet sich eine weitere Vieldrahtproportional-kammer (BWPC⁷) direkt vor dem Rückwärtskalorimeter. Sie dient hauptsächlich dazu, gestreute Elektronen aus Ereignissen der tiefinelastischen Streuung, die man im Rückwärtskalorimeter identifiziert hat, genauer zu lokalisieren. Mit Hilfe von vier Lagen planar gespannter Drähte, die um je 45° gedreht sind, erreicht man im Bereich $155^\circ < \theta < 175^\circ$ eine Polarwinkelauflösung von $\sigma_\theta = 0.5\text{mrad}$, was in der Größenordnung der vorher stattfindenden Vielfachstreuung liegt.

Alle Spurkammern werden von speziell konstruierten Gassystemen versorgt, die die verschiedenen Gasmischungen bereitstellen, die Mischungsverhältnisse konstant halten, den Druck kontrollieren und bei Lecks warnen.

2.2.2 Kalorimetrie

Um das Spurkammersystem herum sind verschiedene Kalorimeter angeordnet, die dazu dienen, die Energie und den Auftreffort aller Teilchen aus der Elektron-Proton-Reaktion zu messen. Das Hauptkalorimeter (4) und (5) mit Flüssigargon als Detektormaterial deckt den Großteil des Polarwinkelbereichs ab ($4^\circ < \theta < 154^\circ$). Es wird ergänzt durch ein Rückwärtskalorimeter

⁷BWPC = Backward Proportional Chamber

[12] im Bereich $151^\circ < \theta < 176^\circ$ und ein kleineres Plugkalorimeter [13] im Vorwärtsbereich bei $0.7^\circ < \theta < 3.3^\circ$.

Das Flüssigargonkalorimeter

Das Hauptkalorimeter des H1-Detektors ist in Sampling-Bauweise konstruiert, das heißt Absorberschichten wechseln sich mit aktiven Lagen Detektormaterial ab, in diesem Fall flüssiges Argon. Teilchen und ihre Schauer ionisieren das flüssige Argon und die entstehenden Ionenpaare werden von Elektroden nach dem Prinzip der Ionisationskammer aufgesammelt. Die Anzahl der Ionenpaare ist proportional zur Energie des einfallenden Teilchens und da es sich um einen statistischen Vorgang handelt, tritt in der Energieauflösung ein Term proportional zu \sqrt{E} auf. Für den relativen Fehler in der Energie σ_E/E bedeutet das einen Term proportional zu $1/\sqrt{E}$, der zusätzlich zu einem energieunabhängigen Beitrag auftritt. Der Ort kann durch die Segmentierung der Ausleseelektroden bestimmt werden; so gibt es für das Flüssigargonkalorimeter insgesamt 44352 Auslesekanäle.

Für die Wahl eines Sampling-Kalorimeters mit flüssigem Argon als Detektormaterial spricht die einfache Kalibration und hohe Langzeit-Stabilität, die gute Homogenität und die feine Granularität, die erreicht werden kann. Im Gegensatz zum Urankalorimeter des ZEUS-Detektors ist das Flüssigargonkalorimeter von H1 allerdings nicht kompensierend, das heißt Hadronen hinterlassen etwa 30% weniger Ladung als Elektronen derselben Energie. Da sich diese beiden Teilchensorten aber deutlich in ihren Schauerprofilen unterscheiden, ist eine nachträgliche Gewichtung der Signale in der Analysesoftware möglich. Diese Methode setzt natürlich voraus, daß die Granularität des Kalorimeters fein genug ist, um die Unterschiede im Schauerprofil messen zu können.

Das Kalorimeter ist, um es besser mechanisch handhaben zu können, in acht Räder aufgeteilt, die ihrerseits in Oktanten gegliedert sind. Durch das Strukturmaterial entstehen um die Oktanten herum schmale inaktive Bereiche (sogenannte z - und Φ -„Cracks“), deren Einfluß auf die Energiemessung aber korrigiert werden kann.

Die Orientierung der Absorberplatten in den Rädern ist immer so gewählt, daß Teilchen vom nominalen Wechselwirkungspunkt mit einem Winkel von mehr als 45° einfallen, das heißt, die Platten sind im Zentralbereich parallel und im Vorwärtsbereich senkrecht zum Strahl ausgerichtet. Vom Wechselwirkungspunkt aus gesehen liegt zuerst der elektromagnetische Teil (20 bis 30 Strahlungslängen je nach Polarwinkel) mit 2.4 mm dicken Bleiplatten und 2.35 mm großen Flüssigargon-Spalten. Im hadronischen Teil wurde Stahl in 19 mm dicken Platten als Absorbermaterial gewählt, um die notwendige Stabilität und mechanische Toleranz unter der Last des eigenen Gewichts einzuhalten. Die Materialdichte beträgt je nach Polarwinkel zwischen 5 und 7 hadronischen Wechselwirkungslängen.

Einzelne Module wurden in e^- , π und μ Teststrahlen am CERN kalibriert, außerdem ist es möglich, das Kalorimeter während des Betriebs mit Elektronen aus kosmischen Myonen zu kalibrieren sowie über die Transversalimpulsbilanz in Ereignissen der tiefinelastischen Streuung.

Das ganze Kalorimeter befindet sich in einem Kryostaten [15], der in Rückwärtsrichtung aber noch genug Platz läßt, um die zentralen Spurkammern herausfahren zu können, ohne das Kalorimeter aufwärmen zu müssen (was mehrere Wochen dauert). Die Reinheit der insgesamt 53 m^3 Argon wird von zehn Sensoren überwacht, die aus einer kleinen Ionisationskammer und einem radioaktiven Wismut-Präparat aufgebaut sind. Aus der Messung des Energiespektrums der Zerfallsprodukte folgt, daß das Verhältnis von deponierter Energie und gesammelter Ladung

während der Strahlzeit 1994 nur sehr langsam mit 0.8% pro Jahr abgenommen hat. Weiterführende Informationen zum Flüssigargonkalorimeter finden sich in [67, 68].

Das Rückwärtskalorimeter

Anschließend an das Flüssigargonkalorimeter liegt im Rückwärtsbereich außerhalb des Kryostaten das Rückwärtskalorimeter. Es ist primär konstruiert worden als elektromagnetisches Kalorimeter zur Energiemessung des gestreuten Elektrons aus der tiefinelastischen Streuung. Der Aufbau besteht aus 88 Modulen, in denen abwechselnd Bleiplatten und Plastikszintillatoren angebracht sind. Die Szintillatorsignale werden über Wellenlängenschieber am Rand der Module zu Photodioden geführt. Hadronen deponieren wegen der geringen Dicke des Rückwärtskalorimeters (0.97 hadronische Wechselwirkungslängen) typischerweise nur etwa 45% ihrer Energie. Dieser Umstand führte dazu, daß ein verbessertes Kalorimeter (siehe Kapitel 2.2.9) entworfen wurde, das seit 1995 das Rückwärtskalorimeter ersetzt. Die Energieauflösung liegt für Elektronen bei $10\%/\sqrt{E/1\text{GeV}}$ mit einem energieunabhängigen Term von 1% und für Hadronen bei ungefähr $80\%/\sqrt{E/1\text{GeV}}$.

Das Plugkalorimeter

Im Vorwärtsbereich schließt das Plugkalorimeter die Lücke zwischen dem Flüssigargonkalorimeter und der Strahlröhre. Es liegt in einer zylindrischen Bohrung innerhalb des instrumentierten Eisens und besteht aus 9 Kupferabsorberplatten, zwischen denen sich 8 Module mit Silizium-Detektorlagen von 0.4 mm Dicke befinden. Das Plugkalorimeter kann zusammen mit anderen Vorwärtsdetektoren zur Selektion diffraktiver Ereignisse benutzt werden (siehe Kapitel 3.2).

2.2.3 Magnetspule

Die supraleitende Magnetspule [6] erzeugt ein Solenoidfeld von 1.15 T, durch das Spuren geladener Teilchen im Spurkammersystem gekrümmt werden und so eine Impulsmessung möglich ist. Sie liegt außerhalb des Flüssigargonkalorimeters, weil dadurch das Feld im Spurkammersystem homogener ist und sich außerdem weniger „totes“ Material vor dem Kalorimeter befindet. Damit liegt auch die Nachweisschwelle für niederenergetische Teilchen niedriger und die Zuordnung von geladenen Spuren zu Kalorimereinträgen wird durch die geringere Vielfachstreuung besser.

2.2.4 Instrumentiertes Eisen

Das Eisenjoch [10] des H1-Detektors dient nicht nur dazu, den magnetischen Fluß der Hauptspule zurückzuführen, sondern dient auch dem Nachweis von Myonen und Resten von Teilchenschauern, die über das Kalorimeter hinausgehen. Zu diesem Zweck wurde das Eisenjoch segmentiert in 10 Stahlplatten von 7.5cm Dicke und die Lücken zwischen den Platten mit Lagen von Streamerröhren gefüllt. Es befinden sich jeweils 3 Lagen vor und hinter dem instrumentierten Eisen, eine Doppellage nach der 4. Stahlplatte und weitere 8 Einzellagen in den restlichen Lücken. Die Streamerröhren werden digital ausgelesen, wobei in 11 der 16 Lagen zusätzlich noch Influenzelektroden angebracht sind, die analog ausgelesen werden und eine grobe Energiemessung erlauben. Diese Elemente des instrumentierten Eisens bilden den sogenannten „Tailcatcher“, der

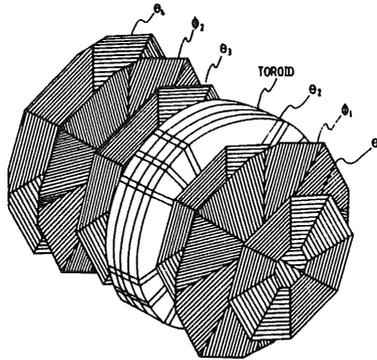


Abbildung 2.4: Das Vorwärtsmyonsystem des H1-Detektors in einer perspektivischen Ansicht (aus [66]). Die Strahlachse verläuft im Bild von rechts unten nach links oben, d.h. vom Wechselwirkungspunkt aus gesehen befinden sich drei Lagen Driftkammern (θ_1, ϕ_1 und θ_2) vor dem Toroidmagneten und drei weitere Lagen Driftkammern (θ_3, ϕ_2 und θ_4) dahinter.

die Kalorimetrie ergänzt, indem er die restliche Energie von Teilchenschauern mißt, die aus dem Hauptkalorimeter herauslecken. Die Energiemessung wurde in Teststrahlen am CERN und über kosmische Myonen kalibriert.

2.2.5 Vorwärtsmyonsystem

Zusätzlich zum Myonnachweis im instrumentierten Eisen wurde speziell zur Impulsmessung hochenergetischer Myonen im Vorwärtsbereich ($3^\circ \leq \theta \leq 17^\circ$) eine eigene Detektorkomponente entworfen. Das sogenannte Vorwärtsmyonsystem (Abbildung 2.4) besteht aus drei Doppellagen Driftkammern, einem 1.2m dicken Toroidmagneten und weiteren drei Doppellagen Driftkammern. Mit dieser Anordnung können Myonimpulse zwischen 5 GeV und 200 GeV anhand der Spurkrümmung gemessen werden, wobei die relative Auflösung von 24% bei 5 GeV auf 36% bei 200 GeV zurückgeht [69]. Die untere Grenze von 5 GeV ergibt sich aus dem Mindestimpuls, den ein Myon haben muß, um das vor dem Vorwärtsmyonsystem liegende Material (vom Wechselwirkungspunkt aus gesehen) zu durchqueren. Oberhalb eines Myonimpulses von etwa 200 GeV wird die Spurkrümmung im Feld des Toroidmagneten so klein, daß mit der begrenzten Ortsauflösung der Driftkammern das Ladungsvorzeichen nicht mehr sicher bestimmt werden kann.

Für die Analyse diffraktiver Ereignisse in der Photoproduktion hat das Vorwärtsmyonsystem eine weitere wichtige Bedeutung. Es kann sehr effektiv benutzt werden als Veto gegen Standardereignisse in der Photoproduktion (siehe Kapitel 3.2). Dazu sucht man nach Trefferpaaren, d.h. zwei zusammengehörigen Treffern in den Doppellagen, die auf den Durchgang eines Teilchen schließen lassen, das entweder direkt aus dem Protonrest stammt oder aus Sekundärwechselwirkungen des Protonrests im Strahlrohr [27].

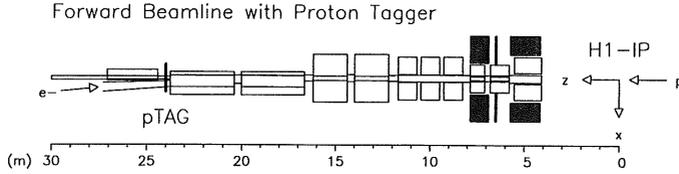


Abbildung 2.5: Die Lage des Proton-Remnant-Taggers. Der nominelle Wechselwirkungspunkt („H1-IP“) befindet sich im Koordinatenursprung rechts im Bild, der Proton-Remnant-Tagger („pTAG“) ist links im Bild bei $z = 24\text{m}$ zu sehen.

2.2.6 Proton-Remnant-Tagger

Zur besseren Trennung von diffraktiven und nicht-diffraktiven Prozessen wurde in Vorwärtsrichtung bei $z = 24\text{m}$ um die Strahlröhre der Proton-Remnant-Tagger (Abbildung 2.5) als weitere Detektorkomponente installiert. Er dient dazu, Protonfragmente und sekundäre Teilchen nachzuweisen, die durch das Aufschauern des Protonrests in der Strahlröhre und den Ablenkmagneten entstehen. Der Aufbau besteht aus sieben festinstallierten Paaren von Plastikszintillatoren, die mit einem Bleimantel gegen Synchrotronstrahlung geschützt sind und über Photomultiplier ausgelesen werden. Die beiden Szintillatoren jedes Paares sind über Diskriminatoren in Koinzidenz geschaltet und liefern jeweils die Information, ob ein Treffer vorliegt oder nicht. Eine detaillierte Beschreibung des Proton-Remnant-Taggers ist in [70] zu finden.

Im Jahr 1994 wurde zusätzlich ein Vorwärts-Proton-Spektrometer installiert, um Protonen, die unter kleinen Winkeln gestreut werden, direkt nachzuweisen und ihre Impulse zu messen. Während der Strahlzeit 1994 war dieses Spektrometer allerdings noch nicht voll betriebsbereit.

2.2.7 Luminositätssystem

Die Messung der Luminosität am Wechselwirkungspunkt geschieht mit Hilfe von Bethe-Heitler-Prozessen ($ep \rightarrow ep\gamma$), deren Wirkungsquerschnitt sich relativ präzise theoretisch berechnen läßt. Den Hauptuntergrund bilden Bremsstrahlungsprozesse an Atomen des Restgases ($eA \rightarrow eA\gamma$). Ihr Anteil kann statistisch abgezogen werden, wenn man die Ereignisrate für Elektronpakete ohne Protonpartnerpaket getrennt mißt. Da die typischen Streuwinkel in der Größenordnung von $\mathcal{O}(m/E) \approx 17\mu\text{rad}$ liegen, müssen sich die Detektoren für das Elektron und das Photon nahe am Strahl befinden (siehe Abbildung 2.6). Die gestreuten Elektronen werden von den Strahlmagneten aus der Sollbahn abgelenkt, verlassen die Strahlröhre durch ein Austrittsfenster und treffen bei $z = -33.4\text{m}$ auf den Elektrontagger (ET). Die Photonen gelangen durch ein zweites Austrittsfenster auf den Photodetektor (PD) bei $z = -102.9\text{m}$. Beide Detektoren sind Kristallkalorimeter, deren Module einzeln von Photomultipliern ausgelesen werden. Vor dem Elektrontagger befindet sich zusätzlich ein Bleischild ($2X_0$) und ein Cherenkov-Zähler ($1X_0$), die ihn vor der Synchrotronstrahlung schützen. Der Cherenkov-Zähler kann als Veto benutzt werden gegen Photonen, die im Bleischild oder im Zähler aufschauern. Für die Luminositätsmessung

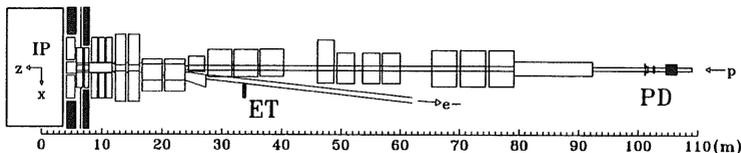


Abbildung 2.6: Das Luminositätssystem mit dem Elektrontragger („ET“) und dem Photodetektor („PD“).

werden Elektrontragger und Photodetektor in Koinzidenz betrieben, wobei über die Bedingung $E(ET) + E(PD) = E(e^- \text{ Strahl})$ eine laufende Energiekalibration auf besser als 1% möglich ist.

Das Luminositätssystem läßt sich auch dazu benutzen, Photoproduktionsereignisse über den Nachweis des gestreuten Elektrons zu identifizieren. Dabei wird der Photodetektor als Veto verwendet. Näheres zum Akzeptanzbereich und der Selektion von Photoproduktionsereignissen findet sich in Kapitel 3.1.

2.2.8 Flugzeitsystem und Vetowand

Um den Untergrund an Strahl-Gas- und Strahl-Wand-Ereignissen schon auf Triggerebene wirkungsvoll zu unterdrücken, macht man sich zu Nutze, daß diese Ereignisse eine andere Zeitstruktur haben als Elektron-Proton-Kollisionen. Das Flugzeitsystem und die Vetowand, zwei Szintillatorwände, die mit Photomultipliern ausgelesen werden, können den Durchgang von Teilchen mit der dafür nötigen Zeitpräzision messen.

2.2.9 Erweiterungen des H1-Detektors

Um im Rückwärtsbereich ein Kalorimeter mit besserer Nachweiswahrscheinlichkeit für Hadronen und feinerer Granularität zu haben, wurde ein neues Samplingkalorimeter mit elektromagnetischer und hadronischer Komponente entworfen [71, 72]. Wegen des Aufbaus aus vielen Bündeln dünner Szintillatorfasern in einem Bleiabsorber wird es als „Spaghetti-Kalorimeter“ bezeichnet. Ende 1994 wurde das Spaghetti-Kalorimeter anstelle des Rückwärtskalorimeters eingebaut. Dabei wurde gleichzeitig die Rückwärtsproportionalzählkammer durch eine verbesserte Driftkammer (BDC⁸) ersetzt.

Zur Identifizierung sekundärer Vertices aus Zerfällen schwerer Quarks wurden Ende 1994 direkt um die Strahlröhre im Bereich des nominellen Wechselwirkungspunktes und im rückwärtigen Bereich zwei Silizium-Streifendetektoren (CST⁹ und BST¹⁰) angebracht, die allerdings 1995 noch nicht voll instrumentiert waren.

Seit Anfang 1996 ist außerdem ein Vorwärts-Neutron-Kalorimeter (FNC¹¹) in Betrieb, das sich direkt an der Strahlröhre bei $z = 107\text{m}$ befindet.

⁸BDC = Backward Drift Chamber

⁹CST = Central Silicon Tracker

¹⁰BST = Backward Silicon Tracker

¹¹FNC = Forward Neutron Calorimeter

2.3 Datennahme und -analyse

Es kommt zwar nicht in jeder Kollisionsperiode zu einer sichtbaren Reaktion im Detektor („Ereignis“), dennoch beträgt die Ereignisrate einige hundert kHz. Ein Teil davon ist störender Untergrund durch Strahl-Gas- und Strahl-Wand-Reaktionen sowie durch Synchrotronstrahlung. Um die physikalisch interessanten Elektron-Proton-Reaktionen aus diesem Untergrund herauszufiltern und die Ereignisrate soweit zu reduzieren, daß die Daten von den Bandgeräten aufgezeichnet werden können, benutzt man einen Trigger. Wegen der kurzen Kollisionsperiode von 96ns treten dabei vor allem zwei Probleme auf: Selbst mit schneller Elektronik im Trigger dauert es länger als eine Kollisionsperiode, um eingehende Signale zu verarbeiten. Außerdem brauchen viele Detektorkomponenten, wie zum Beispiel die Driftkammern, deutlich länger als eine Kollisionsperiode, um ihre Signale zu liefern. Zur Abhilfe werden die Signale in sogenannten Pipelines zwischengespeichert. Die Pipelines sind je nach Detektorkomponente als analoge Verzögerungsglieder oder als digitale Ringspeicher realisiert. Der H1-Trigger ist arbeitet in Stufen, wobei jede Stufe die von ihr akzeptierten Ereignisse an die nächsthöhere Stufe weitergibt. Insgesamt sind 4 Stufen („Level“) vorgesehen, wobei für die Datennahme in der Strahlperiode 1994 allerdings nur die Stufen 1 und 4 aktiv waren.

Level 1: In der ersten Stufe arbeitet ein Hardwaretrigger, der nur einige sehr schnelle Detektorsignale auswertet und 24 Kollisionsperioden für eine Entscheidung benötigt. Damit liegt auch die Mindestgröße der Pipelines fest. Die maximal 128 Ja-Nein-Signale, die aus schnellen Detektorkomponenten abgeleitet werden, heißen Triggerelemente. Sie werden über logische Verknüpfungen zu Subtriggern zusammengefaßt. Sobald einer der Subtrigger anspricht, werden die Pipelines angehalten und die Detektorinformation des entsprechenden Ereignisses komplett ausgelesen.

Level 2: Die zweite Stufe ist als Hardwaretrigger geplant, der innerhalb von $20\mu\text{s}$ eine Entscheidung treffen soll. Im Jahr 1994 war diese Stufe noch nicht implementiert, zur Zeit werden zwei unterschiedliche Methoden getestet: ein topologischer Trigger und ein Trigger auf der Basis eines neuronalen Netzes.

Level 3: Die dritte Stufe ist als schneller Softwaretrigger geplant, dem etwa $100\mu\text{s}$ für seine Entscheidung zur Verfügung stehen sollen. Bis jetzt ist diese Stufe noch nicht implementiert.

Level 4: In der vierten Stufe werden die Ereignisse auf einer Reihe von parallel arbeitenden RISC Prozessoren („filter farm“) teilweise rekonstruiert, so daß weiterführende physikalische Größen des Ereignisses für eine Entscheidung zur Verfügung stehen. Diese Größen werden gleichzeitig in Kontrollhistogramme gefüllt und helfen der Detektormannschaft, die Qualität der Daten online zu überwachen. Zur Zeitersparnis läuft eine abgewandelte Version des Rekonstruktionsprogramms H1REC, die abbricht, sobald eine Entscheidung über das Ereignis erreicht ist. Die vierte Stufe kann auf diese Weise etwa 50 Ereignisse pro Sekunde bewerten.

Alle Ereignisse, die von der vierten Triggerstufe akzeptiert werden, werden als Rohdaten auf Magnetbänder geschrieben. Dabei ist die Rate bei einer durchschnittlichen Größe der Ereignisse von 100 bis 200 KByte auf 5 bis 10 Hz begrenzt.

Im ersten Schritt der Offline-Analyse werden die Rohdaten mit dem Rekonstruktionsprogramm HIREC vollständig rekonstruiert. Einzelne Treffer in den Spurkammern werden zu Spuren zusammengesetzt und eine Helix an den Verlauf angepaßt, aus deren Parametern der Impuls des Teilchen bestimmt wird. Die Einträge in den Kalorimeterzellen werden über Kalibrationskonstanten in Energien umgerechnet und nach einer Rauschunterdrückung zu Clustern zusammengefaßt. Danach wird anhand verschiedener physikalischer Kriterien entschieden, ob das Ereignis einer oder mehreren Klassen zugeordnet werden kann, wobei jede Klasse Kandidaten für eine spezielle Art von Reaktionen enthält. Die Daten der klassifizierten Ereignisse werden komprimiert und als DST-Daten („Data Summary Tapes“) auf Festplatten gespeichert. Dort stehen sie für die weiteren Analysen zur Verfügung. Da Ereignisse, die in keine der Klassen fallen, nicht in die DST-Daten gelangen, wird die Ereignisklassifikation auch als Level 5 des Triggers bezeichnet.

Bei den anschließenden physikalischen Analysen hilft ein Programmpaket namens HIPHAN, das unter anderem Jetalgorithmen und Routinen zur Manipulation und Lorentztransformation von Vierervektoren bereitstellt.

Kalorimetrie		
Hauptkalorimeter: Flüssigargon (LAr)	Elektromagnetischer Teil	Hadronischer Teil
Granularität	10 bis 100 cm ²	50 bis 2000 cm ²
Tiefe (Zahl der Kanäle)	20 bis 30 X ₀ (30784)	4.7 bis 7 λ _{abs} (13568)
Auflösung σ(E _{c,h})/E _{c,h}	≈ 11%/√E _c ⊕ 1%	≈ 50%/√E _h ⊕ 2%
LAr Reinheit	≤ 0.2% über ein Jahr	
Stabilität der elektronischen Kalibration	≤ 0.2% über einen Monat	
Rauschen je Kanal	10 bis 30 MeV	
Winkelüberdeckung – Tote Kanäle	4° < θ < 154° < 0.3%	
Rückwärtskalorimeter: Pb-Szintillator		
Winkelüberdeckung – Granularität	151° < θ < 176°	16 × 16 cm ²
Tiefe – Auflösung σ(E _c)/E _c	21.7 X ₀ (1 λ _{abs})	10%/√E _c ⊕ 1.7%
„Tailcatcher“ Eisen-Streamer-Röhre		
Winkelüberdeckung	4° < θ < 176°	
Tiefe – Auflösung σ(E _h)/E _h	4.5 λ _{abs}	100%/√E _h
Plugkalorimeter: Cu-Si		
Winkelüberdeckung – Granularität	0.7° < θ < 3.3°	5 × 5 cm ²
Tiefe – Auflösung σ(E _h)/E _h	4.25 λ _{abs} (44.6 X ₀)	≈ 150%/√E _h
Elektronntagger: TI(Cl/Br)	ET, Luminositätsdetektor	
Winkelüberdeckung – Granularität	θ > 179.7°	2.2 × 2.2 cm ²
Tiefe – Auflösung σ(E _c)/E _c	25 X ₀	≈ 10%/√E _c ⊕ 1%
Photodetektor: TI(Cl/Br)	PD, Luminositätsdetektor	
Winkelüberdeckung – Granularität	θ > 179.97°	2 × 2 cm ²
Tiefe – Auflösung σ(E _c)/E _c	25 X ₀	≈ 10%/√E _c ⊕ 1%
Spurkammern		
Spule: Radius – Feld	3m – B = 1.15T	ΔB/B ≤ 2%
Zentrale Spurkammern		
Winkel – radiale Überdeckung	25° < θ < 155°	150 < r < 850mm
Jet-Kammer: räumliche Auflösung	σ _{r,φ} = 170μm	σ _z = 22mm
z-Kammer: räumliche Auflösung	σ _{r,φ} = 25 und 58mm	σ _z ≈ 350μm
Impuls – dE/dx Auflösung	σ _p /p ² < 0.01GeV ⁻¹	σ(dE)/dE = 10%
Vorwärts(V)/Rückwärts(R)-Spurkammern		
Winkel – radiale Überdeckung (V)	7° < θ < 25°	120mm < r < 800mm
räumliche Auflösung (V)	σ _{r,φ} = 170μm (σ _r = 29mm)	σ _{z,y} = 210μm
Winkelüberdeckung – Auflösung (R)	155° < θ < 175°	σ _{z,y} = 1mm
Trigger-Proportionalkammern		
Winkelüberdeckung – Kanäle	7° < θ < 175°	3936
Myonnachweis		
Instrumentiertes Eisen		
Winkelüberdeckung – Gesamtfläche	4° < θ < 171°	4000 m ²
Zahl der Kanäle	Drähte: 103700, Streifen: 28700, „Pads“: 4000	
räumliche Auflösung	σ _{Dracht} = 3 – 4mm	σ _{Streifen} = 10 – 15mm
Winkel – Impulsauflösung Zentrum	σ _θ (σ _φ) = 15(10)mrad	σ _p /p ≈ 0.35
Vorwärtsmyonsystem		
Winkelüberdeckung – Auflösung	3° < θ < 17°	0.25 < σ _p /p < 0.32
Abmessungen über alles (x,y,z)	12 × 15 × 10 m ³	
Gesamtmasse	2800t	

Tabelle 2.2: Zusammenfassung der Parameter des H1-Detektors. Aus [66]

Kapitel 3

Selektion der verwendeten Ereignisse

3.1 Selektion von Ereignissen der Photoproduktion

Die vorliegende Analyse beruht auf den vom H1-Detektor im Jahr 1994 aufgezeichneten Daten von e^+p -Kollisionen, bei denen der Wechselwirkungspunkt auf die nominelle Lage in z -Richtung eingestellt war.

Zur Triggerung von Photoproduktionsereignissen wurde ein spezieller Subtrigger ausgewählt, der im wesentlichen eine Energiedeposition von mindestens 4 GeV im Elektrotagger, ein Vertexsignal aus den Spurkammern und ein Treffermuster einer negativen Spur verlangt (Subtrigger Nummer 83). Weiteres zum verwendeten Subtrigger und seiner Effizienz findet sich in Kapitel 5.4. Für die Analyse wird auf die Ereignisklasse 19 zurückgegriffen, in die alle Kandidaten für Photoproduktionsereignisse mit einem Eintrag im Elektrotagger eingeordnet sind („minimum bias etag“).

Mit einer Vorauswahl werden zunächst die Ereignisse aus den Daten der Strahlperiode 1994 aussortiert, die nicht auswertbar oder von schlechter Qualität sind:

- Die Hochspannung für alle relevanten Detektorkomponenten (Spurkammern, Kalorimeter, Elektrotagger) muß eingeschaltet sein und die Komponenten müssen sich in der Auslese befinden.
- Es werden nur Runs verwendet, deren Qualität in bezug auf Untergrundbedingungen und Detektorstatus als „good“ oder „medium“ eingestuft wurde.
- Ereignisse, in denen „kohärentes“ Rauschen im Flüssigargonkalorimeter Energiedepositionen vortäuscht, werden verworfen. Dieser Effekt, der auf elektronisches Rauschen und Übersprechen zwischen den Signalleitungen zurückzuführen ist, kann durch eine spezielle Routine (*qnoise*) erkannt werden.
- Es muß einen rekonstruierten Spurvertex im Ereignis geben, dessen z -Koordinate nicht mehr als 3 Standardabweichungen vom Mittelwert abweicht. Dieser Schnitt wirkt gegen Untergrund aus Strahl-Gas-Reaktionen. Außerdem werden Ereignisse unterdrückt, die von Satellitenpaketen des Protonstrahls stammen (siehe Kapitel 5.3). Aus der Anpassung einer Gaußkurve an die Verteilung der z -Koordinate des Spurvertex ergibt sich eine Standardabweichung von $\sigma_z \simeq 12\text{cm}$ bei einem Mittelwert von $\bar{z} \simeq 3\text{cm}$. Damit lautet die Bedingung für die z -Koordinate des Spurvertex: $|z_{\text{Vertex}} - \bar{z}| < 36\text{cm}$.

Die so vorselektierten Daten sind die Grundlage für alle weiteren Analysen. Sie entsprechen einer integrierten Luminosität von $(2.239 \pm 0.033)\text{pb}^{-1}$. Näheres zur Bestimmung der integrierten Luminosität findet sich in Kapitel 5.3.

Die eigentliche Selektion der Photoproduktionsereignisse beruht auf dem Nachweis des gestreuten Elektrons und geschieht auf Analyseebene mit Hilfe der Information aus dem Elektrontrigger und dem Photodetektor:

- Um im Bereich ausreichender Akzeptanz zu bleiben, wird wie in [14] und [56] verlangt, daß der Energieanteil $y = 1 - E_{e'}/E_e$ des abgestrahlten Photons zwischen 0.25 und 0.7 liegt. Umgerechnet auf die gemessene Energie des gestreuten Elektrons im Elektrontrigger wählt der Schnitt in y einen Bereich von $8.3 \text{ GeV} < E_{e'} < 20.7 \text{ GeV}$ aus.
- Da die Genauigkeit der Energierekonstruktion am Rand des Elektrontriggers stark nachläßt, werden Ereignisse nur dann akzeptiert, wenn der rekonstruierte Auftreffpunkt in x -Richtung innerhalb von $|x_{\text{ET}}| < 6.5\text{cm}$ liegt (siehe [73]).
- Ein Schnitt auf die Energie im Photodetektor von $E_{\text{PD}} < 2 \text{ GeV}$ unterdrückt Bethe-Heitler-Prozesse ($ep \rightarrow ep\gamma$), die zur Luminositätsmessung benutzt werden.

Unter den Photoproduktionskandidaten, die mit den bisher genannten Schnitten selektiert werden, befinden sich noch einige Ereignisse mit einer tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuung, bei denen durch eine parallel stattfindende Photoproduktionsreaktion ein gestreutes Elektron im Elektrontrigger zu sehen ist. Diese Art von Untergrund läßt sich daran erkennen, daß die Impulsbilanz in z -Richtung, summiert über den hadronischen Endzustand X ,

$$\sum_X (E - p_z) + 2E_{e'} = 2E_e \quad (3.1)$$

gestört ist, weil das gestreute Elektron des tiefinelastischen Prozesses zusätzlich in die Summe auf der linken Seite der Gleichung eingeht und sie vergrößert. Gleichung (3.1) ist äquivalent zu

$$\frac{\sum_X (E - p_z)}{2E_e} = 1 - \frac{E_{e'}}{E_e} \quad (3.2)$$

wobei die linke Seite genau dem Ausdruck für das nach der Methode von Jacquet und Blondel rekonstruierte y entspricht, während die rechte Seite gleich dem y aus der Information des Elektrontrigger ist. Fordert man die Gültigkeit der Impulsbilanz (Gleichung 3.1), um tiefinelastische Reaktionen auszuschließen, dann entspricht das der Bedingung $y_{\text{JB}} = y_{\text{etag}}$. Da bei einem überlagerten tiefinelastischen Prozeß y_{JB} deutlich größer als y_{etag} ist, reicht ein einfacher Schnitt von $y_{\text{JB}} < 1.0$ aus, um diesen Untergrund zu unterdrücken. Abbildung 3.1 zeigt die Verteilung der Differenz $\Delta y = y_{\text{JB}} - y_{\text{etag}}$ für die selektierten Photoproduktionsereignisse, wobei zusätzlich zwei Jets im Endzustand verlangt wurden. Man erkennt, daß der geringe Untergrund an überlagerten tiefinelastischen Prozessen, der sich als erhöhte Flanke bei großen $\Delta y \gtrsim 0.6$ zeigt, durch einen Schnitt von $y_{\text{JB}} < 1.0$ wirkungsvoll unterdrückt werden kann.

3.2 Selektion diffraktiver Ereignisse

Die beste Methode, diffraktive Ereignisse zu identifizieren, wäre der Nachweis des unter sehr kleinem Winkel gestreuten Protons in Vorwärtsrichtung. Damit ließe sich sowohl der Impulsbruchteil des gestreuten Protons ($1 - x_{\text{P}}$) als auch der Impulsübertrag t direkt messen. Das

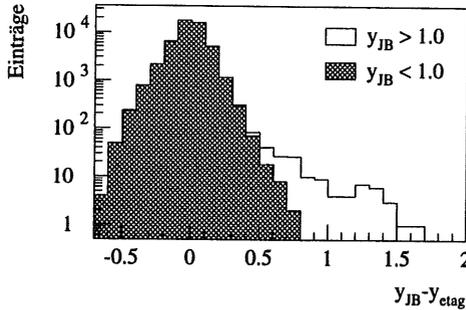


Abbildung 3.1: Verteilung der Differenz $y_{JB} - y_{etag}$ für Photoproduktionsereignisse mit zwei Jets im Endzustand. Die grau hinterlegte Fläche zeigt den Anteil der Ereignisse, die nach einem Schnitt von $y_{JB} < 1.0$ übrigbleiben.

zu diesem Zweck konstruierte Vorwärts-Proton-Spektrometer wurde allerdings erst 1994 um die Strahlröhre installiert und war während der Strahlperiode 1994 noch nicht voll betriebsbereit.

Alternativ kann man ausnutzen, daß in diffraktiven Ereignissen eine große Lücke in der Rapidität zwischen dem gestreuten Proton und dem hadronischen Endzustand auftritt (siehe Abbildung 3.2). Man kann daraus sogar eine Definition für diffraktive Prozesse formulieren [74]:

A diffractive process occurs if and only if there is a large rapidity gap in the produced-particle phase space which is not exponentially suppressed.

Ein vergleichbares, aber experimentell besser zugängliches Maß für die Größe der Rapiditätslücke ist die Pseudorapidität des am weitesten in Vorwärtsrichtung nachgewiesenen Teilchens im Detektor. In H1-Analysen definiert man üblicherweise die Größe η_{max} als die maximale Pseudorapidität eines Clusters im Flüssigargonkalorimeter mit einer Energie von mehr als 400 MeV. In Ereignissen der normalen Photoproduktion treten Teilchen bis zur vorderen Grenze des Flüssigargonkalorimeters bei $\eta = 3.65$ auf, so daß man in der η_{max} -Verteilung eine deutliches Maximum in diesem Bereich erwartet. Diffraktive Ereignisse haben dagegen im Mittel ein kleineres η_{max} wegen des fehlenden Farbflusses in Vorwärtsrichtung, der sich in einer Rapiditätslücke äußert. In der Verteilung von η_{max} für alle Photoproduktionsereignisse (Abbildung 3.3) erkennt man genau diese beiden Komponenten: ein scharfes Maximum bei $\eta_{max} \approx 3.4$ durch nicht-diffraktive Photoproduktion und eine annähernd konstante Flanke zu kleineren η_{max} hin durch diffraktive Ereignisse. In älteren Analysen wurde ein Schnitt allein auf die Größe η_{max} benutzt, um diffraktive Ereignisse zu selektieren. Damit der Untergrund durch nicht-diffraktive Prozesse akzeptabel bleibt, muß die Grenze auf $\eta_{max} \approx 1.8$ gelegt werden [75]. Da aber η_{max} und die invariante Masse des hadronischen Endzustands M_X korreliert sind (siehe Abbildung 3.4), scheidet diese Bedingung empfindlich in den Phasenraum bei großen invarianten Massen, also genau in dem Bereich, in dem Jetproduktion zu erwarten ist.

Daher wurde bei H1 eine neue Art der Selektion entwickelt [27], die diesen Nachteil vermeidet. Sie nutzt aus, daß die Produkte aus der Dissoziation des Protonrests in nicht-diffraktiven Ereignissen sekundäre Wechselwirkungen mit dem Strahlrohr und den Ablenk magneten machen.

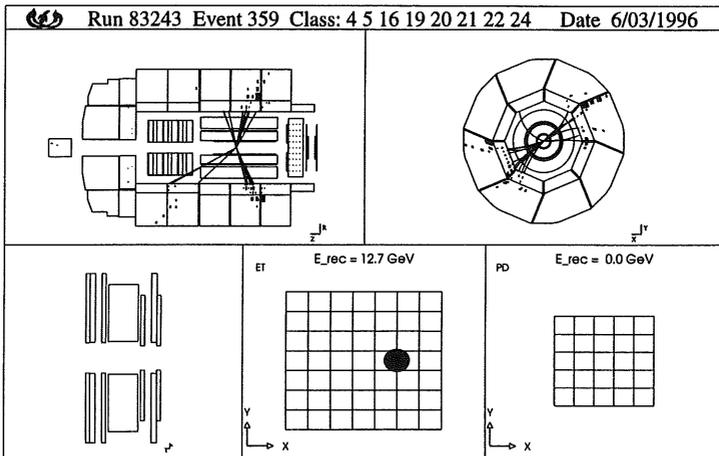


Abbildung 3.2: Ein Ereignis der diffraktiven Photoproduktion mit zwei Jets im Endzustand. Die Seitenansicht des Ereignisses im H1-Detektor (oben links) zeigt deutlich die Rapiditätslücke in Vorwärtsrichtung. In der Radialansicht (oben rechts) sieht man, daß sich die beiden Jets in der Transversalebene balancieren. Außerdem ist zu erkennen, daß das Ereignis keine Einträge im Vorwärtsmyonsystem (unten links) hat und, wie für Photoproduktionsereignisse erwartet, eine klare Signatur für das gestreute Positron im Elektrontagger (unten Mitte) aber keinen Eintrag im Photondetektor (unten rechts).

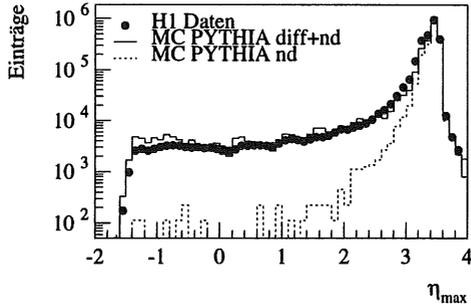


Abbildung 3.3: Verteilung von η_{\max} in Ereignissen der Photoproduktion. Dargestellt ist die Verteilung in den Daten (Punkte) im Vergleich zu einem Monte-Carlo-Modell (PYTHIA) mit einer Kombination aus nicht-diffraktiven und diffraktiven Photoproduktionsprozessen. Die nicht-diffraktive Komponente im Monte-Carlo-Modell ist als gestrichelte Linie angedeutet.

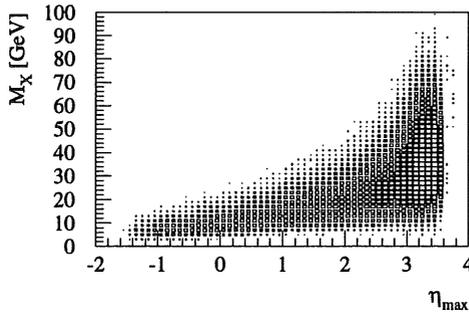


Abbildung 3.4: Korrelation zwischen der sichtbaren Rapiditätslücke η_{\max} und der invarianten Masse des hadronischen Endzustandes M_X in diffraktiven Ereignissen. Die Verteilung wurde mit dem Monte-Carlo-Ereignissatz HG erstellt.

Diese Sekundärteilchen lassen sich im Plugkalorimeter, im Vorwärtsmyonsystem und im Proton-Remnant-Tagger nachweisen. In der Kombination sind diese drei Detektorkomponenten sensitiv auf Teilchenproduktion im Bereich $3.0 < \eta < 7.5$. Im einzelnen werden für die Selektion die folgenden drei Größen benutzt:

- Die Gesamtenergie E_{Plug} im Plugkalorimeter. Bei einer erneuten Messung der Energieeichung mit einem α -Strahler bekannter Energie [76] stellte sich im nachhinein heraus, daß die absolute Kalibration des Plugkalorimeters in der Strahlperiode 1994 falsch eingestellt war. Für Datenereignisse müssen daher die von der Rekonstruktion gelieferten Energien mit einem Faktor von 2.5 multipliziert werden.
- Die Anzahl der Trefferpaare N_{VMS} in den ersten drei Lagen des Vorwärtsmyonsystems zwischen dem Kalorimeter und dem Toroidmagneten. Die vom Wechselwirkungspunkt aus gesehen hinteren drei Lagen werden nicht berücksichtigt, weil sie in der Strahlperiode 1994 durch Synchrotronstrahlung einen zu hohen Rauschpegel hatten.
- Die Anzahl der Treffer N_{PRT} in den Lagen 0 bis 2 des Proton-Remnant-Taggers

Abbildung 3.5 zeigt, daß das Verhalten der Vorwärtsdetektoren für nicht-diffraktive Ereignisse zufriedenstellend wiedergegeben wird.

In diffraktiven Ereignissen erwartet man in den Vorwärtsdetektoren selten Einträge oberhalb des Rauschniveaus. Das mittlere, hauptsächlich durch die Elektronik verursachte Rauschen läßt sich mit sogenannten „random trigger“ Ereignissen abschätzen: In der Datennahme werden einige Zeitpunkte, bei denen sich ein Elektron- und ein Protonpaket kreuzen, zufällig ausgewählt und der Trigger künstlich ausgelöst. Die Wahrscheinlichkeit ist sehr gering, dabei eine Elektron-Proton-Reaktion, ein Strahl-Gas- oder ein Strahl-Wand-Ereignis aufzuzeichnen, so daß die Signalverteilung in diesen Ereignissen ein gutes Maß für das Rauschen in den Detektorkomponenten ist.

Stellvertretend für die Strahlperiode 1994 wurden zwei vorprozessierte Datensätze [77] analysiert, wobei Datensatz A die Runs 88669 bis 89464 und Datensatz B die Runs 90100 bis 90419 umfaßt. Abbildung 3.6 zeigt für beide Datensätze die Verteilung der Gesamtenergie im Plugkalorimeter, die Anzahl der Trefferpaare im Vorwärtsmyonsystem und die Anzahl der Treffer im Proton-Remnant-Tagger. In Anbetracht der Verteilung des Rauschens in den Vorwärtsdetektoren wurden die H1-Standard-Schnitte für diffraktive Ereignisse festgelegt auf:

$$E_{\text{Plug}} < 7.5 \text{ GeV} \quad (3.3)$$

$$N_{\text{VMS}} \leq 1 \quad (3.4)$$

$$N_{\text{PRT}} = 0 \quad (3.5)$$

Aus den beiden Datensätzen A und B läßt sich der Anteil R_{fw} der diffraktiven Ereignisse abschätzen, der durch das Rauschen in den Vorwärtsdetektoren von den oben aufgeführten Schnitten irrtümlicherweise verworfen wird. Der Vergleich der beiden Datensätze erlaubt dabei eine grobe Fehlerabschätzung. Man erhält:

$$R_{\text{fw}} = (8.6 \pm 2)\% \quad (3.6)$$

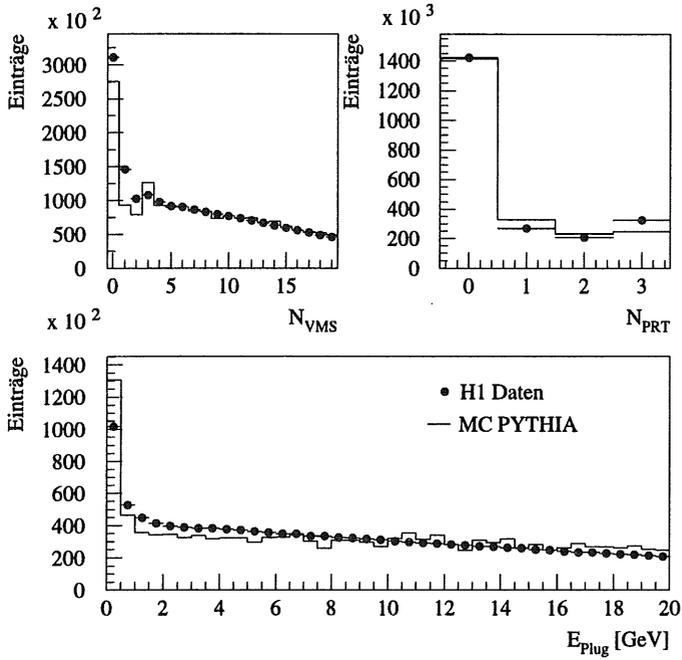


Abbildung 3.5: Verhalten der Vorwärtsdetektoren für nicht-diffraktive Ereignisse ($\eta_{max} > 3.2$). Dargestellt ist die Verteilung der Trefferpaare im Vorwärtsmyonsystem, der Treffer im Proton-Remnant-Tagger und der Energie im Plugkalorimeter. Den Daten (Punkte) gegenübergestellt ist eine Monte-Carlo-Rechnung der Standard-Photoproduktion (PYTHIA, durchgezogene Linie), die auf die Anzahl der Ereignisse in den Daten normiert ist.

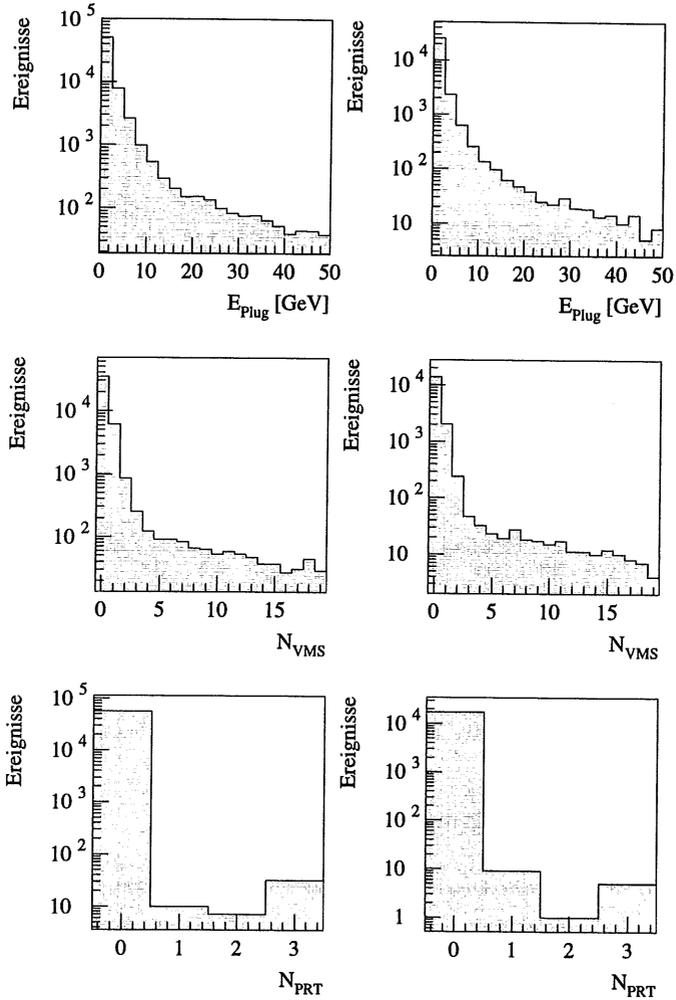


Abbildung 3.6: Einträge in den Vorwärtsdetektoren für „random trigger“ Ereignisse zum Abschätzen des Rauschniveaus. In der linken Spalte für den Datensatz A (Run 88669 bis 89464), in der rechten Spalte zum Vergleich für den Datensatz B (Run 90100 bis 90419).

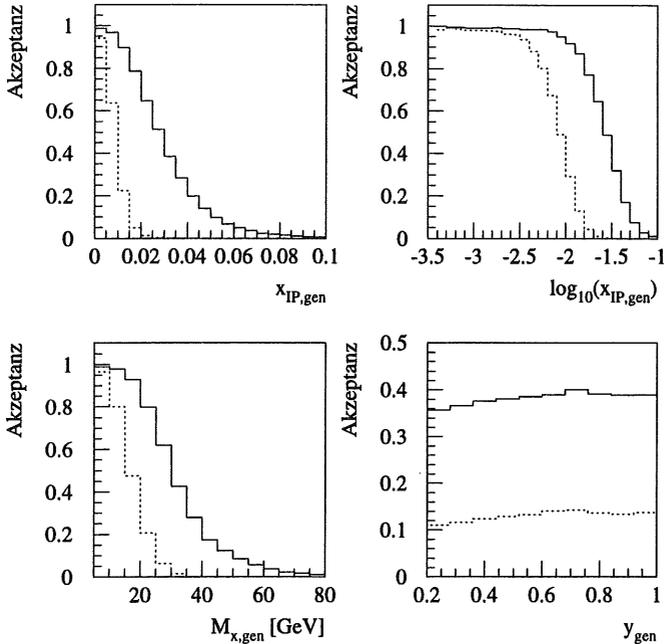


Abbildung 3.7: Mittlere Akzeptanz der Vorwärtsselektion mit einem Schnitt von $\eta_{max} < 3.0$ (durchgezogene Linie) im Vergleich zu der Akzeptanz einer Selektion mit einem alleinigen Schnitt von $\eta_{max} < 1.8$ (gepunktete Linie). Die Akzeptanzen wurden mit dem Monte-Carlo-Ereignissatz HG ermittelt.

3.3 Akzeptanz der diffraktiven Selektion

Die Verwendung der Vorwärtsdetektoren bei der Selektion diffraktiver Ereignisse erlaubt es, wie schon erwähnt, den Schnitt in η_{max} von früher 1.8 auf 3.0 zu lockern, wobei der Anteil des nicht-diffraktiven Untergrunds immer noch vertretbar klein bleibt (siehe [27] und Kapitel 5.2). Durch die höhere Grenze in η_{max} steht ein sehr viel größerer Bereich in der invarianten Masse des hadronischen Endzustandes offen, so daß der Phasenraum für die Produktion von Jets deutlich größer wird.

Die mittlere Akzeptanz der Vorwärtsselektion läßt sich mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulationen abschätzen aus dem Verhältnis der selektierten Ereignisse zu allen generierten Ereignissen. Abbildung 3.7 zeigt die mittlere Akzeptanz der Vorwärtsselektion in Abhängigkeit von den generierten Größen x_{IP} , M_X und y . Generell hängt die mittlere Akzeptanz von der Topologie des Ereignisses ab und dabei speziell vom Energiefluß in Vorwärtsrichtung.

Schnitte auf ...	Ereignisse	Anteil in %
– (alle prozessierten)	$8447 \cdot 10^3$	100
Qualität	$6430 \cdot 10^3$	76
Photoproduktion	$2748 \cdot 10^3$	33
Diffraktion	$118 \cdot 10^3$	1.4

Tabelle 3.1: Übersicht über die Anzahl der Ereignisse aus den H1-Daten von 1994, die nach den verschiedenen Schnitten verbleiben

Wie erwartet fällt die mittlere Akzeptanz mit steigendem x_{P} , denn große x_{P} bedeuten große invariante Massen M_X und in solchen Ereignissen geht absolut gesehen mehr Energie in Vorwärtsrichtung, so daß die Rapiditätslücke nicht so stark ausgeprägt ist. Andererseits ist die mittlere Akzeptanz praktisch unabhängig von y , was zeigt, daß der Elektronvertex nur geringen Einfluß auf den Energiefluß in Vorwärtsrichtung hat.

Für die später untersuchten diffraktiven Ereignisse mit Jets im Endzustand ergeben sich höhere Akzeptanzen: Eine kurze Monte-Carlo-Studie zeigt, daß die mittlere Akzeptanz mit der Anzahl der gefundenen Jets ansteigt, und zwar unabhängig vom betrachteten M_X -Bereich. Das ist verständlich, denn die Forderung nach Jets mit einem Mindesttransversalimpuls bevorzugt Ereignisse, bei denen ein größerer Teil der Energie im Zentralbereich des Detektors liegt, so daß der Energiefluß in Vorwärtsrichtung im Mittel kleiner ist.

Aus Abbildung 3.7 geht auch hervor, daß die mittlere Akzeptanz oberhalb von $x_{\text{P}} = 0.05$ auf weniger als 1/4 absinkt. Das bedeutet, daß eine Analyse mit der Vorwärtsselektion in diesem Bereich nicht mehr empfindlich ist. Das ist aber kein Nachteil, denn der Anteil des nicht-diffraktiven Untergrunds nimmt mit steigendem x_{P} zu, so daß allein aus diesem Grund eine Schranke von $x_{\text{P}} = 0.05$ sinnvoll ist. Die folgenden Analysen beschränken sich bei der Messung der Wirkungsquerschnitte auf den Bereich $x_{\text{P}} \leq 0.05$, so daß es vermieden wird, mit Hilfe von Monte-Carlo-Modellen in den kaum meßbaren Bereich $x_{\text{P}} > 0.05$ extrapolieren zu müssen. Der systematische Fehler durch die Modellabhängigkeit der Ergebnisse wird auf diese Weise kleiner. Der Fehler, der dadurch entsteht, daß Ereignisse mit einem generierten x_{P} größer 0.05 fälschlicherweise mit einem x_{P} kleiner 0.05 rekonstruiert werden, kann demgegenüber in Kauf genommen werden. Näheres zur Rekonstruktion von x_{P} findet sich in Kapitel 4.3.

Ausgehend von der Gesamtanzahl der Ereignisse in den H1-Daten von 1994, gibt Tabelle 3.1 eine Übersicht darüber, wieviele Ereignisse nach jedem zusätzlichen Schnitt verbleiben. Der Anteil der Kandidaten für Diffraktion an den Kandidaten für Photoproduktion liegt bei 4.3 Prozent.

3.4 Monte-Carlo-Modelle des nicht-diffraktiven Untergrunds

Der größte Untergrund zu den gesuchten diffraktiven Prozessen ist die nicht-diffraktive Photoproduktion. Durch zufällige Fluktuationen in der Rapiditätsverteilung der Teilchen im Endzustand kann auch ein nicht-diffraktives Ereignis eine Rapiditätslücke aufweisen und damit von der Selektion fälschlicherweise als diffraktives Ereignis eingestuft werden.

Bei der Anwendung von Monte-Carlo-Generatoren für nicht-diffraktive Ereignisse zeigt sich ein Problem, auf das eine parallele Jet-Analyse in der diffraktiven tiefinelastischen Streuung [47] aufmerksam gemacht hat und das im folgenden erläutert werden soll.

3.4.1 Die Behandlung des Protonrests

Der verwendete Monte-Carlo-Generator PYTHIA für nicht-diffraktive Prozesse geht von der Vorstellung aus, daß das einlaufende Proton ein Zustand aus drei Valenzquarks mit einem „See“ aus Quark-Antiquarkpaaren und Gluonen ist. In dem Fall, daß der Generator ein See-Antiquark aus dem Proton für den harten Subprozeß auswählt, wird das verbleibende See-Quark mit zwei der Valenzquarks durch den Generator zu einem Baryon-Zustand kombiniert und der Farbstring zwischen dem verbleibenden Valenzquark aus dem Proton und den restlichen Partonen aufgespannt (siehe [53]). Das so gebildete Baryon kann unter Umständen einen Großteil des Protonimpulses übernehmen und damit ein diffraktives Ereignis nachstellen. Dieser Effekt besitzt eine unnatürliche Asymmetrie, denn er tritt nur dann auf, wenn ein See-Antiquark ausgewählt wird, das heißt der See-Anteil des Protons wird nicht gleichbehandelt. Die spezielle Kombination der auslaufenden Partonen zu einem Baryon und einem Rest ist auch nicht physikalisch motiviert, sondern eher eine Verlegenheitslösung in PYTHIA, die nötig ist, weil JETSET einen Fünf-Quarkzustand nicht direkt fragmentieren kann.

In den Fällen, in denen das Baryon einen Großteil des Protonimpulses übernimmt, sieht das Ereignis nicht nur diffraktiv aus, im Prinzip ist dieser Prozeß sogar ein Modell für die diffraktive Komponente der Wechselwirkung. Dieses Modell wird allerdings unabsichtlich benutzt und ist nicht physikalisch motiviert. Man sollte daher diese Art von Ereignissen verwerfen und die Modellierung diffraktiver Ereignisse speziellen Generatoren wie RAPGAP oder POMPYT überlassen, die für diesen Zweck geschrieben wurden.

Ein Vergleich mit der Jet-Analyse in der diffraktiven tiefinelastischen Streuung [47] zeigt, daß das Problem des „führenden Baryons“ in der Modellierung der Photoproduktion im Generator PYTHIA deutlich seltener auftritt. Dennoch benötigt man auch für die Photoproduktion eine Definition, die für alle Monte-Carlo-Generatoren auf Hadronebene festlegt, welche Ereignisse als diffraktiv zu bezeichnen sind. Dazu gibt es zwei einfache Verfahren, die im folgenden vorgestellt werden.

3.4.2 Die größte Rapiditätslücke im Ereignis

Anhand der Rapiditätsverteilung der stabilen Teilchen auf Hadronebene läßt sich das Ereignis durch die größte Rapiditätslücke in zwei Teile aufspalten. Alle Teilchen, die eine kleinere Rapidität als die der größten Lücke haben, bilden das System X , den hadronischen Endzustand. Die anderen Teilchen mit einer größeren Rapidität als die der größten Lücke bilden das System Y , zu dem in der Regel auch der Protonrest gehört.

Ein günstiger Algorithmus, um die größte Lücke zu finden, besteht darin, zunächst eine Liste der Rapiditäten aller auslaufenden stabilen Teilchen aufzustellen, diese dann zu sortieren und schließlich in einem Durchlauf das Maximum der Rapiditätsdifferenz zweier aufeinanderfolgender Teilchen zu ermitteln. Dabei verringert die zu Gleichung (1.14) äquivalente Form

$$y_R = \ln \frac{E + p_z}{\sqrt{m^2 + p_x^2 + p_y^2}} \quad (3.7)$$

die numerischen Rundungsfehler bei der Berechnung der Rapidität deutlich.

In Abbildung 3.8 ist zu sehen, daß die Breite der größten Rapiditätslücke für einen nicht-diffraktiven Monte-Carlo-Ereignissatz (PYTHIA) im Mittel erheblich kleiner ist als für einen

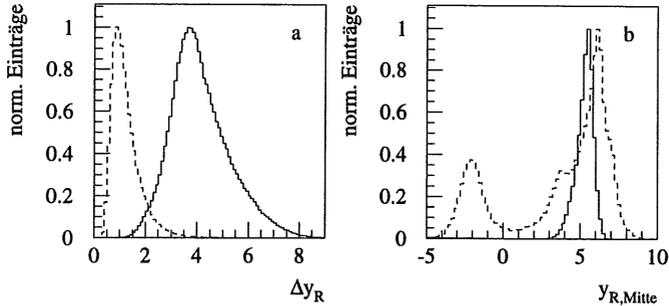


Abbildung 3.8: Aufteilung eines Ereignisses auf Hadronebene in zwei Systeme anhand der größten Lücke in der Rapazität. Links die Verteilung der Breite Δy_R der größten Lücke, rechts die Lage der Mitte der größten Lücke $y_{R,Mitte}$, beides in Einheiten der Rapazität. Die durchgezogene Linie zeigt die Verteilung für diffraktive Monte-Carlo-Ereignisse (HG), die gestrichelte Linie die Verteilung für nicht-diffraktive Monte-Carlo-Ereignisse (PYRES/PYDIR/PYDIC)

diffraktiven Ereignissatz (POMPYT). Außerdem ist die Mitte der größten Lücke im nicht-diffraktiven Ereignissatz deutlich breiter verteilt und kann sogar im Rückwärtsbereich ($y_{R,Mitte} < 0$) liegen. Das deutet darauf hin, daß die gefundenen Lücken, wie für nicht-diffraktive Ereignisse erwartet, nur auf statistische Fluktuationen in der Rapiditätsverteilung zurückzuführen sind. Aus der invarianten Masse des Systems X läßt sich nach Gleichung (1.18) ein Wert für $x_{\mathbb{P}}$ auf Hadronebene berechnen. Ein Ereignis wird mit dieser Methode auf Hadronebene als diffraktiv klassifiziert, wenn das so berechnete $x_{\mathbb{P}}$ kleiner als 0.05 und die invariante Masse des Systems Y kleiner als 1.6 GeV ist (siehe auch [35]). Die Wahl der Grenze von 1.6 GeV orientiert sich am experimentellen Akzeptanzbereich der Vorwärtsselektion, wobei hier speziell der Proton-Remnant-Tagger ausschlaggebend ist.

3.4.3 Das „führende“ Teilchen im Endzustand

Eine zweite Methode beruht darauf, auf Hadronebene das stabile Teilchen im Endzustand zu finden, das den größten Longitudinalimpuls p_z trägt. Mit dem $p_{z,FT}$ des so ermittelten „führenden Teilchens“ läßt sich ein Impulsbruchteil $x_{\mathbb{P}}$ definieren nach

$$x_{\mathbb{P},FT} := 1 - \frac{p_{z,FT}}{E_p} \quad (3.8)$$

wobei mit $E_p = 820$ GeV die Energie des einlaufenden Protons bezeichnet ist. Der Longitudinalimpuls des führenden Teilchens ist für nicht-diffraktive Monte-Carlo-Ereignisse breit verteilt zwischen 100 und 820 GeV mit einem Maximum bei etwa 250 GeV (siehe Abbildung 3.9). Dabei treten als führende Teilchen eine Vielzahl von Hadronen auf, anders als in diffraktiven Ereignissen, in denen immer das elastisch gestreute Proton gefunden wird. Wegen der kinematischen Grenze bei der Generierung mit POMPYT ($x_{\mathbb{P}} < 0.1$) hat das gestreute Proton in diffraktiven Ereignissen einen Mindestlongitudinalimpuls von $0.9 \cdot 820$ GeV, so daß die Verteilung des nach Gleichung (3.8) definierten $x_{\mathbb{P},FT}$ für diffraktive Ereignisse bei 0.1 abbricht.

Mit dieser Methode werden Ereignisse auf Hadronebene dann als diffraktiv klassifiziert, wenn $x_{\text{p,FT}} < 0.05$ gilt. Wie man in Abbildung 3.9 sieht, trifft dieses Kriterium nur auf einen sehr kleinen Anteil der nicht-diffraktiven Ereignisse zu.

Für POMPYT-Ereignisse gibt es, wie erwartet, eine sehr gute Korrelation zwischen dem generierten x_{p} und dem nach einer der beiden Methoden bestimmten x_{p} . Die größte Rapiditätslücke im Endzustand liegt praktisch immer zwischen dem gestreuten Proton und dem Rest und das gestreute Proton ist auch nahezu immer das Hadron mit dem größten Longitudinalimpuls.

Die erste Methode der Untergrunddefinition hat sich innerhalb der H1-Kollaboration als Standardverfahren durchgesetzt und wird auch in der vorliegenden Arbeit verwendet. Die Untergrunddefinition

$$x_{\text{p}} \geq 0.05 \quad \text{oder} \quad M_Y \geq 1.6 \text{ GeV} \quad (3.9)$$

bedeutet andererseits, daß die Wirkungsquerschnitte im folgenden angegeben werden für den Bereich

$$x_{\text{p}} < 0.05 \quad \text{und} \quad M_Y < 1.6 \text{ GeV} \quad (3.10)$$

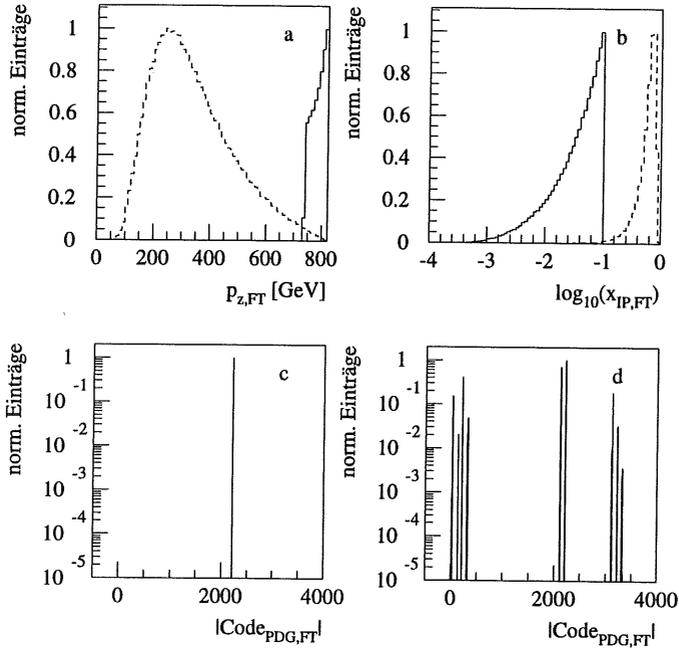


Abbildung 3.9: Definition diffraktiver Ereignisse auf Hadronebene über den maximalen Longitudinalimpuls eines stabilen Teilchens im Endzustand („führendes Teilchen“). Diagramm a zeigt die Verteilung des maximalen Longitudinalimpulses und Diagramm b das daraus berechnete x_P , jeweils für diffraktive (HG, durchgezogene Linie) und nicht-diffraktive Monte-Carlo-Ereignisse (PYRES/PYDIR/PYDIC, gestrichelte Linie). Die Art der führenden Teilchen (Code der Particle Data Group) ist in Diagramm c (diffraktiv) und d (nicht-diffraktiv) zu sehen.

Kapitel 4

Jets in diffraktiven Ereignissen

In diesem Kapitel soll zunächst der Nachweis geführt werden, daß die selektierten diffraktiven Ereignisse eine Zwei-Jet-Struktur aufweisen, und zwar unabhängig von der Wahl eines Algorithmus zur Jetdefinition, alleine auf der Basis der Ereignistopologie. Danach wird der verwendete Jet-Algorithmus vorgestellt und die damit gefundenen Jets in Lage und Profil untersucht, um zu zeigen, daß sie alle Merkmale normaler, durch QCD Fragmentationsmodelle beschriebener Jets besitzen. Schließlich wird der Zusammenhang zwischen den Partonen aus dem harten Subprozeß und den gefundenen Jets auf Hadron- und Detektorebene untersucht und der Einfluß von Mehrfachwechselwirkungen abgeschätzt.

4.1 Modellunabhängiger Nachweis der Zwei-Jet-Struktur

Für die Analyse von e^+e^- -Reaktionen wurden Variablen eingeführt, die die Topologie eines Ereignisses charakterisieren, das heißt die Verteilung der Teilchen im Endzustand der Reaktion. Diese Variablen geben zum Beispiel ein Maß dafür, ob die Teilchen eher isotrop oder eher in einer Ebene verteilt sind, oder wie stark eine Bündelung in ein oder mehrere Jets ausgeprägt ist.

Historisch wurde zunächst der Begriff der „Hauptachse“ eines Ereignisses [78] eingeführt, mit dem die topologische Variable Thrust definiert werden kann, wobei die Bezeichnung „Thrust“ auf [79] zurückgeht¹. Parallel dazu wurde die Variable Sphärizität [81] eingeführt, die zusammen mit der Größe Aplanarität bei Analysen am e^+e^- -Speicherring PETRA verwendet wurde, um einen ersten Nachweis der Existenz von Gluonen zu führen [82].

Der in der vorliegenden Arbeit verwendete Jetalgorithmus beruht auf Transversalimpulsen, so daß für die spätere Jetanalyse hauptsächlich die Struktur der Ereignisse in der transversalen Ebene interessant ist. Wenn man sich auf topologische Größen beschränkt, die nur von Transversalimpulsen abhängen, dann spielt auch der Unterschied zwischen dem Laborsystem und dem Schwerpunktsystem des harten Subprozesses keine Rolle, denn der Übergang zwischen den beiden Systemen ist in der Photoproduktion in guter Näherung eine Lorentz-Transformation entlang der z -Achse, die alle Transversalimpulse invariant läßt. Die beiden im folgenden untersuchten Variablen, der transversale Thrust T_{\perp} und das Fox-Wolfram Moment C_2 , können daher im Laborsystem berechnet werden.

¹Zu den topologischen Variablen siehe auch den kurzen Überblick in [80]

In Anlehnung an die Definition der Größe Thrust, wie sie zum Beispiel in [80] zu finden ist, kann der transversale Thrust T_\perp definiert werden als:

$$T_\perp := \max_n \frac{\sum_i (\vec{p}_\perp)_i \cdot \vec{n}}{\sum_i |(\vec{p}_\perp)_i|} \quad \text{mit} \quad |\vec{n}| = 1 \quad (4.1)$$

Er hat die für theoretische Rechnungen günstige Eigenschaft, daß er infrarot-sicher ist, das heißt er ändert seinen Wert nicht, wenn anstelle des Teilchens i zwei kollineare Teilchen mit $p_i = p_{i,1} + p_{i,2}$ treten. In der Definition nach Gleichung (4.1) wird das dadurch gewährleistet, daß alle Dreierimpulse nur linear in den transversalen Thrust eingehen. Im Gegensatz dazu treten zum Beispiel bei den oben erwähnten topologischen Variablen Sphärizität und Aplanarität die Impulse quadratisch auf, so daß diese beiden Größen nicht infrarot-sicher sind.

Der Maximalwert des transversalen Thrusts von 1 kann nur in idealen Zwei-Jet-Ereignissen erreicht werden, bei denen alle Teilchen in der transversalen Ebene auf einer Linie liegen. Für eine theoretisch isotrope Verteilung der Teilchen in der transversalen Ebene sollte dagegen der Mittelwert $\langle T_\perp \rangle$ mit steigender Gesamttransversalenergie fallen, denn die mittlere Teilchenmultiplizität steigt und damit nehmen die statistischen Abweichungen von einer idealen Gleichverteilung der Impulse ab. Der theoretische Grenzwert für eine isotrope Verteilung liegt bei $2/\pi \approx 0.637$.

Die Daten lassen sich auf ihre Topologie hin untersuchen, indem für alle Photoproduktionsergebnisse, die die Schritte zur Selektion diffraktiver Prozesse erfüllen, der unkorrigierte mittlere transversale Thrust $\langle T_\perp \rangle$ über der Gesamttransversalenergie des Ereignisses aufgetragen wird (Abbildung 4.1). Man erkennt, daß $\langle T_\perp \rangle$ bis zu einer Gesamttransversalenergie von etwa 10 GeV abfällt, aber danach wieder ansteigt, was auf eine immer deutlichere Zwei-Jet-Topologie der Ereignisse schließen läßt. Der Anstieg ist auch in Monte-Carlo-Simulationen zu sehen, wobei allerdings ein direkter quantitativer Vergleich nicht sinnvoll ist, denn der Generator POMPYT ist nur für diffraktive harte Photoproduktion ausgelegt, das heißt der Bereich kleiner Gesamttransversalenergien von $\sum E_\perp \lesssim 10$ GeV wird nicht vollständig nachgebildet.

Als Alternative zum transversalen Thrust sei hier noch eine zweite Möglichkeit vorgestellt, die transversale Struktur des hadronischen Endzustandes in topologischen Variablen auszudrücken: Mit Hilfe der auf die Transversalebene projizierten Dreierimpulse $(p_\perp)_i$ aller Teilchen im Endzustand lassen sich die folgenden Momente C_l definieren [83, 84]:

$$C_l := \left| \sum_i \frac{(p_\perp)_i}{\sqrt{s}} e^{il\phi_i} \right|^2 = \sum_{i,j} \frac{(p_\perp)_i (p_\perp)_j}{s} \cos[l(\phi_i - \phi_j)] \quad (4.2)$$

Die Momente C_l sind invariant unter Rotationen um die z -Achse, so daß sie keine Vorzugsrichtung in der transversalen Ebene besitzen. In [83] wird auch eine anschauliche Interpretation der so definierten Momente gegeben: Würde man eine stetige Transversalimpulsverteilung $\rho(\phi)$ in Abhängigkeit vom Azimutalwinkel ϕ als elektrisches Signal über der Zeit mit Periode 2π auffassen, dann wäre das Moment C_l genau die Leistung des Signals in der l -ten Harmonischen.

Meist werden die höheren Momente ($l \geq 1$) durch C_0 dividiert, um dimensionslose Größen zwischen 0 und 1 zu erhalten. Bei idealen Zwei-Jet-Ereignissen erwartet man, daß C_1/C_0 gegen 0 und C_2/C_0 gegen 1 geht, während bei einer isotropen Verteilung der Impulse in der Transversalebene alle höheren Momente gegen 0 gehen. Auch die Momente C_l sind infrarot-sicher, wobei ihr Vorteil gegenüber dem transversalen Thrust darin besteht, daß zur Berechnung kein Maximierungsverfahren benutzt werden muß.

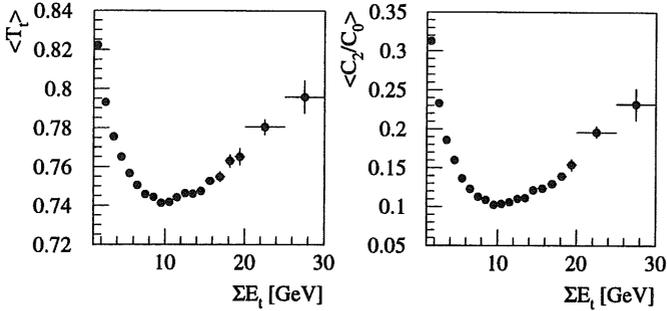


Abbildung 4.1: Mittlerer transversaler Thrust T_t und mittleres C_2/C_0 in Abhängigkeit von der Gesamttransversalenergie des Ereignisses.

Betrachtet man den Verlauf des mittleren Werts von C_2/C_0 in Abhängigkeit von der Gesamttransversalenergie des Ereignisses (Abbildung 4.1), so zeigt sich dasselbe Bild wie für den Verlauf des transversalen Thrusts: Nach einem anfänglichen Abfall steigt das mittlere C_2/C_0 ab $\Sigma E_t \gtrsim 10$ GeV wieder an. Auch das ist ein klares Indiz dafür, daß sich bei höheren Gesamttransversalenergien eine Zwei-Jet-Topologie ausprägt. Der Wiederanstieg von $\langle C_2/C_0 \rangle$ zeigt sich qualitativ auch in der Monte-Carlo-Simulation des Generators POMPYYT, wobei allerdings ein quantitativer Vergleich aus den gleichen Gründen wie bei der Analyse des transversalen Thrust nicht sinnvoll ist.

Zu den oben erwähnten topologischen Variablen Sphärizität und Aplanarität ist anzumerken, daß der deutliche Unterschied zwischen den Monte-Carlo-Vorhersagen für ein gluon-dominiertes und ein quark-dominiertes Pomeron, der in der tiefinelastischen Streuung zu sehen ist [47], sich nicht in der Photoproduktion äußert. Der Vergleich der Sphärizitäts- und Aplanaritätsverteilung für die Ereignissätze HG und HQ zeigt keinen signifikanten Unterschied. Das ist vermutlich darauf zurückzuführen, daß in der Photoproduktion bei Prozessen mit einem aufgelösten Photon eine Vielzahl von QCD-Prozessen in erster Ordnung stattfinden können, so daß topologische Unterschiede verwischt werden.

Schließlich sei noch eine einfache Methode erwähnt, mit der man nach einer Zwei-Jet-Struktur suchen kann: Bei diesem Verfahren sucht man in jedem Ereignis das Kalorimetercluster mit der höchsten Transversalenergie und trägt den Transversalenergiefluß, der sich aus den restlichen Kalorimeterclustern ergibt, in Abhängigkeit von der Azimutalwinkeldifferenz relativ zu diesem Kalorimetercluster auf. Der so ermittelte mittlere Transversalenergiefluß pro Ereignis läßt sich dann für verschiedene Bereiche der Gesamttransversalenergie des Ereignisses ΣE_t betrachten (Abbildung 4.2). Für kleine ΣE_t ist der Verlauf des Energieflusses noch relativ flach. Mit steigendem ΣE_t bildet sich aber ein immer deutlicherer Peak bei $\Delta\phi = 0$ heraus, der zeigt, daß das energiereichste Kalorimetercluster Bestandteil eines ausgeprägten Jets ist. Außerdem entwickelt sich im selben Maße eine Überhöhung bei $\Delta\phi \approx \pm 180^\circ$, die darauf hinweist, daß der Transversalimpuls im zentralen Jet bei $\Delta\phi \approx 0^\circ$ durch einen zweiten Jet balanciert wird.

Faßt man alle Resultate dieses Abschnitts zusammen, so ergibt sich als Fazit ein modellunabhängiger Nachweis dafür, daß in diffraktiven Photoproduktionsereignissen bei höheren Ge-

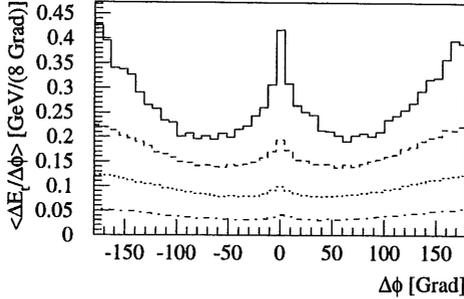


Abbildung 4.2: Mittlerer Transversalenergiefluß pro Ereignis in Abhängigkeit von der Azimutalwinkeldifferenz zum Kalorimetercluster mit dem größten Transversalimpuls. Die Kurven sind (von unten nach oben) für Ereignisse mit einem $\sum E_t$ von 0–5 GeV, 5–10 GeV, 10–20 GeV und 20–30 GeV.

samttransversalimpulsen eine klare Zwei-Jet-Struktur zu sehen ist. Dieser Nachweis ist in dem Sinne modellunabhängig, daß er kein bestimmtes Monte-Carlo-Modell oder einen speziellen Jet-Algorithmus voraussetzt.

4.2 Der Cone-Algorithmus

Für die Definition von Jets wurde auf einen Cone-Algorithmus zurückgegriffen, der in vielen Jetanalysen in der Standard-Photoproduktion bei H1 erprobt ist [85, 14, 56]. Der verwendete Algorithmus folgt der „Snowmass“-Übereinkunft [86] und beruht auf einem Abstandsmaß

$$\Delta R := \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}$$

in der aus Pseudorapidität und Azimutalwinkel gebildeten (η, ϕ) -Ebene. Dieses spezielle Abstandsmaß hat den Vorteil, daß es annähernd invariant ist unter Lorentz-Transformationen entlang der z -Achse. In der Photoproduktion ist der Übergang vom Laborsystem zum γp -System wegen $Q^2 \simeq 0$ in guter Näherung eine Lorentz-Transformation entlang der z -Achse, so daß man sich bei der Jetanalyse auf das Laborsystem beschränken kann.

In der vorliegenden Arbeit wurde eine H1-Implementation des Cone-Algorithmus namens `qjcone` [87] benutzt, die geringfügig erweitert wurde [88], um unsymmetrische Grenzen im η -Bereich zu ermöglichen. Die Implementation des Algorithmus teilt die (η, ϕ) -Ebene im Bereich $\eta_1 \leq \eta \leq \eta_2$ und $0 \leq \phi \leq 2\pi$ in rechteckige Gitterzellen auf. Als erster Schritt werden die Transversalimpulse aller in die Jetanalyse eingehenden Objekte in die entsprechenden Gitterzellen gefüllt. Nach dieser Summation werden alle Zellen, deren Transversalimpulse über einer vorher festgesetzten Grenze $p_{t, \text{Keim}}$ liegen, als mögliche „Keim“-zellen zur Jetbildung betrachtet. Man legt einen Summationsradius R fest und addiert die Transversalimpulse aller Zellen, deren Zentrum in einem Abstand von

$$\sqrt{(\eta - \eta_{\text{Keim}})^2 + (\phi - \phi_{\text{Keim}})^2} \leq R$$

zu der Keimzelle liegen. Ist diese Transversalimpulssumme P_t größer als $p_{t,\min}$, wird die Lage der Keimzelle in die Liste der Jetkandidaten aufgenommen. Die Liste wird nach aufsteigenden P_t sortiert und aus dem Kandidaten mit dem höchsten P_t wird ein Jet gebildet, sofern $P_t \geq p_{t,\min}$. Die Pseudorapidität und der Azimutalwinkel der Jetachse berechnet sich aus dem mit dem Transversalimpuls gewichteten Mittelwert aller beitragenden Zellen

$$\begin{aligned}
 p_{t,\text{jet}} &= \sum_{\text{Zellen}} p_{t,\text{Zelle}} \\
 \eta_{\text{jet}} &= \frac{1}{p_{t,\text{jet}}} \sum_{\text{Zellen}} p_{t,\text{Zelle}} \cdot \eta_{\text{Zelle}} \\
 \phi_{\text{jet}} &= \frac{1}{p_{t,\text{jet}}} \sum_{\text{Zellen}} p_{t,\text{Zelle}} \cdot \phi_{\text{Zelle}}
 \end{aligned}$$

wobei diese markiert werden, um eine Mehrfachzählung von Einträgen zu verhindern. Aus diesen Jetgrößen wird ein masseloser Vierervektor gebildet, der für die weitere Analyse gespeichert wird. Die Transversalimpulse der restlichen Jetkandidaten werden danach neu berechnet (ohne die schon markierten Zellen) und die Liste wird neu sortiert. Das Verfahren wird solange iteriert, bis alle Kandidaten abgearbeitet sind oder in ihrem Transversalimpuls unter $p_{t,\min}$ liegen. Im Gegensatz zu Cluster-Algorithmen, wie zum Beispiel dem Jade-Algorithmus, werden im allgemeinen nicht alle eingehenden Objekte einem Jet zugeordnet.

Für die spätere Jet-Analyse der H1-Daten wurden die Grenzen des Gitters in der Pseudorapidität mit $-2.5 \leq \eta \leq 3.5$ so gewählt, daß sie dem Akzeptanzbereich des Kalorimeters im Laborsystem entsprechen. Der so definierte Bereich in der (η, ϕ) -Ebene wurde in 24×24 Gitterzellen eingeteilt, damit die einzelnen Zellen annähernd quadratisch sind. Der Parameter $p_{t,\text{Keim}}$ ist technischer Natur und wurde auf 0.5 GeV gesetzt. Von den Jets wurde ein Mindesttransversalimpuls von $p_{t,\text{jet}} \geq 5$ GeV bei einem Summationsradius von $R = 1.0$ gefordert, damit die Jets experimentell ausreichend ausgeprägt sind und die Energieskala des harten Subprozesses hoch genug ist für eine störungstheoretische Behandlung.

Der Cone-Algorithmus kann sowohl mit Kalorimeterclustern und Spuren aus den Daten als auch mit Vierervektoren simulierter Hadronen aus einem Monte-Carlo-Generator arbeiten.

4.3 Wahl der Objekte für die Jetanalyse

Anhand von vollständig simulierten und rekonstruierten Monte-Carlo-Ereignissen kann man erkennen, daß bei alleiniger Verwendung von Kalorimeterclustern die rekonstruierte invariante Masse des hadronischen Endzustandes M_X sowie einige andere kinematische Größen systematisch zu niedrig liegen. Der Grund dafür ist, daß wegen der Nachweisschwelle des Hauptkalorimeters von etwa 1 GeV und wegen des toten Materials vor dem Kalorimeter vor allem niederenergetische Teilchen nicht oder nur unvollständig registriert werden.

Es gibt mehrere Methoden, diesen Verlust durch eine geschickte Kombination von Spurinformatio-nen und Kalorimeterclustern auszugleichen. Ein relativ einfaches, aber dennoch wirksames Verfahren ist das folgende [89]:

- Alle Kalorimetercluster werden unverändert übernommen, ebenso alle Spuren mit einem Impulsbetrag von weniger als p_{lim} , wobei diese Grenze der einzige Parameter des Verfahrens ist.

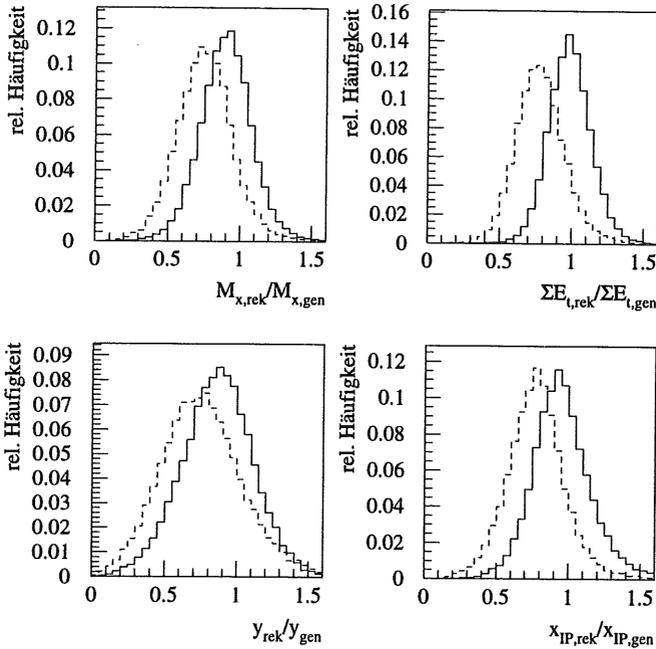


Abbildung 4.3: Rekonstruktion kinematischer Größen mit Kalorimeterclustern alleine (gestrichelte Linie) und mit kombinierten Objekten (durchgezogene Linie). Es wurde der Monte-Carlo-Ereignissatz HG benutzt.

- Alle anderen Spuren werden hinzugefügt, nachdem ihr Dreierimpuls so herunterskaliert wurde, daß ihr Impulsbetrag bei p_{lim} liegt.

Die Ergebnisse, die man mit dieser Methode erzielt, hängen nur schwach von p_{lim} ab. Im folgenden wird der schon in anderen Analysen verwendete Wert von $p_{lim} = 0.35$ GeV benutzt.

Anhand der Rekonstruktion einiger kinematischer Größen läßt sich zeigen, daß die gewählte Kombinationsmethode Vorteile bringt gegenüber der Verwendung von Kalorimeterclustern alleine. Dazu wurden vollständig simulierte und rekonstruierte POMPYT Monte-Carlo-Ereignisse mit $\eta_{max} < 3.0$ und genau zwei Jets auf Detektorebene ausgewählt. Im einzelnen wurden für die folgenden Größen der Wert auf Detektorebene mit dem auf Generatorebene verglichen und der Quotient betrachtet (Abbildung 4.3):

- Die invariante Masse M_X des hadronischen Endzustands. Sie ergibt sich aus dem Quadrat

kinematische Größe g	$\langle \frac{g_{\text{rek}}}{g_{\text{gen}}} \rangle$		$\sigma(\frac{g_{\text{rek}}}{g_{\text{gen}}})$	
	Cluster	Komb.	Cluster	Komb.
M_X	0.75	0.90	0.19	0.18
$\sum E_t$	0.78	0.99	0.16	0.15
y_{JB}	0.75	0.87	0.27	0.24
x_{P}	0.77	0.95	0.19	0.19

Tabelle 4.1: Vergleich der Rekonstruktion kinematischer Größen mit Kalorimeterclustern und mit kombinierten Objekten. Es ist jeweils der Mittelwert und die Standardabweichung des Quotienten aus rekonstruiertem und generiertem Wert angegeben. Es wurde der Monte-Carlo-Ereignissatz HG benutzt.

der Viererimpulssumme aller Objekte:

$$M_X = \left(\sum_{i \in X} (p_{\mu})_i \right)^2 \quad (4.3)$$

- Der Gesamttransversalimpuls $\sum E_t$ des Ereignisses
- Das nach der Methode von Jacquet-Blondel berechnete y

$$y_{\text{JB}} = \frac{\sum_{i \in X} (E_i - p_{z,i})}{2E_e} \quad (4.4)$$

- Der durch Gleichung (1.18) definierte Impulsbruchteil x_{P}

$$x_{\text{P}} \simeq \frac{M_X^2}{W_{\text{TP}}^2} \simeq \frac{M_X^2}{y_s} \quad (4.5)$$

Zur Rekonstruktion von x_{P} benötigt man die invariante Masse des hadronischen Endzustands M_X nach Gleichung (4.3) und die des Photon-Proton-Systems W_{TP} . Obwohl die Messung von y mit Hilfe des Elektrontaggers erheblich genauer ist als mit der Methode von Jacquet-Blondel, ist es günstiger, in Gleichung (4.5) y_{JB} einzusetzen, weil sich Verluste im Kalorimeter in Zähler und Nenner in der gleichen Richtung auswirken und die Rekonstruktion von x_{P} besser wird.

Der Vergleich der beiden Rekonstruktionsmethoden zeigt, daß die Kombinationsmethode die Kinematik des Ereignisses deutlich besser rekonstruieren kann. Die rekonstruierten Größen auf Detektorebene liegen näher an denen auf Hadronebene und zudem ist die relative Abweichung kleiner (siehe auch Tabelle 4.3). Die Verbesserung, die durch die Kombinationsmethode erreicht wird, läßt sich auch unabhängig von einer Monte-Carlo-Simulation an den Daten beurteilen. Ein gutes Maß liefert hier die Differenz zwischen dem nach der Methode von Jacquet-Blondel rekonstruierten y_{JB} (Gleichung 4.4) und dem relativ genau bekannten y aus dem Elektrontagger (Abbildung 4.4). Das y_{JB} , das mit Hilfe der kombinierten Objekte ermittelt wurde, liegt im Mittel auf dem Wert, der aus der Elektrontagger-Information stammt, während das y_{JB} aus den Kalorimeterclustern alleine systematisch zu niedrig liegt.

Ein großer Vorteil der besseren Rekonstruktion der transversalen Energie ist, daß bei einem Vergleich zwischen Hadron- und Detektorebene die Anzahl der gefundenen Jets besser übereinstimmt (Abbildung 4.5). Das wirkt sich bei der späteren Korrektur von der Detektor- auf die Hadronebene in kleineren Korrekturfaktoren und einer höheren Reinheit aus.

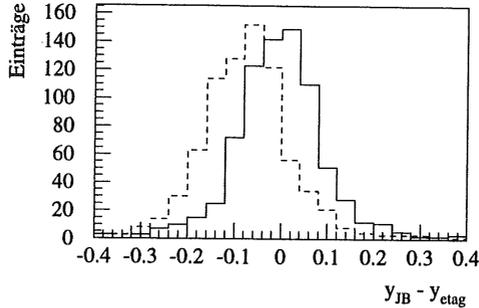


Abbildung 4.4: Differenz zwischen dem nach der Methode von Jacquet-Blondel rekonstruierten y_{JB} und dem aus dem Elektrotagger bestimmten y_{etag} für diffraktive Zwei-Jet-Ereignisse in den Daten. Gezeigt ist die Differenz für y_{JB} aus den Kalorimeterclustern alleine (gestrichelte Linie) und für y_{JB} aus den kombinierten Objekten (durchgezogene Linie).

Eine alternative, technisch kompliziertere Methode, Kalorimetercluster und Spuren zu kombinieren, wurde unter anderem in [90] benutzt. Sie liefert im Bereich großer invarianter Massen M_X , der für die hier angestrebte Untersuchung harter Prozesse interessant ist, vergleichbare Ergebnisse wie die vorgestellte Kombinationsmethode.

4.4 Ein erster Blick auf die Jet-Ereignisse

Ein erstes direktes Resultat der Jetanalyse aller diffraktiven Photoproduktionsereignisse ist die unkorrigierte Verteilung der verschiedenen Jetmultiplizitäten aufgetragen über der Summe der Transversalenergie im Ereignis (Abbildung 4.6). Man sieht deutlich, daß wegen des Schnittes $p_{t,jet} > 5$ GeV im Jetalgorithmus die Ein-Jetproduktion ab 5 GeV und die Zwei-Jetproduktion ab 10 GeV summierter Transversalenergie einsetzt. Je weiter man über diese Schwellen geht, desto stärker dominiert der Ein-Jetanteil bzw. später der Zwei-Jetanteil. Diese signifikante Jetproduktion ist ein klares Indiz für die Existenz harter Subprozesse in der diffraktiven Photoproduktion. Es sind sogar einige Ereignisse mit drei Jets zu erkennen, allerdings ist ihre Anzahl zu klein für eine weitere Analyse. Prinzipiell wäre es für eine solche Analyse außerdem wünschenswert, mit einem Monte-Carlo-Generator zu arbeiten, der die QCD-Matrixelemente der nächstführenden Ordnung enthält, so daß harte Subprozesse mit drei Partonen im Endzustand besser simuliert werden können. Insgesamt findet man in dem selektierten Datensatz 1663 Ereignisse mit einem und 431 Ereignisse mit zwei Jets.

Als erster Test der Zwei-Jet-Struktur dient die Differenz der Azimutalwinkel der beiden Jets (Abbildung 4.7, links). Da in der Photoproduktion der Anfangszustand einen sehr kleinen Transversalimpuls hat, erwartet man, daß die Jets in der xy -Ebene entgegengesetzt liegen, d.h. daß die Azimutalwinkeldifferenz nahe bei 180° liegt. Die Transversalimpulsbilanz kann durch QCD-Abstrahlung im Anfangs- und Endzustand geändert werden sowie durch den Photonrest in resolved Prozessen, so daß die Winkeldifferenz zu kleineren Werten verschmiert wird. Genau

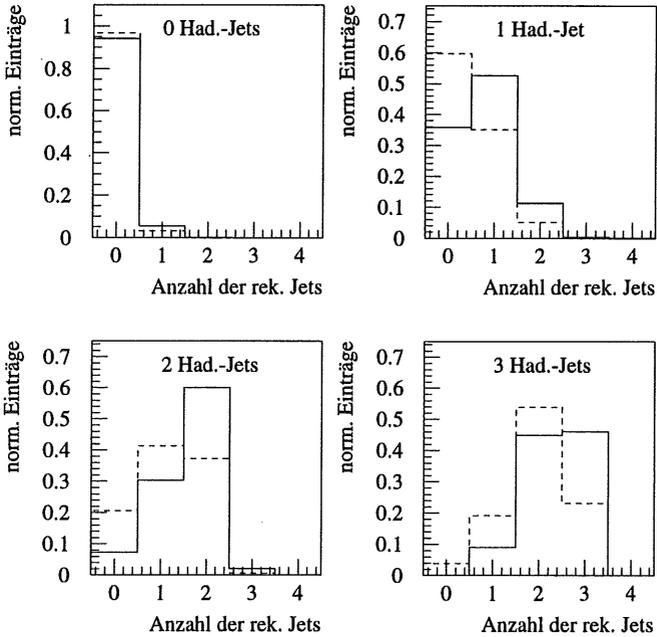


Abbildung 4.5: Verteilung der Anzahl rekonstruierter Jets auf Detektorebene bei einer festen Anzahl von 0,1,2 oder 3 Jets auf Hadronebene. Verglichen sind die Verteilungen für kombinierte Objekte (durchgezogene Linie) mit denen für Kalorimetercluster (gestrichelte Linie).

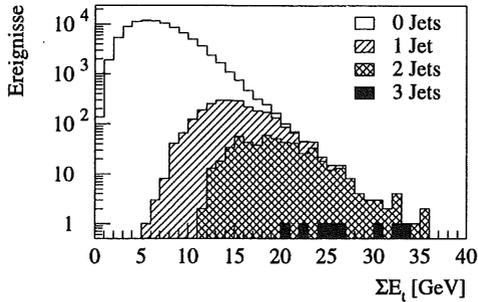


Abbildung 4.6: Unkorrigierte Anzahl der Jets in Abhängigkeit von der gesamten Transversalenergie des Ereignisses in den auf Diffraktion selektierten Daten. Für die Jetanalyse wurde der Cone-Algorithmus verwendet.

diesen Effekt sieht man in Abbildung 4.7, wobei die Monte-Carlo-Verteilung (POMPYYT) den Verlauf der Daten gut beschreiben kann.

Auch die Anzahl der kombinierten Objekte in einem Jet, die mit der Teilchenmultiplizität im Jet zusammenhängt, wird von dem diffraktiven Monte-Carlo-Modell gut beschrieben (Abbildung 4.7, rechts).

4.5 Jetprofile und Energiefluß

Eines der einfachsten Merkmale, das die Form eines Jets charakterisiert, ist der Energiefluß um die Jetachse, das „Jetprofil“. Der genaue Verlauf der Jetprofile ist sensitiv auf Fragmentationseffekte, das heißt auf den Ablauf des Übergangs von den Partonen aus dem harten Subprozeß zu den farblosen Hadronen im Endzustand der Reaktion. Dieser Übergang wird in Monte-Carlo-Generatoren mit einem QCD-Fragmentationsmodell simuliert, so daß man eine theoretische Vorhersage für den Verlauf der Jetprofile erhält. Mit einer Analyse der Jetprofile in diffraktiven Ereignissen läßt sich daher testen, inwieweit die gemessenen Jets in ihrer Form mit den Erwartungen übereinstimmen, die sich aus einem QCD-Fragmentationsmodell der Jetbildung ergeben, so wie es im Monte-Carlo-Generator POMPYYT implementiert ist.

Die Jetprofile gemittelt über alle Zwei-Jet-Ereignisse des diffraktiven Datensatzes sind in Abbildung 4.8 dargestellt. Für den Energiefluß in Abhängigkeit von der Azimutalwinkeldifferenz zur Jetachse (ϕ -Profil) wurde über den gesamten Bereich in der Pseudorapidität summiert ($-2.5 < \eta < 3.5$), so daß sich bei $\Delta\phi = \pm\pi$ der zweite Jet im Ereignis deutlich zeigt. Die Monte-Carlo-Vorhersagen des POMPYYT-Generators für eine harte Gluon- oder Quarkstruktur des Pomeron unterscheiden sich nicht signifikant und sind beide in guter Übereinstimmung mit dem experimentellen Verlauf des ϕ -Profils.

Der Energiefluß in Abhängigkeit von der Pseudorapiditätsdifferenz zur Jetachse (η -Profil) wurde über $0 < \phi < 2\pi$ summiert, so daß auch hier der jeweils andere Jet in den Energiefluß

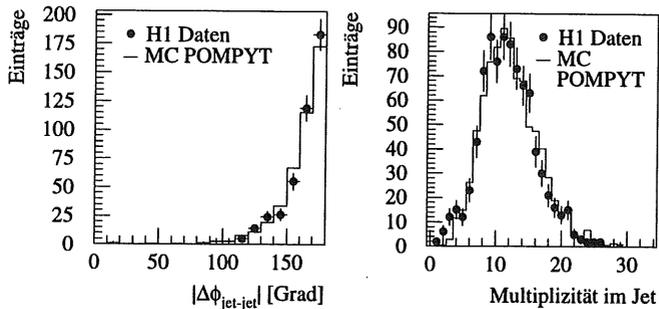


Abbildung 4.7: Absolutwert der Azimutalwinkeldifferenz der beiden Jets (links) und Anzahl der Objekte in den Jets (rechts) für Zwei-Jet-Ereignisse der diffraktiven Photoproduktion. Das Histogramm gibt die Monte-Carlo-Vorhersage für den Ereignissatz HG wieder.

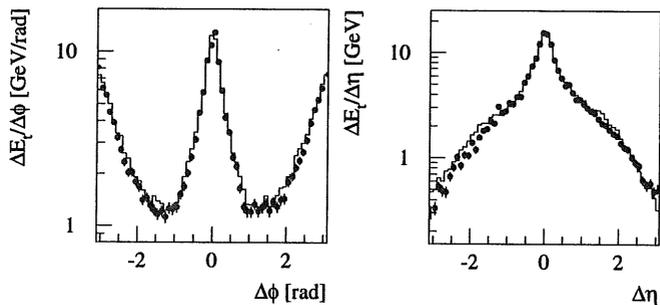


Abbildung 4.8: Jetprofile für Zwei-Jet-Ereignisse der diffraktiven Photoproduktion. Die Punkte zeigen die gemessenen Jetprofile in ϕ (links) und η (rechts). Das Histogramm gibt die Monte-Carlo-Vorhersage für den Ereignissatz HG wieder.

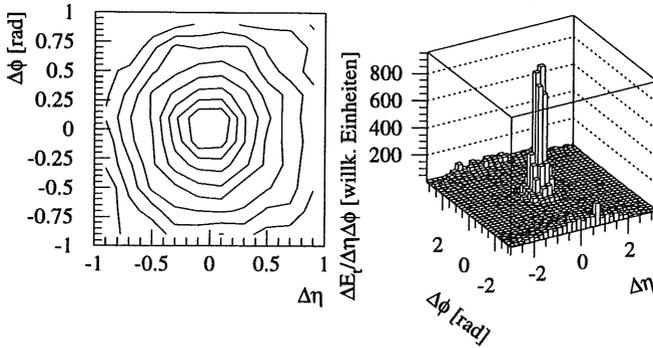


Abbildung 4.9: Zweidimensionales Jetprofil in $\Delta\eta$ und $\Delta\phi$, links als Konturdiagramm, wobei die Höhenlinien logarithmisch abgestuft sind, rechts als „Lego“-Plot.

eingeht. Dadurch erscheinen im η -Profil relativ hohe Flanken zu beiden Seiten. Der Verlauf der experimentellen η -Profile wird durch das Monte-Carlo zufriedenstellend beschrieben.

Nur der Vollständigkeit halber sei noch darauf hingewiesen, daß in einem zweidimensionalen (η, ϕ) -Profil (Abbildung 4.9) der Transversalenergiefluß in den Jets tatsächlich wie erwartet symmetrisch in $\Delta\eta$ und $\Delta\phi$ liegt, was die Gleichbehandlung von Pseudorapidität und Azimutalwinkel im Abstandsmaß des Cone-Algorithmus (Gleichung 4.2) rechtfertigt.

In den QCD-Fragmentationsmodellen liegt der Transversalimpuls, der relativ zur Jetachse auftritt, im Bereich einiger 100 MeV und ist annähernd konstant. Man erwartet daher, daß die Breite der Jets mit zunehmender Jetenergie kleiner wird (siehe z.B. [91]), was sich unter anderem anhand der Jetprofile untersuchen läßt. Dazu wurden die ϕ -Jetprofile getrennt für verschiedene Intervalle des Jettransversalimpulses bestimmt und ihr Verlauf im Bereich $|\Delta\phi| < 1$ phänomenologisch durch eine Breit-Wigner-Verteilung angepaßt, wobei ein zusätzlicher konstanter Untergrundbeitrag zugelassen wurde. Die Halbwertsbreite $\Gamma_{\Delta\phi}$ der Breit-Wigner-Kurve dient als Maß für die Breite des Jets und ist in Abbildung 4.10 über dem Transversalimpuls der Jets aufgetragen. Für Transversalimpulse größer als etwa 7 GeV zeigt sich die erwartete Abnahme der Breite, wobei der flache Verlauf für kleinere Transversalimpulse qualitativ auch in der Monte-Carlo-Simulation auftritt.

Betrachtet man schließlich den globalen Energiefluß im Ereignis, so zeigt sich, daß in den gefundenen Zwei-Jet-Ereignissen die beiden Jets wie erwartet einen Großteil der Transversalenergie des Ereignisses enthalten (siehe Abbildung 4.11). Mit einem mittleren Anteil von etwa 70% an der gesamten Transversalenergie liegen die diffraktiven Ereignisse deutlich über dem Wert, der in der Standard-Photoproduktion gemessen wurde [92]. Zusätzliche Information über die restliche Transversalenergie außerhalb der beiden Jets ergibt sich, wenn man mit allen Kalorimeterclustern, die in einem Ereignis keinem der beiden Jets zugeordnet sind, den mittleren Transversalenergiefluß pro Ereignis bestimmt. Es zeigt sich, daß der mittlere transversale Energiefluß außerhalb der Jets im Zentralbereich $0 \lesssim \eta_{\text{ab}} \lesssim 1$ ein Maximum bei etwa 0.33 GeV/rad erreicht und zu großen und kleinen Pseudorapiditäten hin abfällt (Abbildung 4.11). Im Vergleich zur Standard-Photoproduktion (siehe [92]) liegt vor allem im Vorwärtsbereich weniger Energie

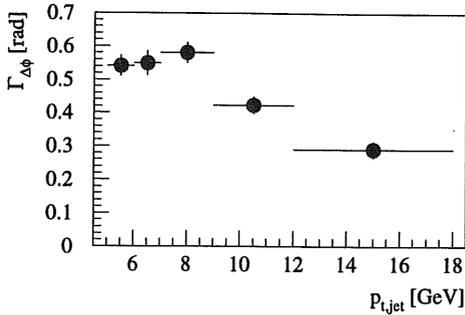


Abbildung 4.10: Breite der Jetprofile in $\Delta\phi$ in Abhängigkeit vom Transversalimpuls der Jets für diffraktive Zwei-Jet-Ereignisse. Die Breite $\Gamma_{\Delta\phi}$ des Jetprofils wurde bestimmt aus der Halbwertsbreite (FWHM) einer angepaßten Breit-Wigner-Kurve mit konstantem Untergrund. Die Fehlerbalken geben den statistischen Fehler der Breite aus dem Fit wieder.

außerhalb der Jets, was sich auch in dem schon erwähnten höheren Anteil der Jettransversalenergien an der Gesamttransversalenergie ausdrückt.

4.6 Korrelation zwischen Detektor- und Hadronebene

Für die spätere Korrektur der gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitte auf die Hadronenebene ist es wichtig, daß die Korrelation im Winkel und im Impuls der Jets zwischen Hadron- und Detektorebene möglichst gut ist. Mit Hilfe der Monte-Carlo-Ereignissätze HG und HQ wurde diese Korrelation abgeschätzt. Dazu wurden alle Ereignisse ausgewählt, die die diffraktive Selektion erfüllen und zwei Jets auf Hadron- und Detektorebene haben.

Abbildung 4.12 zeigt, daß die Übereinstimmung im Azimutalwinkel, in der Pseudorapidität und im Transversalimpuls zwischen Hadron- und Detektorebene gut ist. Im einzelnen erreicht man eine mittlere Auflösung (1σ) von 0.10 in der Pseudorapidität, von 6.8° im Azimutalwinkel und von 18% im Transversalimpuls. In Kapitel 5 bei der Messung der differentiellen Wirkungsquerschnitte finden sich genauere Untersuchungen speziell zur Korrelation und Migration zwischen den jeweils gewählten Intervallen in der Pseudorapidität und im Transversalimpuls. Auf die Korrelation in der Anzahl der gefundenen Jets zwischen Hadron- und Detektorebene wurde schon in Kapitel 4.3 eingegangen (siehe Abbildung 4.5).

Mit Hilfe von Monte-Carlo-Ereignissen läßt sich außerdem untersuchen, inwieweit die Jets, die auf Detektorebene in diffraktiven Ereignissen gefunden werden, die Kinematik der Partonen aus einem harten Subprozeß wiedergeben können.

Dazu wurden aus den Ereignissätzen HG und HQ alle die Ereignisse ausgewählt, die die diffraktive Selektion erfüllen und genau zwei Jets auf Detektorebene haben. Für die Zuordnung der zwei auslaufenden Partonen zu den beiden Jets wird die Kombination ausgesucht, die die kleinere Summe der Winkeldifferenzen im Laborsystem besitzt.

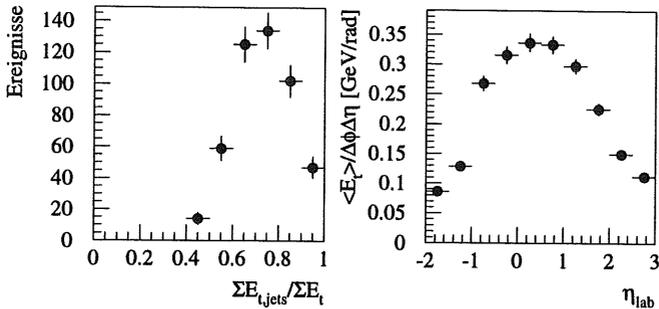


Abbildung 4.11: Anteil der Transversalenergie der Jets am Gesamttransversalimpuls des Ereignisses (links) und mittlerer Transversalenergiefluß außerhalb der Jets in Abhängigkeit von der Pseudorapidität im Laborsystem (rechts).

Abbildung 4.13 zeigt die Korrelation im Azimutalwinkel, in der Pseudorapidität und im Transversalimpuls zwischen den auslaufenden Partonen und den Jets auf Detektorebene. Es ist klar zu erkennen, daß man mit den rekonstruierten Jets auch auf die Kinematik der Partonen schließen kann. Die Korrelation wird nur wenig davon abhängen, durch welche Subprozesse die Partonen entstehen, sofern die Winkel- und Impulsverteilung der Partonen ähnlich bleibt.

4.7 Einfluß von Mehrfachwechselwirkungen

Bei der Analyse von Jet-Ereignissen in der nicht-diffraktiven Photoproduktion bei HERA zeigt sich, daß der Energiefluß außerhalb der Jets signifikant größer ist, als durch QCD-Rechnungen der harten Prozesse vorhergesagt, wobei Korrekturen durch Abstrahlung im Endzustand und Fragmentation schon berücksichtigt wurden. Ein Modell zur Erklärung des zusätzlichen Energieflusses berücksichtigt mögliche Wechselwirkungen zwischen Partonen, die aus dem Photon (in resolved Prozessen) und dem Proton stammen, die aber nicht am harten Subprozeß teilnehmen. Oft werden diese Prozesse zusammengefaßt als „underlying event“ bezeichnet. Monte-Carlo-Modelle der nicht-diffraktiven Photoproduktion, die solche Mehrfachwechselwirkungen der Zuschauerpartonen zulassen, können den experimentell gemessenen Energiefluß gut beschreiben, im Gegensatz zu einem Modell ohne Mehrfachwechselwirkungen [56].

Um zu untersuchen, wie stark Mehrfachwechselwirkungen die Ergebnisse in der diffraktiven Jet-Produktion beeinflussen können, wurden zwei Monte-Carlo-Ereignissätze mit POMPYT generiert, der erste ohne, der zweite mit Mehrfachwechselwirkungen. Die jeweils 13480 Ereignisse wurden auf Hadronebene der normalen Jetanalyse unterzogen und die Ergebnisse verglichen. Weder in der Anzahl der gefundenen Jets und ihren Eigenschaften noch im allgemeinen Energiefluß zeigt sich ein signifikanter Unterschied zwischen den beiden Ereignissätzen.

Der geringe Einfluß von Mehrfachwechselwirkungen in diffraktiven Ereignissen ist vermutlich darauf zurückzuführen, daß das gestreute Proton einen relativ großen Impulsanteil von $(1-x_p) \gtrsim 0.9$ we trägt, der nicht mehr für Mehrfachwechselwirkungen zur Verfügung steht, so daß der

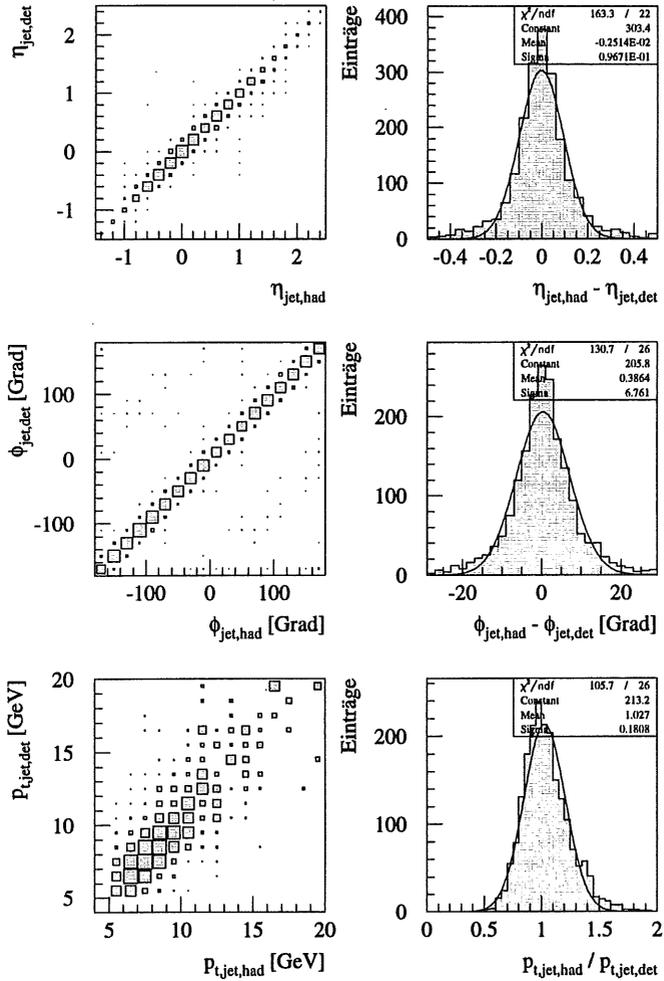


Abbildung 4.12: Korrelation zwischen den Jets auf Hadron- und Detektorniveau. Die Punkte im Diagramm der Korrelation des Transversalimpulses sind gewichtet, um die stark abfallende Häufigkeit höherer Transversalimpulse auszugleichen.

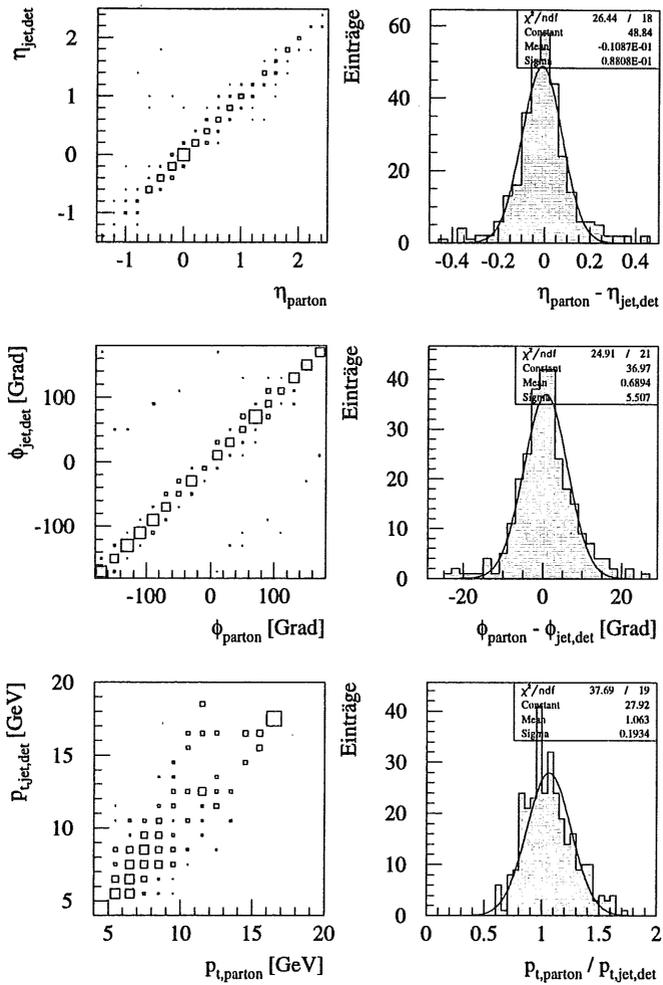


Abbildung 4.13: Korrelation zwischen den auslaufenden Partonen aus dem harten Subprozess und den Jets auf Detektorniveau. Die Punkte im Diagramm der Korrelation des Transversalimpulses sind gewichtet, um die stark abfallende Häufigkeit höherer Transversalimpulse auszugleichen.

Phasenraum stark eingeschränkt ist. Andererseits ist die Skala der harten Prozesse durch den Schnitt auf den Transversalimpuls der Jets in Analysen nicht-diffraktiver und diffraktiver Photoproduktion annähernd gleich, so daß Mehrfachwechselwirkungen in diffraktiven Prozessen im Verhältnis eine geringere Rolle spielen. Ihr Einfluß auf die Ergebnisse einer Jet-Analyse diffraktiver Ereignisse kann vernachlässigt werden. Die Monte-Carlo-Ereignissätze für die vorliegende Analyse wurden mit der Option Mehrfachwechselwirkungen generiert, die in neueren PYTHIA- und POMPYT-Versionen Standard ist.

Das Fazit der Untersuchungen dieses Kapitels ist, daß man in der diffraktiven Photoproduktion harte Jets im Endzustand findet, die alle Anzeichen normaler QCD-Jets aufweisen. Man kann diese Jets daher interpretieren als Fragmentationsprodukt von Partonen, die aus einem harten Subprozeß stammen.

Kapitel 5

Jet-Wirkungsquerschnitte

Ein erstes Ziel der Analyse ist die Messung der in η_{jet} und $p_{t,\text{jet}}$ differentiellen ep -Wirkungsquerschnitte für Zwei-Jet-Ereignisse in der diffraktiven Photoproduktion. Zusammen mit ähnlichen Messungen des inklusiven Jet-Wirkungsquerschnitts durch die ZEUS-Kollaboration [21, 93] bekommt man damit Daten über die diffraktive Jetproduktion in die Hand, mit denen sich die theoretischen Modelle der diffraktiven Wechselwirkung testen lassen. Konkret können mit den gemessenen Wirkungsquerschnitten erste Vergleiche mit den verfügbaren Monte-Carlo-Modellen der diffraktiven harten Photoproduktion auf der Basis eines Pomeron-Austauschs angestellt werden.

Am Beispiel der Formel für den Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d\eta_{\text{jet}}$ lassen sich die einzelnen Faktoren erläutern, die in die Berechnung eingehen:

$$\frac{d\sigma}{d\eta_{\text{jet}}} = (N_{\text{Daten}} - N_{\text{Ugr}}) \cdot \frac{1}{\mathcal{L}_{\text{int}}} \cdot \frac{1}{\epsilon_{\text{trig}}} \cdot \frac{1}{\epsilon_{\text{etag}}} \cdot f_{\text{fw}} \cdot f_{\text{p-diss}} \cdot f_{\text{akz}} \cdot \frac{1}{\Delta\eta_{\text{jet}}} \quad (5.1)$$

Von der Anzahl der in einem Intervall (Bin) von η_{jet} gesammelten Jets in den Daten N_{Daten} muß zunächst der erwartete Untergrund N_{Ugr} abgezogen werden, den man mit Hilfe von Monte-Carlo-Studien der Standard-Photoproduktion ermittelt. Nach der Division durch die integrierte Luminosität der Daten \mathcal{L}_{int} erhält man einen Wirkungsquerschnitt, der allerdings noch auf die Effizienzen der Triggerelemente ϵ_{trig} und des Elektronentaggers ϵ_{etag} korrigiert werden muß. Die weiteren Korrekturfaktoren berücksichtigen das Rauschen in den Vorwärtsdetektoren, die Proton-Dissoziation und die Akzeptanz der Selektion einschließlich der Jetanalyse. Schließlich muß noch durch die Breite der gewählten Bins dividiert werden, um einen differentiellen Wirkungsquerschnitt zu erhalten. In den folgenden Abschnitten wird erläutert, wie die einzelnen Faktoren bestimmt werden und wie man ihren Fehler abschätzen kann.

Alle im weiteren gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitte werden als ep -Wirkungsquerschnitte auf Hadronebene angegeben. Um sie besser mit den Resultaten aus der tiefinelastischen Streuung vergleichen zu können, werden die Wirkungsquerschnitte im γP -System ermittelt. Dabei wird das γP -System definiert als das Ruhesystem des einlaufenden Photons und des in positiver z -Richtung orientierten Impulses mit Betrag $x_{\text{p}}E_{\text{p}}$. Der Übergang vom Laborsystem zum γP -System wird in der Photoproduktion durch eine Lorentz-Transformation entlang der z -Achse vermittelt. Eine solche Transformation läßt die Transversalimpulse unverändert und ändert, unter Vernachlässigung der Massen, alle Pseudorapiditäten um den gleichen Wert $\Delta\eta =$

$\eta_{\gamma\text{P}} - \eta_{\text{lab}}$. In der Photoproduktion gilt für $\Delta\eta$ in guter Näherung

$$\Delta\eta \approx -\ln \frac{M_x}{2y_{\text{JB}}E_e}, \quad (5.2)$$

so daß es direkt aus dem hadronischen Endzustand bestimmt werden kann. Eine Monte-Carlo-Studie zeigt, daß das wahre $\Delta\eta$ in diffraktiven Zwei-Jet-Ereignissen mit einer ausreichenden Auflösung von $\sigma(\Delta\eta_{\text{rek}} - \Delta\eta_{\text{wahr}}) = 0.11$ rekonstruiert werden kann.

Der kinematische Bereich, für den die Wirkungsquerschnitte definiert werden, wird durch die nachfolgend aufgeführten Grenzen festgelegt und richtet sich im wesentlichen nach dem Akzeptanzbereich des Elektrontaggers (5.3), der diffraktiven Selektion (5.4) und der Jetanalyse (5.5):

$$Q^2 < 0.01 \text{ GeV}^2 \quad \text{und} \quad 0.25 < y < 0.7 \quad (5.3)$$

$$x_{\text{P}} < 0.05 \quad \text{und} \quad M_{\text{Y}} < 1.6 \text{ GeV} \quad (5.4)$$

$$-1.5 < \eta_{\text{jet}}^{\gamma\text{P}} < +1.5 \quad \text{und} \quad p_{\text{t,jet}} > 5 \text{ GeV} \quad (5.5)$$

Aus den selektierten Zwei-Jet-Ereignissen folgt, daß die Wirkungsquerschnitte für eine mittlere invariante Masse des Photon-Proton-Systems von $\langle W_{\gamma p} \rangle = 192 \text{ GeV}$ gelten. Die mittlere quadratische invariante Masse des Jet-Jet-Systems, die eine gute Näherung für das Quadrat der Schwerpunktsenergie des Subprozesses darstellt, beträgt $\langle \hat{s} \rangle \approx \langle M_{\text{jet,jet}}^2 \rangle = 280 \text{ GeV}^2$.

5.1 Anzahl der Jets in den Daten

Aus allen 1994 aufgezeichneten Ereignissen werden mit Hilfe der in Kapitel 3.1 und 3.2 erläuterten Kriterien die Kandidaten für diffraktive Photoproduktion herausgefiltert und einer Jet-Analyse unterworfen. Der Cone-Algorithmus, mit dem die Jets definiert werden, ist in Kapitel 4.2 beschrieben. Dort finden sich auch die verwendeten Werte für die Parameter des Algorithmus und die Größe und Einteilung des Gitters in der (η, ϕ) -Ebene.

5.2 Subtraktion des Untergrunds

Die dominante Untergrundquelle sind Ereignisse der nicht-diffraktiven Photoproduktion, bei denen durch zufällige Fluktuationen in der Rapiditätsverteilung der Teilchen im Endzustand eine große Rapiditätsslücke entsteht. Die Höhe dieses Untergrunds wird im nächsten Abschnitt abgeschätzt. Daneben müssen natürlich noch andere Prozesse als möglicher Untergrund in Betracht gezogen werden. Eine Aufstellung dazu findet sich im darauffolgenden Abschnitt.

5.2.1 Untergrund durch nicht-diffraktive harte Photoproduktion

Da selbst mit den in Kapitel 3.2 beschriebenen Selektionskriterien für diffraktive Prozesse unvermeidlich noch ein kleiner Anteil nicht-diffraktiver Ereignisse in die Analyse eingeht, muß dieser Beitrag abgeschätzt werden, um ihn statistisch subtrahieren zu können. Dazu wurde ein Monte-Carlo-Modell der harten nicht-diffraktiven Photoproduktion zu Hilfe genommen. Das dabei auftretende Problem der korrekten Definition nicht-diffraktiver Ereignisse wird über die in

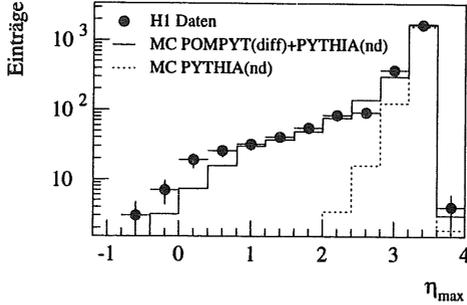


Abbildung 5.1: Verteilung von η_{\max} für Zwei-Jet-Ereignisse in den Photoproduktionsdaten (Punkte). Die durchgezogene Linie zeigt eine Kombination aus den Verteilungen eines Monte-Carlo-Modells für diffraktive (POMPYT) und nicht-diffraktive (PYTHIA) Prozesse, die an die Daten angepaßt wurde. Die gepunktete Linie zeigt den nicht-diffraktiven Anteil alleine.

Kapitel 3.4 erläuterte Methode behandelt. Als Modell für nicht-diffraktive harte Photoproduktion dienen die Ereignissätze PYRES, PYDIR und PYDIC aus dem Monte-Carlo-Generator PYTHIA, die entsprechend ihrer Luminosität kombiniert wurden, das heißt die Ereignissätze PYDIR und PYDIC erhalten relativ zu PYRES einen Faktor von etwa 0.46.

Ein mögliche Methode, den Anteil der nicht-diffraktiven Ereignisse in den selektierten Zwei-Jet-Ereignissen abzuschätzen, nutzt den deutlich unterschiedlichen Verlauf der η_{\max} -Verteilung bei diffraktiven und nicht-diffraktiven Ereignissen aus. Die relativen Anteile beider Komponenten in den Daten lassen sich bestimmen, indem man deren η_{\max} -Verteilungen linear kombiniert und die beiden freien Faktoren so anpaßt, daß die mittlere quadratische Abweichung χ^2 zu der Verteilung in den Daten minimal wird (Abbildung 5.1). Die Wahl freier Faktoren ist sinnvoll, da die absolute Normierung der Verteilungen aus dem Monte-Carlo-Generator POMPYT von der Wahl des Flußfaktors abhängt und daher mit einer großen theoretischen Unsicherheit behaftet ist. Für die η_{\max} -Verteilungen wurden die restlichen Selektionsschnitte für diffraktive Ereignisse bis auf den x_{P} -Schnitt benutzt, um den Anteil des verbleibenden nicht-diffraktiven Untergrunds direkt im Diagramm in Abhängigkeit von η_{\max} sehen zu können. Die übrigbleibenden nicht-diffraktiven Monte-Carlo-Ereignisse im Bereich $\eta_{\max} < 3.0$ liegen mit ihren Gewichten im Mittel unter 1.5 und kein Ereignis hat ein Gewicht von mehr als 4. Das zeigt, daß die Gewichtung beim Generieren der Monte-Carlo-Ereignisse (Kapitel 1.6.3) im Hinblick auf die Untergrundabschätzung sinnvoll gewählt wurde. Um verbleibende theoretische Unsicherheiten bei der Beschreibung nicht-diffraktiver Ereignisse mit kleinen Werten von η_{\max} zu berücksichtigen, wird der systematische Fehler für die Anzahl der Untergrundereignisse auf 100% angesetzt. Da der Untergrundanteil für alle Bins in η_{jet} und $p_{t,\text{jet}}$ kleiner als 15% ist, wirkt sich diese großzügige Fehlerabschätzung nicht stark auf den Gesamtfehler aus.

5.2.2 Andere Untergrundprozesse

Zusätzlich zur nicht-diffraktiven harten Photoproduktion gibt es noch einige andere Untergrundquellen, deren Einfluß aber, abgesehen von Elektron-Gas-Ereignissen, vernachlässigbar klein ist:

- Mit dem Monte-Carlo-Generator PYTHIA kann abgeschätzt werden, inwieweit nicht-diffraktive weiche Photoproduktion als Untergrund eine Rolle spielt. Dazu kann PYTHIA mit einer speziellen Option betrieben werden, die versucht, die Gesamtheit nicht-diffraktiver Photoproduktionsprozesse mit kleinem Transversalimpuls zu simulieren (Interne Prozeßnummer 95: „low- p_t production“). In den zur Verfügung stehenden 20000 gewichteten Ereignissen befindet sich kein einziges, das die diffraktive Selektion erfüllt und zwei Jets enthält. Damit erscheint es gerechtfertigt, im Bereich der nicht-diffraktiven Photoproduktion den Beitrag weicher Prozesse gegenüber dem der schon berücksichtigten harten Prozesse zu vernachlässigen.
- Eine andere mögliche Untergrundquelle sind Strahl-Gas-Reaktionen, das heißt Kollisionen eines Strahlprotons oder -elektrons mit einem Restgasmolekül. Der Einfluß dieser Reaktionen läßt sich mit Hilfe von speziell eingefügten Proton- und Elektronpaketen, den sogenannten „pilot bunches“ abschätzen, für die sich kein entsprechendes Paket an Kollisionspartnern im HERA-Ring befindet. Anhand der genauen Zeitinformation aus dem Triggersystem lassen sich die Ereignisse ermitteln, die entstanden sind, während eines dieser Einzelpakete die Wechselwirkungszone durchquerte.

Von den Ereignissen, die durch ein Proton-Einzelpaket ausgelöst wurden, erfüllt keines die diffraktive Selektion. Das ist nicht überraschend, denn Proton-Gas-Ereignisse sind durch die Kinematik stark in Vorwärtsrichtung orientiert, so daß die Wahrscheinlichkeit für eine zufällig auftretende große Rapiditätslücke extrem gering ist.

Eher zum Untergrund beitragen können Elektron-Gas-Ereignisse, da sie kinematisch im Rückwärtsbereich des Detektors liegen. So erfüllen dann auch einige Ereignisse, die aufgrund ihrer zeitliche Lage nur durch ein Elektron-Einzelpaket verursacht sein können, die Selektion. Unter diesen Ereignissen enthält allerdings nur eines zwei rekonstruierte Jets, da die mittlere Gesamttransversalenergie im Vergleich zur diffraktiven Photoproduktion kleiner ist.

Für eine Abschätzung des resultierenden Untergrunds muß noch durch den Anteil des Strahlstroms in den Elektron-Einzelpaketen am Gesamtstrahlstrom (etwa 10%) dividiert werden, so daß ein kleiner, aber nicht zu vernachlässigender Untergrundbeitrag entsteht, der durch eine entsprechende proportionale Erhöhung des nicht-diffraktiven Untergrunds berücksichtigt wird.

- Bei dem Untergrund durch tiefinelastische Streuung kann es sich praktisch nur um Ereignisse handeln, die vom Detektor gleichzeitig mit einem Photoproduktionsereignis aufgezeichnet werden („Overlay-Events“), da in der Selektion das Signal des gestreuten Elektrons im Elektrontrigger verlangt wird. Durch den weiteren Schnitt auf das nach der Methode von Jacquet-Blondel rekonstruierte y_{JB} (siehe Kapitel 3.1) wird dieser Untergrundbeitrag vernachlässigbar klein.
- Die zur Luminositätsmessung benutzten Bethe-Heitler-Prozesse ($ep \rightarrow ep\gamma$) können einen Eintrag im Elektrontrigger hervorrufen, der das Ereignis fälschlicherweise als Photoproduktion klassifizieren würde. In diesen Prozessen zeigt sich aber in Koinzidenz das abgestrahlte

Photon im Photodetektor, so daß der Schnitt auf die gemessene Energie im Photodetektor ($E_{PD} < 2 \text{ GeV}$) diesen Untergrund beseitigt.

- Ein manueller Scan der selektierten Zwei-Jet-Ereignisse schließlich ergab keine Anzeichen dafür, daß eines der Ereignisse durch ein kosmisches Myon verursacht wurde. Es wurden auch keine Kandidaten für elastische Vektormesonproduktion gefunden, was zu erwarten ist, da wegen der relativ kleinen Masse der Vektormesonen bei einer Fehlinterpretation der Zerfallsprodukte als Jets keine invarianten Jet-Jet-Massen von 10 GeV und mehr auftreten können.

5.3 Integrierte Luminosität des Datensatzes

Der Jet-Analyse liegen, wie in Kapitel 3.1 erwähnt, alle e^+p -Daten von H1 aus dem Jahr 1994 zugrunde, bei denen der Wechselwirkungspunkt auf die nominelle Lage in z -Richtung eingestellt war. Um die integrierte Luminosität des analysierten Datensatzes zu bestimmen, wurde die H1-interne Routine `lucal` benutzt, die die gesammelte Luminosität getrennt für jeden einzelnen Run liefert. Bei der anschließenden Summation über die Strahlperiode werden natürlich nur die Runs berücksichtigt, in denen die Hochspannung für alle relevanten Detektorkomponenten eingeschaltet war und sich diese Komponenten auch in der Auslese befanden.

Zusätzlich gilt es noch zu beachten, daß in einigen Runs für bestimmte Subtrigger Skalierungsfaktoren gesetzt sein können. Das bedeutet, daß dann nur noch jedes n -te Ereignis, das von diesem Subtrigger ausgewählt würde, tatsächlich auch getriggert wird. Diese Maßnahme kann nötig sein, wenn die Strahlqualität so schlecht ist, daß mehr Untergrundereignisse im Detektor auftreten und einige Subtrigger mit einer zu hohen Rate ansprechen. Diese Situation ist zu vermeiden, denn sobald die Verarbeitungskapazität des Level 4 Triggers überschritten ist, steigt die Totzeit der Datennahme rapide an.

Um diese Skalierungsfaktoren zu berücksichtigen, muß bei der Summation die integrierte Luminosität der einzelnen Runs noch durch den jeweils geltenden Skalierungsfaktor dividiert werden. Der für die vorliegende Analyse verwendete Subtrigger (siehe Kapitel 5.4) hatte während der Strahlperiode 1994 praktisch immer einen Skalierungsfaktor von 1, bis auf einige wenige Runs mit einem Skalierungsfaktor von 2, so daß die Korrektur nur im Bereich von 0.3% liegt. Man erhält eine auf Detektorverfügbarkeit korrigierte integrierte Luminosität von

$$\mathcal{L}_{\text{det.korr}} = (2.352 \pm 0.033) \text{pb}^{-1} \quad (5.6)$$

Der angegebene Fehler beruht auf dem von der H1-Luminositätsgruppe ermittelten relativen Fehler von 1.4% für die Luminositätsmessung in den Daten des Jahres 1994 [66].

Die oben angegebene integrierte Luminosität muß noch auf den Effekt der Satelliten-Strahlpakete korrigiert werden. Es handelt sich dabei um kleine Protonpakete, die einige Nanosekunden vor und nach einem Hauptpaket im Protonring laufen. Sie entstehen unvermeidlich beim Einschleusen des Protonstrahls in HERA und dem anschließenden Beschleunigen auf Nominalenergie. Die Satelliten-Strahlpakete verursachen Bethe-Heitler-Prozesse, die zwar wegen der Zeitdifferenz zum Hauptpaket deutlich vom nominellen Wechselwirkungspunkt entfernt sind, aber vom Luminositätssystem dennoch akzeptiert werden und mit in die Messung eingehen.

Da in der Analyse die z -Koordinate des Ereignisvertex beschränkt wird, muß die Luminosität, die durch die Satelliten-Strahlpakete hervorgerufen wird, subtrahiert werden. Bei einem Schnitt

von $|z_{\text{Vertex}} - \bar{z}| < 3\sigma_z$ liegt die Korrektur nach [94] bei $(4.80 \pm 0.44)\%$, das heißt:

$$\mathcal{L}_{\text{det./sat.korr}} = \mathcal{L}_{\text{det.korr}}(1 - \Delta\mathcal{L}_{\text{sat}}) \quad \text{mit} \quad \Delta\mathcal{L}_{\text{sat}} = (4.80 \pm 0.44)\% \quad (5.7)$$

Es ergibt sich eine integrierte Luminosität mit allen Korrekturen von:

$$\mathcal{L}_{\text{det./sat.korr}} = (2.239 \pm 0.033)\text{pb}^{-1} \quad (5.8)$$

5.4 Effizienz der Triggerelemente

In der H1-Datennahme wird ein Ereignis von der ersten Stufe des Triggers (Level 1) akzeptiert, wenn einer der maximal 128 Subtrigger angesprochen hat. Die einzelnen Subtrigger werden über logische Verknüpfungen verschiedener Triggerelemente so zusammengesetzt, daß sie für bestimmte Arten von Ereignissen selektiv sind.

Zum Triggern von Ereignissen der diffraktiven Photoproduktion wurde für die vorliegende Analyse der Subtrigger mit der H1-internen Nummer 83 benutzt, der auch in anderen H1-Analysen der nicht-diffraktiven harten Photoproduktion verwendet wird. Der Subtrigger 83 bestand in der Strahlperiode 1994 aus der Verknüpfung der folgenden fünf Triggerbedingungen mit einem logischen „Und“:

$$S83 := eTAG \wedge DCRPh_TNeg \wedge zVtx_T0 \wedge \neg ToF_BG \wedge (FToF_IA \vee \neg FToF_BG)$$

Die Bedingung `eTAG` verlangt einen Eintrag im Elektrontagger und keine Energiedeposition im Photodetektor, die auf Bethe-Heitler-Ereignisse zurückzuführen wäre. Die Effizienz des Elektrontaggers und damit die Effizienz dieser Triggerbedingung für Photoproduktionsereignisse wird im nächsten Abschnitt getrennt untersucht.

Das Triggerelemente `DCRPh_TNeg` und `zVtx_T0` werden vom Spurrkammersystem geliefert, wobei `DCRPh_TNeg` gesetzt ist, wenn mindestens eine negative Spur im Treffermuster zu erkennen ist und `zVtx_T0`, wenn ein Hauptvertex mit Zeitinformation durch mindestens eine Spur festgelegt werden kann. Die Effizienz dieser beiden Triggerelemente wird im folgenden bestimmt.

Die beiden letzten Bedingungen `ToF_BG` und `(FToF_IA \vee \neg FToF_BG)` betreffen das Flugzeitsystem und stellen relativ schwache Forderungen an das Zeitverhalten der Ereignisse, so daß man bei Photoproduktionsereignissen für diese Triggerbedingungen eine Effizienz von 100% annehmen kann.

Die mittlere Effizienz der Triggerelemente `DCRPh_TNeg` und `zVtx_T0` für die diffraktiven Zwei-Jet-Ereignisse kann mit Hilfe eines Referenztriggers direkt aus den Daten ermittelt werden. Als Referenz benötigt man dazu einen anderen Subtrigger, der diese beiden Triggerelemente nicht enthält und dessen zusätzliche Triggerelemente statistisch unabhängig von `DCRPh_TNeg` und `zVtx_T0` sind. In der Strahlperiode 1994 erfüllt Subtrigger 81 diese Voraussetzungen: An die Stelle von `DCRPh_TNeg` und `zVtx_T0` treten im Subtrigger 81 die Bedingungen `ToF_IA` und `LAr_IF`. Die erste Bedingung verlangt, daß das Signal im Flugzeitsystem im Zeitfenster der Elektron-Proton-Kollisionen liegt und die zweite Bedingung verlangt eine signifikante Energiedeposition im vorderen Bereich des Flüssigargonkalorimeters.

Die Effizienz ϵ_{trig} der beiden Triggerelemente `DCRPh_TNeg` und `zVtx_T0` ergibt sich, indem man im selektierten Satz von diffraktiven Zwei-Jet-Ereignissen die Anzahl der Ereignisse, in denen beide

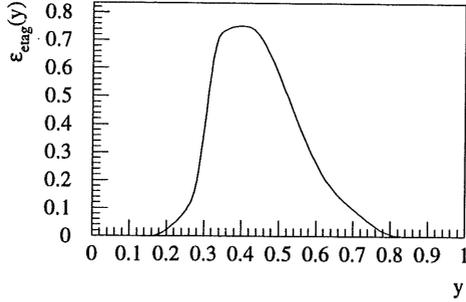


Abbildung 5.2: Mittlere Akzeptanz des Elektrotaggers in Abhängigkeit von y für den Runbereich 89300 bis 89468

Subtrigger gesetzt sind, dividiert durch die Anzahl der Ereignisse, in denen der Referenztrigger gesetzt ist:

$$\epsilon_{\text{trig}} = \frac{N_{S81 \wedge S83}}{N_{S81}} \quad \text{mit} \quad \sigma_{\epsilon_{\text{trig}}} = \sqrt{\frac{\epsilon_{\text{trig}}(1 - \epsilon_{\text{trig}})}{N_{S81}}} \quad (5.9)$$

Der relative Fehler $\sigma_{\epsilon_{\text{trig}}}$ folgt aus der begrenzten Anzahl von Ereignissen im selektierten Datensatz und berechnet sich aus der für diesen Fall zutreffenden Binomialverteilung. Man erhält auf diese Weise eine mittlere Effizienz der Triggerelemente DCRPh_TNeg und zVtx_T0 von

$$\epsilon_{\text{trig}} = 0.925 \pm 0.042 \quad (5.10)$$

5.5 Effizienz des Elektrotaggers

Durch die geometrische Anordnung und die begrenzte Detektorfläche des Elektrotaggers ist die Effizienz zum Nachweis des gestreuten Elektrons abhängig vom Impulsanteil y und von der genauen Lage des Strahls, die im Laufe der Strahlperiode leicht schwanken kann.

Von der H1-Luminositätsgruppe wurde der Verlauf der Effizienz über y in Abhängigkeit der Runnummer ermittelt und über die Routine `qpetac` zugänglich gemacht. Abbildung 5.2 zeigt zur Illustration die Effizienz $\epsilon_{\text{etag}}(y)$ gemittelt über den Runbereich 89300 bis 89468. Der gewählte Bereich im Impulsanteil von $0.25 < y < 0.7$ ist ein Kompromiß zwischen einer hohen mittleren Effizienz auf der einen und einer hohen Jet-Statistik auf der anderen Seite. Der Auftreffpunkt im Elektrotagger in x -Richtung wird für die Effizienzbestimmung auf $|x_{\text{ET}}| < 6.5\text{cm}$ eingeschränkt, um die Randbereiche mit schlechterer Energierekonstruktion auszuschließen (siehe Kapitel 3.1). Um die mittlere Effizienz ϵ_{etag} des Elektrotaggers für den selektierten Zwei-Jet-Datensatz zu bestimmen, wurde mit Hilfe der Routine `qpetac` für jedes Ereignis die Effizienz einzeln ermittelt und danach zusammengefaßt:

$$\epsilon_{\text{etag}} = \frac{n}{\sum_{i=1}^n \epsilon_{\text{etag}}^{-1}(y(i), \text{Run}(i))} \quad (5.11)$$

Mit einem von der H1-Luminositätsgruppe angegebenen Fehler von 5% [73] ergibt sich eine mittlere Effizienz des Elektrotagners für die selektierten Zwei-Jet-Ereignisse von

$$\epsilon_{\text{etag}} = 0.430 \pm 0.022 \quad (5.12)$$

5.6 Korrektur auf Rauschen in den Vorwärtsdetektoren

Durch das unvermeidliche Rauschen in den Vorwärtsdetektoren wird ein kleiner Teil der diffraktiven Ereignisse von der Vorwärtsselektion irrtümlich verworfen. Mit dem in Kapitel 3.2 abgeschätzten Anteil von $R_{\text{fw}} = (8.6 \pm 2)\%$ ergibt sich der Korrekturfaktor f_{fw} für den Wirkungsquerschnitt

$$f_{\text{fw}} = \frac{1}{1 - R_{\text{fw}}} \quad \text{zu} \quad f_{\text{fw}} = (1.094 \pm 0.024). \quad (5.13)$$

5.7 Korrektur auf Proton-Dissoziation

In einem Teil der diffraktiven Ereignissen geht das Proton in einen niedrig angeregten Zustand über, der nachfolgend in mehrere Tochterteilchen zerfällt („Proton-Dissoziation“). Die differentiellen Wirkungsquerschnitte sollen allerdings nur für die elastische Streuung am Proton angegeben werden, so daß die diffraktiven Ereignisse mit Proton-Dissoziation unterdrückt werden müssen. Dies geschieht im wesentlichen durch die Vorwärtsselektion, insbesondere durch die Forderung, daß keine Treffer im Proton-Remnant-Tagger zu sehen sind. Da dennoch einige Ereignisse mit Proton-Dissoziation in dem selektierten Ereignissatz übrigbleiben, ist für die Angabe der elastischen diffraktiven Wirkungsquerschnitte ein mittlerer Korrekturfaktor von $f_{\text{p-diss}} = 0.9 \pm 0.1$ nötig [95].

5.8 Akzeptanz der Selektion

Für die Korrektur der gemessenen Wirkungsquerschnitte von der Detektorebene auf die Hadronenebene benötigt man ein Monte-Carlo-Modell des gesuchten Signals, hier also ein Modell der diffraktiven harten Prozesse. Da für Monte-Carlo-Ereignisse der Endzustand auch auf Hadronenebene bekannt ist, lassen sich mit ihrer Hilfe Detektoreffekte, wie zum Beispiel die begrenzte geometrische Akzeptanz oder die Impulsverschmierung, zurückkorrigieren. Natürlich sollte das Monte-Carlo-Modell für diesen Zweck die beobachtbaren kinematischen Verteilungen möglichst gut wiedergeben.

Bei genauer Betrachtung der in Frage kommenden POMPYT Monte-Carlo-Ereignissätze stellt sich heraus, daß weder die Parametrisierung mit harten Gluonen (HG) noch die mit harten Quarks (HQ) alleine eine ideale Beschreibung der Daten auf Detektorniveau liefert: Der Ereignissatz HG zeigt leichte Abweichungen in der η_{jet} -Verteilung und beschreibt die Impuls- und Energiesummen in den Ereignissen nicht so gut wie der Ereignissatz HQ, der wiederum die η_{max} -Verteilung schlechter wiedergibt und in der Verteilung des rekonstruierten z (siehe Kapitel 6) leicht von den Daten abweicht. Aus diesem Grund wurde als Ausgangspunkt für die Akzeptanzkorrektur eine gleichgewichtige Mischung der beiden Ereignissätze benutzt. Der Ereignissatz SG, der auf einer Parametrisierung mit weichen Gluonen beruht, wurde nicht miteinbezogen, weil er die z -Verteilung in den Daten überhaupt nicht modellieren kann.

Der Parameter im Monte-Carlo-Modell, der mit Abstand am wenigsten theoretisch eingeschränkt ist, ist die genaue Form der Impulsverteilung $zq(z)$ oder $zq(z)$ im Pomeron auf Partonebene, so daß sich hier noch ein Spielraum für eine Anpassung des Modells an die Daten ergibt. Man hat also die Möglichkeit, durch eine Umgewichtung der Monte-Carlo-Ereignisse in Abhängigkeit vom generierten Impulsbruchteil z_{gen} das Modell zu verbessern. Richtet man sich danach, wie gut die direkt von z_{gen} abhängige Verteilung des rekonstruierten z die Daten beschreibt, dann kann durch eine empirisch gefundene Umgewichtung mit einem Faktor von

$$f(z_{\text{gen}}) = (z_{\text{gen}} - \frac{1}{2})^2 + \frac{1}{4} \quad (5.14)$$

eine noch bessere Übereinstimmung mit den Daten erzielt werden. Der Faktor $f(z_{\text{gen}})$ bewirkt, daß die Impulsverteilungen der Ereignissätze HG und HQ flacher werden.

Der systematische Fehler der Akzeptanzkorrektur läßt sich abschätzen, indem die Impulsverteilung mit zusätzlichen Faktoren so umgewichtet wird, daß die Monte-Carlo-Beschreibung der Verteilung des rekonstruierten z signifikant von den Daten abweicht. Das ist der Fall mit den zusätzlichen Faktoren $f_{\text{soft}}(z_{\text{gen}}) = z_{\text{gen}}$ und $f_{\text{hard}}(z_{\text{gen}}) = (1 - z_{\text{gen}})$, wobei der erste Faktor die Impulsverteilung „härter“ und der zweite sie „weicher“ macht.

Mit der Umgewichtung nach Gleichung (5.14) werden schließlich die inklusiven kinematischen Verteilungen auf Detektorniveau hinreichend gut wiedergegeben. Das zeigt sich zum einen anhand von Verteilungen, die das ganze Ereignis betreffen (Abbildung 5.3), wie zum Beispiel an der Verteilung von M_X , W_{pp} , und dem daraus resultierenden x_{P} , sowie an der Verteilung des Gesamttransversalimpulses und des fehlenden Impulses im Ereignis. Zum anderen können auch die Verteilungen der Jetgrößen, wie η_{jet} , $p_{t,\text{jet}}$ und die invariante Masse des Jet-Jet-Systems M_{jj} , gut reproduziert werden (Abbildung 5.4).

Mit Hilfe des so angepaßten Monte-Carlo-Modells werden die differentiellen Verteilungen auf Hadronebene korrigiert, indem für jedes Bin getrennt ein Korrekturfaktor bestimmt wird, der sich aus dem Verhältnis der Anzahl von Ereignissen auf Detektorebene und Hadronebene ergibt. Die notwendigen Korrekturfaktoren für die differentiellen Wirkungsquerschnitte variieren langsam mit η_{jet} und $p_{t,\text{jet}}$ (Abbildung 5.5) und liegen in allen Bins unter 2.5. Die Größe der Migrationen zwischen den einzelnen Bins läßt sich mit Hilfe der Reinheit beurteilen. Sie ist definiert als die Anzahl der Ereignisse, die in einem Bin generiert und rekonstruiert wurden, dividiert durch die Anzahl der Ereignisse, die in diesem Bin rekonstruiert wurden. Eine Monte-Carlo-Studie zeigt, daß die Reinheit der Daten für alle Bins in η_{jet} und $p_{t,\text{jet}}$ mit mehr als 20% noch in einem tolerablen Bereich liegt.

5.9 Statistische und Systematische Fehler

Die statistischen Fehler ergeben sich aus der begrenzten Anzahl von Daten-Ereignissen in den einzelnen Bins und in kleinerem Maße auch durch die begrenzte Anzahl von Monte-Carlo-Ereignissen für die Akzeptanzkorrektur.

Für die systematischen Fehler gibt es eine Reihe von Quellen, die in der folgenden Tabelle zunächst der Größe nach aufgeführt sind und danach im einzelnen erläutert werden:

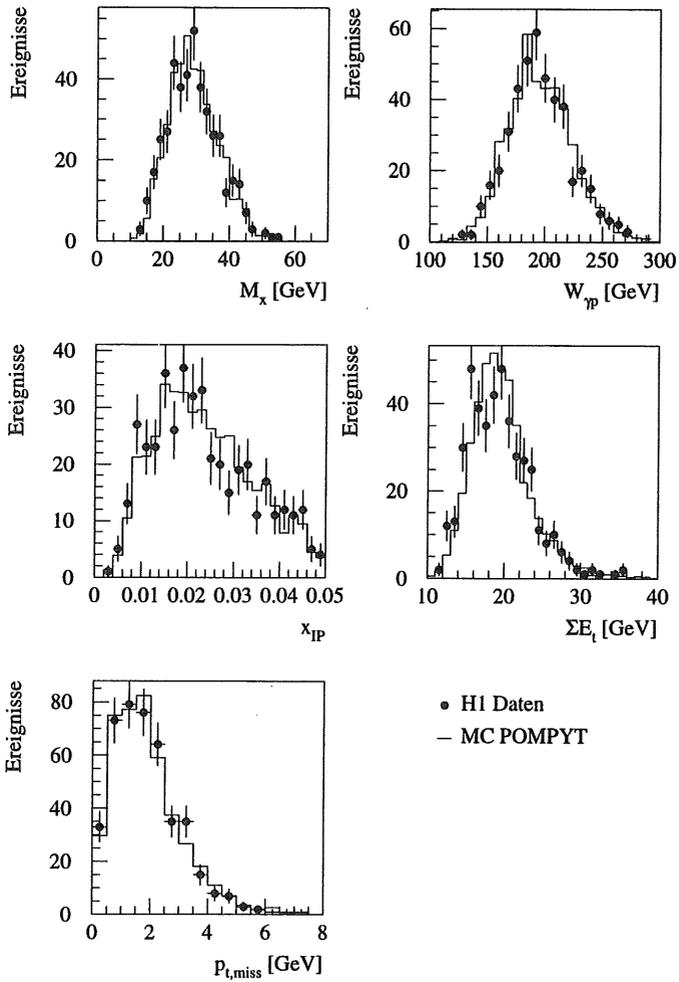


Abbildung 5.3: Vergleich kinematischer Ereignisgrößen zwischen den Daten (Punkte) und dem zur Akzeptanzkorrektur benutzten Monte-Carlo-Modell der diffraktiven harten Photoproduktion in Ereignissen mit zwei Jets im Endzustand.

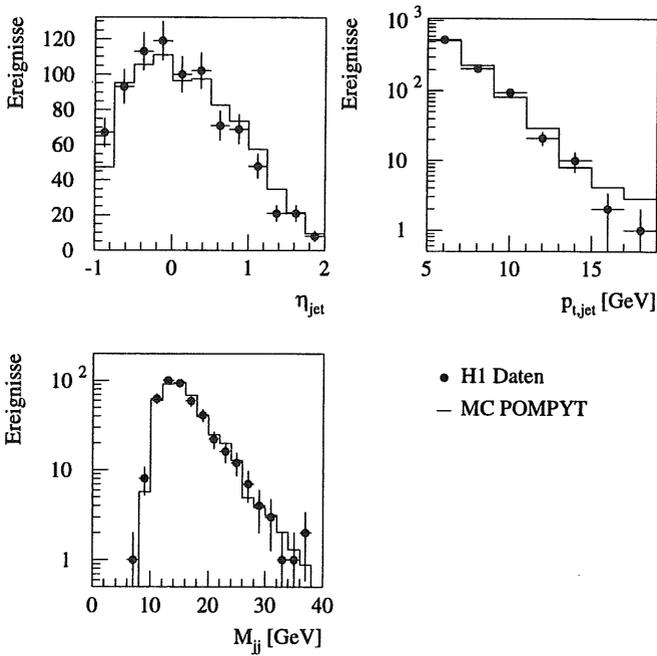


Abbildung 5.4: Vergleich einiger Jetgrößen zwischen den Daten (Punkte) und dem zur Akzeptanzkorrektur benutzten Monte-Carlo-Modell der diffraktiven harten Photoproduktion in Ereignissen mit zwei Jets im Endzustand. M_{ij} bezeichnet die invariante Masse des Jet-Jet-Systems.

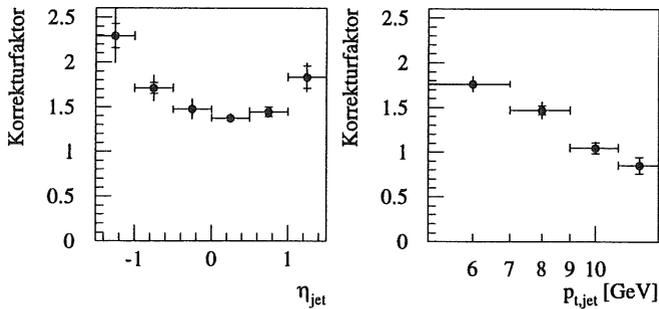


Abbildung 5.5: Verlauf der Akzeptanzkorrektur in Abhängigkeit von η_{jet} und $p_{t,\text{jet}}$

Quelle der Unsicherheit	sys. Fehler
Energieskalen im LAr/BEMC	20 – 35%
Untergrundsubtraktion	5 – 15%
Akzeptanzkorrektur	3 – 13%
Protodissoziation	11%
Elektrontaggereffizienz	5.0%
Triggereffizienz	4.5%
Rauschen in den Vorwärtsdetektoren	2.2%
Luminositätsmessung	1.5%

- Die absolute Energiekalibration des hadronischen Teils des Flüssigargonkalorimeters ist für die Strahlperiode 1994 auf $\pm 4\%$ genau bekannt [96]. Da die Kalibrationskonstante einen direkten Einfluß auf den gemessenen Transversalimpuls der Jets hat, ist die Anzahl der Jets oberhalb des $p_{t,\text{jet}}$ -Schnitts von der Kalibration abhängig. Um die Auswirkung der Unsicherheit in der Kalibration abzuschätzen, wurde die Jet-Analyse zweimal wiederholt, und zwar mit einem um 4% verringerten bzw. vergrößerten Kalibrationsfaktor. Der ermittelte systematische Fehler liegt in der Größenordnung von 20%, was verständlich ist, wenn man annimmt, daß die gemessenen Transversalimpulse annähernd linear vom Kalibrationsfaktor K abhängen und außerdem berücksichtigt, daß die Transversalimpulsverteilung näherungsweise nach einem Potenzgesetz abfällt:

$$p_{t,\text{jet}}^{-n} \propto K^{-n} \rightarrow (K(1 \pm \Delta))^{-n} \propto K^{-n}(1 \mp n \cdot \Delta + \mathcal{O}(\Delta^2)) \quad (5.15)$$

Bei einer Unsicherheit von $\Delta = 4\%$ und einem Exponenten n von etwa 5 ergibt das eine Verschiebung um 20%. Da sich bei einer Variation des Kalibrationsfaktors die Meßwerte in allen Bins in die gleiche Richtung ändern, der systematische Fehler also stark korreliert ist, wird dieser Beitrag einer gemeinsamen Komponente des systematischen Fehler zugerechnet, die in den Diagrammen als separates Fehlerband aufgeführt ist.

Die Unsicherheit in der hadronischen Energieskala des Rückwärtskalorimeters von $\pm 15\%$ [96] hat nur einen kleinen Einfluß auf die Wirkungsquerschnitte, da sich die Jetanalyse in Rückwärtsrichtung im Photon-Pomeron-System auf $\eta_{\text{jet}}^{\text{pp}} > -1.5$ beschränkt und daher nur einen Teil des Rückwärtskalorimeters verwendet. Bei der Variation der Clusterenergien im Rückwärtskalorimeter zeigt sich, daß der korrelierte systematische Fehler in der Größenordnung von $\pm 5\%$ liegt.

Zusammen mit der Unsicherheit der Energieskala im Flüssigargonkalorimeter ergibt sich eine gemeinsame Komponente des systematischen Fehlers von 20% bis maximal 35% für einige Bins.

- Die Unsicherheit in der Größe des nicht-diffraktiven Untergrunds wird, wie in Kapitel 5.2.1 beschrieben, für jedes Bin berücksichtigt.
- Der systematische Fehler der Akzeptanzkorrektur wird, wie in Kapitel 5.8 beschrieben, durch Variation der generierten z -Verteilung im Monte-Carlo-Ereignissatz ermittelt und ist von Bin zu Bin unterschiedlich.
- Der Fehler in der Korrektur auf Protodissoziation ist in Kapitel 5.7 angegeben.
- Die Unsicherheit in der Effizienz des Elektrontriggers (Kapitel 5.5) und der Trigger-elemente (Kapitel 5.4) wird für alle Bins durch einen mittleren systematischen Fehler berücksichtigt.

- Das Rauschen in den Vorwärtsdetektoren verringert die Effizienz der Selektion diffraktiver Ereignisse. Der systematische Fehler der notwendigen Korrektur wurde in Kapitel 5.6 bestimmt.
- Der Fehler der Luminositätsmessung (siehe Kapitel 5.3) ist in guter Näherung unabhängig von den restlichen kinematischen Größen und kann daher mit dem Fehler durch die Energieskalen des Flüssigargon- und Rückwärtskalorimeters zu einem gemeinsamen systematischen Fehler zusammengefaßt werden.

5.10 Ergebnisse

Die Ergebnisse für die in η und p_t differentiellen ep -Wirkungsquerschnitte der Zwei-Jetproduktion im γP -System zeigen die Abbildungen 5.6 und 5.7. Es handelt sich um inklusive Zwei-Jet-Wirkungsquerschnitte, das heißt jedes Ereignis geht zweimal in die Verteilungen ein. Für die Zahlenwerte der differentiellen Wirkungsquerschnitte sei auf die Tabellen im Anhang verwiesen. Insgesamt ergibt sich in den oben festgelegten kinematischen Grenzen (5.3) – (5.5) ein integraler Wirkungsquerschnitt von

$$\sigma_{\text{diff}}(ep \rightarrow e + 2 \text{ Jets} + X) = (655 \pm 29(\text{stat.}) \pm 109(\text{syst.}) \pm 131(\text{gem.syst.}))\text{pb} \quad (5.16)$$

wobei der gemeinsame systematische Fehler durch die Luminositätsmessung und die Unsicherheit in der Energieskala der Kalorimeter getrennt aufgeführt ist.

Der Verlauf von $d\sigma/d\eta_{\text{jet}}$ weist ein Maximum im Bereich $-0.5 < \eta_{\text{jet}} < 0$ auf und fällt zu größeren und kleineren Pseudorapiditäten deutlich ab. Die doppelt-logarithmische Auftragung von $d\sigma/dp_{t,\text{jet}}$ zeigt einen näherungsweise geraden Verlauf, das heißt der differentielle Wirkungsquerschnitt folgt in etwa einem Potenzgesetz

$$\frac{d\sigma}{dp_{t,\text{jet}}} \propto \frac{1}{p_{t,\text{jet}}^n} \quad (5.17)$$

Der Exponent n läßt sich aus den vier Meßpunkten mit Hilfe einer χ^2 -Anpassung ermitteln, wobei allerdings der Fehler relativ groß ist. Mit $n = 5.3 \pm 0.3$ liegt der Exponent grob im Bereich des Wertes 6.1 ± 0.5 , der in einer Jet-Analyse der Standard-Photoproduktion [56] gemessen wurde.

5.10.1 Vergleich mit den POMPYT Monte-Carlo-Modellen

Zusätzlich zum Verlauf der gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitte sind in den Abbildungen 5.6 und 5.7 zum Vergleich die Vorhersagen des POMPYT Monte-Carlo-Modells für verschiedene Partondichten im Pomeron eingetragen.

Bei den nicht-evolierten Partondichten gilt es, die Ambiguität im Pomeron-Flußfaktor zu beachten, der aus Daten von Hadron-Hadron-Kollisionen ermittelt wurde. Die absolute Normierung der Monte-Carlo-Vorhersage ist daher nicht sehr verläßlich. Beschränkt man sich auf einen Vergleich der Form, dann zeigt sich aber schon bei der Betrachtung von $d\sigma/d\eta_{\text{jet}}$, daß die Parametrisierung mit weichen Gluonen Schwierigkeiten hat, die Daten zu beschreiben. Wegen des kleinen mittleren Impulsbruchteils, den das Gluon aus dem Pomeron in den Subprozeß trägt, sind

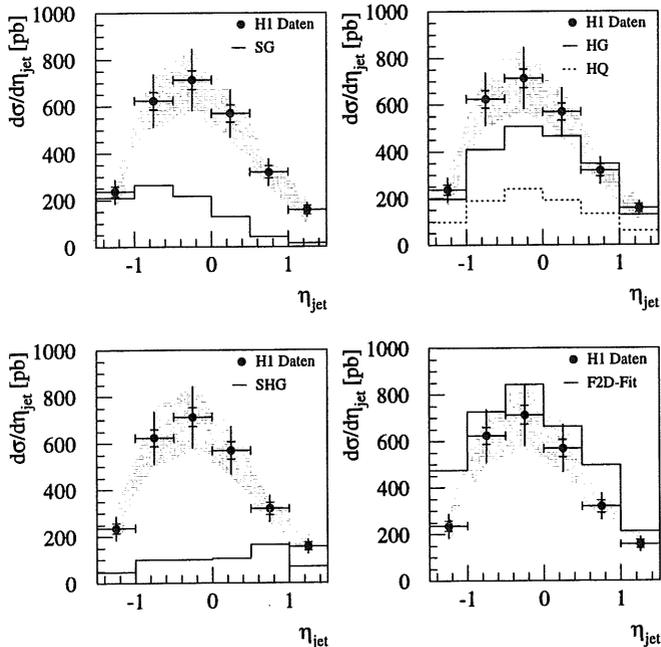


Abbildung 5.6: Differenzieller ep -Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d\eta_{jet}$ für diffraktive Zwei-Jetproduktion in der Photoproduktion (γP -System). Die inneren Fehlerbalken der Datenpunkte geben den statistischen Fehler an, die äußeren die quadratische Summe von statistischem und variablem systematischem Fehler. Das Fehlerband zeigt den gemeinsamen systematischen Fehler aller Datenpunkte. Der differentiell in η_{jet} gemessene Wirkungsquerschnitt ist verglichen mit Monte-Carlo-Vorhersagen (POMPYT), die verschiedene Partondichten im Pomeron ansetzen: weiche Gluonen (SG, oben links), harte Gluonen oder Quarks (HG/HQ, oben rechts) und superharte Gluonen (SHG, unten links). Die Vorhersage mit evolvierten Partondichten aus dem QCD-Fit ist unten rechts den Daten gegenübergestellt.

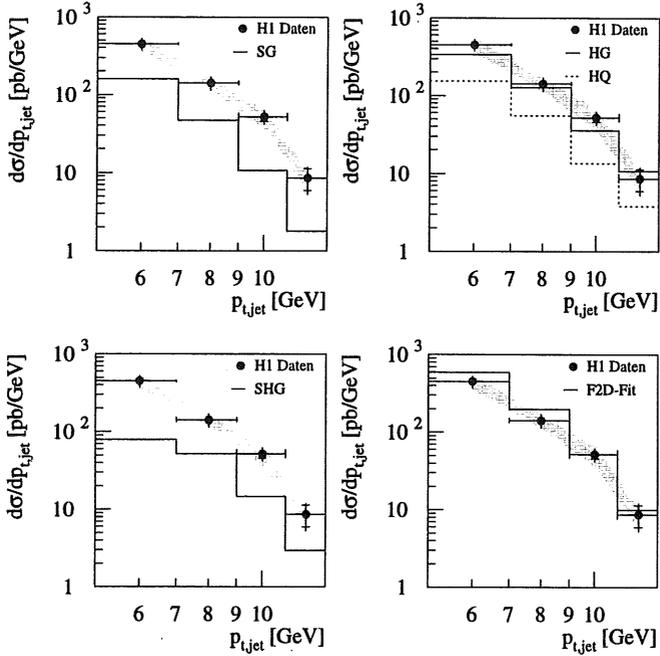


Abbildung 5.7: Differentieller ep -Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dp_{t,jet}$ für diffraktive Zwei-Jetproduktion in der Photoproduktion (γP -System). Die inneren Fehlerbalken der Datenpunkte geben den statistischen Fehler an, die äußeren die quadratische Summe von statistischem und variablem systematischem Fehler. Das Fehlerband zeigt den gemeinsamen systematischen Fehler aller Datenpunkte. Der differentiell in $p_{t,jet}$ gemessene Wirkungsquerschnitt ist verglichen mit Monte-Carlo-Vorhersagen (POMPYT), die verschiedene Partondichten im Pomeron ansetzen: weiche Gluonen (SG, oben links), harte Gluonen oder Quarks (HG/HQ, oben rechts) und superharte Gluonen (SHG, unten links). Die Vorhersage mit evolvierten Partondichten aus dem QCD-Fit ist unten rechts den Daten gegenübergestellt.

die Jets in der Monte-Carlo-Vorhersage eher im Rückwärtsbereich bei $\eta_{\text{jet}} \lesssim 0$ konzentriert, und zwar stärker als das bei den Daten der Fall ist. Noch deutlicher ist die Diskrepanz in der Form der η_{jet} -Verteilung zwischen der Monte-Carlo-Vorhersage für superharte Gluonen und den Daten. Ein einzelnes Gluon, das den gesamten Pomeronimpuls in den Subprozeß einbringt, bewirkt der Monte-Carlo-Simulation zufolge eine relativ flache, leicht in den Vorwärtsbereich orientierte η_{jet} -Verteilung, die mit den Daten nicht verträglich ist. Die beiden anderen Parametrisierungen mit einer harten Impulsverteilung im Pomeron können die Form sowohl von $d\sigma/d\eta_{\text{jet}}$ als auch von $d\sigma/dp_{t,\text{jet}}$ zufriedenstellend wiedergeben.

Mit dem aus Hadron-Hadron-Daten übernommenen Flußfaktor ergeben sich absolute Monte-Carlo-Vorhersagen, die für alle drei Parametrisierungen zumindest grob in der Größenordnung der gemessenen Werte liegen, was keineswegs selbstverständlich ist. Im Vergleich zwischen den Parametrisierungen „harte Gluonen“ und „harte Quarks“ scheint erstere von der Normierung her klar favorisiert zu sein.

Die Monte-Carlo-Vorhersagen mit den evolvierten Partondichten aus dem Fit an die F_2^D -Daten liegen mit ihrem Flußfaktor fest, so daß diese Unsicherheit bezüglich der absoluten Normierung hier nicht auftritt. Von der Form her beschreibt dieses Monte-Carlo-Modell die gemessenen Verteilungen von $d\sigma/d\eta_{\text{jet}}$ und $d\sigma/dp_{t,\text{jet}}$ gut, allerdings liegen die Vorhersagen im Mittel etwa 30% über den Daten. Berücksichtigt man jedoch die Unsicherheit in der Normierung der Gluondichte von auch etwa 30%, die sich aus dem Fit an die F_2^D -Daten ergibt, dann ist dieses Monte-Carlo-Modell durchaus verträglich mit den Daten.

Wichtig ist hier festzuhalten, daß die Partondichten, die aus einem Fit an Daten der tiefinelastischen Streuung gewonnen wurden, auf die diffraktive Photoproduktion übertragen werden können und dort die Zwei-Jet-Produktion innerhalb der Fehler und theoretischen Unsicherheiten beschreiben.

Kapitel 6

Messung der Partondichteverteilungen

Mit der Messung der Zwei-Jet-Wirkungsquerschnitte differentiell in der Pseudorapidität und im Transversalimpuls sind die Analysemöglichkeiten noch nicht erschöpft. Gerade im Hinblick auf die Fragestellung, ob die diffraktive Wechselwirkung sich über einen Pomeron austausch beschreiben läßt oder andere Modelle geeigneter sind, ist es interessant, eine direkte Rekonstruktion der Impulsbruchteile der Partonen zu versuchen.

6.1 Definition der beobachtbaren Impulsbruchteile

In Zwei-Jet-Ereignissen besteht die Möglichkeit, die Impulsbruchteile der am harten Subprozeß beteiligten Partonen direkt aus der Energie und der Richtung der auslaufenden Jets zu rekonstruieren. Dieses Verfahren nutzt die Energie- und Impulsbilanz vor und nach dem harten Subprozeß aus und wurde in Analysen von Standard-Photoproduktionsereignissen schon häufig angewendet [14, 56, 97, 98]. Man definiert für das Parton aus dem Photon den sichtbaren Impulsbruchteil durch

$$x_\gamma := \frac{\sum_{\text{jets}}(E - p_z)}{\sum_X(E - p_z)} \quad (6.1)$$

$$= \frac{\sum_{\text{jets}} E_{t,\text{jet}} e^{-\eta_{\text{jet}}}}{2y E_e} \quad (6.2)$$

und in Analogie zur Standard-Photoproduktion für das Parton aus dem Pomeron

$$z := \frac{\sum_{\text{jets}}(E + p_z)}{\sum_X(E + p_z)} \quad (6.3)$$

$$= \frac{\sum_{\text{jets}} E_{t,\text{jet}} e^{+\eta_{\text{jet}}}}{2x_{\text{IP}} E_p} \quad (6.4)$$

wobei der Index X den hadronischen Endzustand (ohne das gestreute Elektron und Proton) bezeichnet. In der Literatur zu Analysen der Standard-Photoproduktion werden meist die Formen (6.2) und (6.4) der Definition zitiert, die direkt die Pseudorapidität und die Transversalenergie der Jets benutzen, so wie sie ein Cone-Algorithmus liefert. Diese Ausdrücke sind mathematisch

äquivalent zu (6.1) bzw. (6.3), in denen besser zu erkennen ist, daß die Impulsbilanz ausgenutzt wird. Die Werte von x_γ und z sind invariant unter Lorentz-Transformationen entlang der z -Achse, so daß die differentiellen Wirkungsquerschnitte im folgenden sowohl für das Laborsystem als auch für das γ P-System gelten.

Bei der Messung der Wirkungsquerschnitte differentiell in den Größen x_γ und z ist es vernünftig, sich wie im vorigen Kapitel 5 auf eine Korrektur auf Hadronebene zu beschränken. Die Rekonstruktion der Impulsbruchteile auf Partonebene wird durch größere Migrationen erschwert; zudem sind diese Größen nur in der führenden Ordnung der Störungstheorie sinnvoll definiert. Die durch Gleichung (6.1) und (6.3) definierten „beobachtbaren“ Impulsbruchteile haben dagegen den Vorteil, daß sie experimentell einfach zu messen sind und theoretisch in allen Ordnungen der Störungstheorie berechenbar sind.

Für die Rekonstruktion der Impulsbruchteile existieren, abgesehen von der oben erläuterten direkten Methode, noch zwei weitere Möglichkeiten:

- Da die invariante Masse des Jet-Jet-Systems M_{jj} eine gute Annäherung an die Schwerpunktsenergie des harten Subprozesses $\sqrt{\hat{s}}$ ist, ist es auch möglich, über die Beziehung $\hat{s} = x_\gamma \cdot z \cdot s$ auf die Impulsbruchteile zurückzuschließen. Anders als in der tiefinelastischen Streuung tritt in der Photoproduktion allerdings in dieser Beziehung der zusätzliche Faktor x_γ auf; das heißt man kann nur das Produkt $(x_\gamma \cdot z)$ messen, so daß diese Möglichkeit der Rekonstruktion nicht günstig ist.
- Die Größe $x(2\text{-jet})$, die von der UA8-Kollaboration bei der Analyse diffraktiver $p\bar{p}$ -Reaktionen eingeführt wurde (siehe Kapitel 6.3), ist nicht sehr aussagekräftig, denn sie liefert, wie weiter unten ausgeführt wird, nur die Differenz $(x_\gamma - z)$ und nicht die beiden Impulsbruchteile getrennt.

Ähnlich wie schon bei der Rekonstruktion von x_P (Kapitel 4.3) ist es auch für x_γ günstiger, in Gleichung (6.2) den Wert für y nicht mit Hilfe des Elektrontaggers, sondern nach der Methode von Jacquet-Blondel zu bestimmen, weil sich dann die Fehler durch Verluste im Kalorimeter in Zähler und Nenner von Gleichung (6.2) teilweise aufheben. Vergleicht man die Werte von x_γ und z auf Detektor- und Hadronebene (Abbildung 6.1), so zeigt sich, daß die Rekonstruktion beider Größen relativ gut gelingt: In x_γ beträgt die Auflösung etwa $0.08 (1\sigma)$ und in z etwa $0.09 (1\sigma)$. Im Hinblick auf diese Auflösung wurde die Binbreite sowohl für x_γ als auch für z auf 0.2 festgelegt, um die Migrationen klein zu halten. Da die Korrekturfaktoren für kleine Werte von x_γ und z größer als 2.5 werden und die Reinheit in den Bereich von 20% sinkt, werden die differentiellen Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dx_\gamma$ und $d\sigma/dz$ nur für $x_\gamma > 0.2$ bzw. $z > 0.2$ bestimmt. In den verbleibenden 4 Bins ist die Reinheit der Daten sowohl für die x_γ - als auch für die z -Verteilung größer als 30% .

6.2 Differentielle Wirkungsquerschnitte

Die Bestimmung der Zwei-Jet-Wirkungsquerschnitte differentiell in x_γ und z verläuft ganz analog zu dem im letzten Kapitel erläuterten Verfahren. Betrachtet man hierbei die Akzeptanzkorrektur der diffraktiven Selektion und der Jetanalyse in Abhängigkeit von x_γ und z (siehe Abbildung 6.2), so fällt auf, daß sie mit fallendem z größer wird. Das ist vor allem darauf zurückzuführen, daß bei kleinen Werten von z ein großer Teil des Longitudinalimpulses in Vorwärtsrichtung nicht

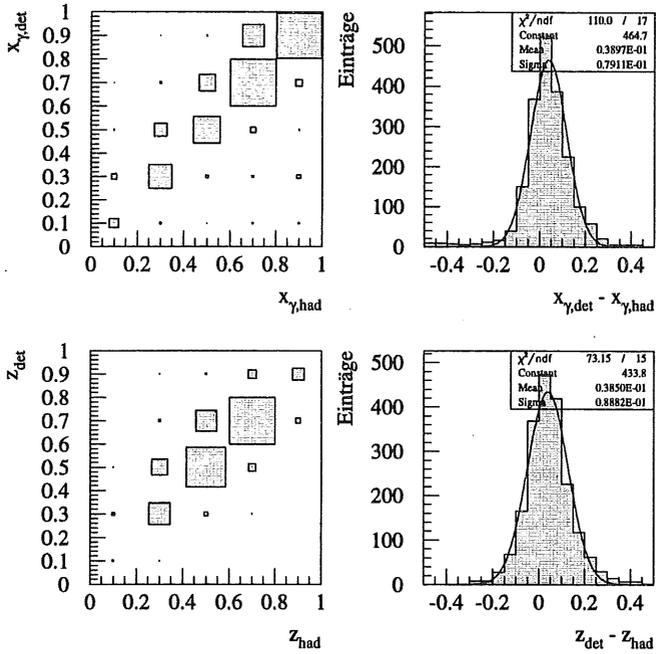


Abbildung 6.1: Korrelation zwischen Hadron- und Detektorebene für die nach den Gleichungen (6.1) und (6.3) berechneten Impulsanteile x_y und z .

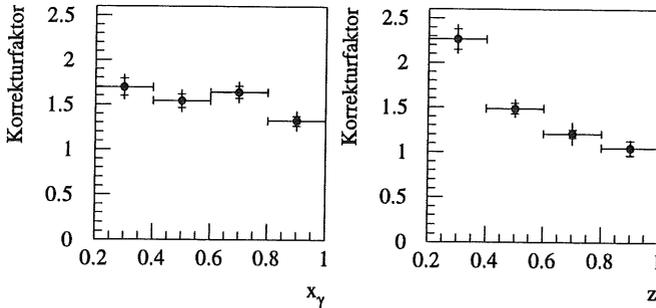


Abbildung 6.2: Akzeptanzkorrektur in Abhängigkeit von den nach Gleichung (6.1) und (6.3) rekonstruierten Impulsanteilen x_γ (linkes Diagramm) und z (rechtes Diagramm).

in den harten Subprozess eingeht. Damit steigt die Wahrscheinlichkeit, daß die Rapiditätslücke von Teilchen des Restzustands gefüllt wird.

Die Ergebnisse für die in x_γ und z differentiellen ep -Wirkungsquerschnitte in der diffraktiven Zwei-Jet-Produktion sind in den Abbildungen 6.3 und 6.4 zu sehen. Die Tabellen mit den Zahlenwerten finden sich im Anhang.

Der Verlauf des auf die Hadronebene korrigierten Wirkungsquerschnitts $d\sigma/dx_\gamma$ zeigt ein Maximum im Bereich 0.7 bis 0.8 und eine ausgeprägte Flanke zu kleinen Werten von x_γ hin. Aus diesem Verhalten läßt sich eine klare Evidenz für resolved Photon Prozesse in der diffraktiven Zwei-Jetproduktion ableiten: Wie man in Abbildung 6.5 erkennen kann, ist in keinem Monte-Carlo-Modell der diffraktiven Wechselwirkung die Form der x_γ -Verteilung für Prozesse mit direktem Photon ausreichend, um den Verlauf der gemessenen x_γ -Verteilung zu erklären. Erst durch die Hinzunahme der resolved Photon Prozesse kann die Form von $d\sigma/dx_\gamma$ beschrieben werden. Eine ähnliche Untersuchung der ZEUS-Kollaboration, die allerdings nur die unkorrigierte x_γ -Verteilung betrachtet, kommt zu demselben Ergebnis [93].

Von diesem Ergebnis abgesehen, zeigen die Monte-Carlo-Vorhersagen für die verschiedenen Parametrisierungen der Partondichten im Pomeron wenig Unterschiede in der Form von $d\sigma/dx_\gamma$. Das ist zu erwarten, denn es wird im wesentlichen die Partondichteverteilung im Photon verglichen und die ist für alle Monte-Carlo-Ereignissätze gleich oder zumindest ähnlich gewählt worden. Für eine Entscheidung zwischen den verschiedenen Monte-Carlo-Modellen ist die x_γ -Verteilung daher weniger aussagekräftig. Mit der Normierung des Pomeron-Flußfaktors aus Hadron-Hadron-Daten ergibt sich ein ähnliches Bild wie bei den differentiellen Wirkungsquerschnitten $d\sigma/d\eta_{\text{jet}}$ und $d\sigma/dp_t$ (siehe Kapitel 5.10.1): Bis auf die Parametrisierung mit „harten“ Gluonen, die in etwa die Daten beschreibt, liegen alle Vorhersagen um einen Faktor 2 bis 4 unter den Daten. Die Monte-Carlo-Vorhersage, die auf dem Fit an die F_2^D -Daten beruht, gibt die Form der x_γ -Verteilung in den Daten gut wieder, liegt aber in der absoluten Normierung im Mittel 29% über der experimentellen Verteilung.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von z steigt von $z = 1$ aus gesehen mit fallendem z zunächst stark an und flacht unterhalb von $z \lesssim 0.7$ ab. Die Vorhersagen des

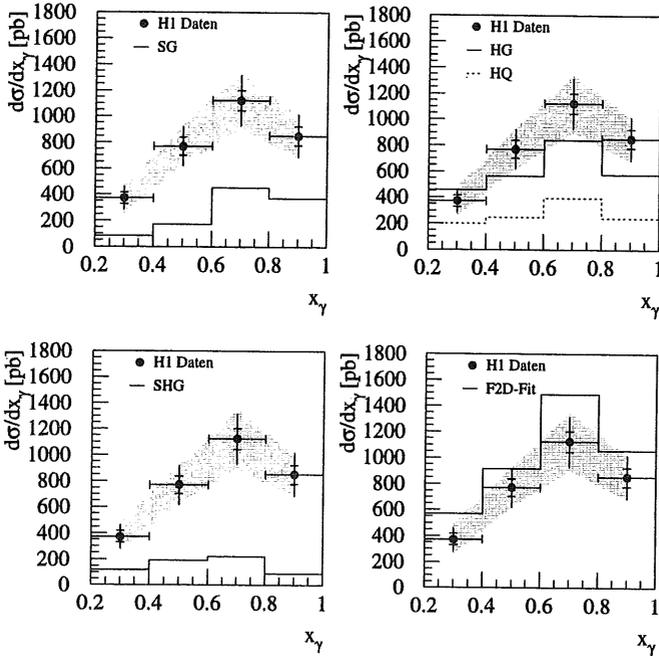


Abbildung 6.3: Differentieller ep -Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dx_\gamma$ für diffraktive Zwei-Jetproduktion in der Photoproduktion (γP -System). Die inneren Fehlerbalken der Datenpunkte geben den statistischen Fehler an, die äußeren die quadratische Summe von statistischem und variablem systematischem Fehler. Das Fehlerband zeigt den gemeinsamen systematischen Fehler aller Datenpunkte. Der differentiell in x_γ gemessene Wirkungsquerschnitt ist mit Monte-Carlo-Vorhersagen (POMPYT) verglichen, die auf unterschiedlichen Partondichten im Pomeron basieren: „weiche“ Gluonen (oben links), „harte“ Gluonen oder Quarks (oben rechts) und „superharte“ Gluonen (unten links). Die Vorhersage mit evolvierten Partondichten aus dem QCD-Fit ist unten rechts den Daten gegenübergestellt.

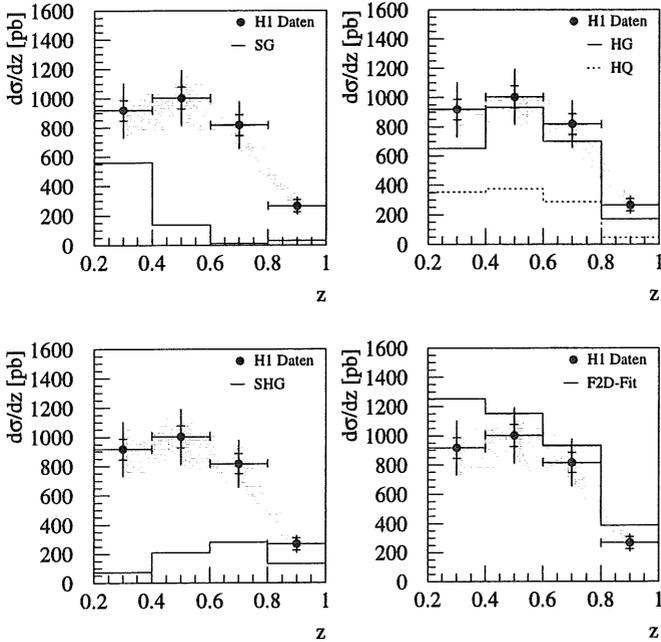


Abbildung 6.4: Differentieller ep -Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dz$ für diffraktive Zwei-Jetproduktion in der Photoproduktion (γP -System). Die inneren Fehlerbalken der Datenpunkte geben den statistischen Fehler an, die äußeren die quadratische Summe von statistischem und variablem systematischem Fehler. Das Fehlerband zeigt den gemeinsamen systematischen Fehler aller Datenpunkte. Der differentiell in z gemessene Wirkungsquerschnitt ist mit Monte-Carlo-Vorhersagen (POMPYT) verglichen, die auf unterschiedlichen Partondichten im Pomeron basieren: „weiche“ Gluonen (oben links), „harte“ Gluonen oder Quarks (oben rechts) und „superharte“ Gluonen (unten links). Die Vorhersage mit evolvierten Partondichten aus dem QCD-Fit ist unten rechts den Daten gegenübergestellt.

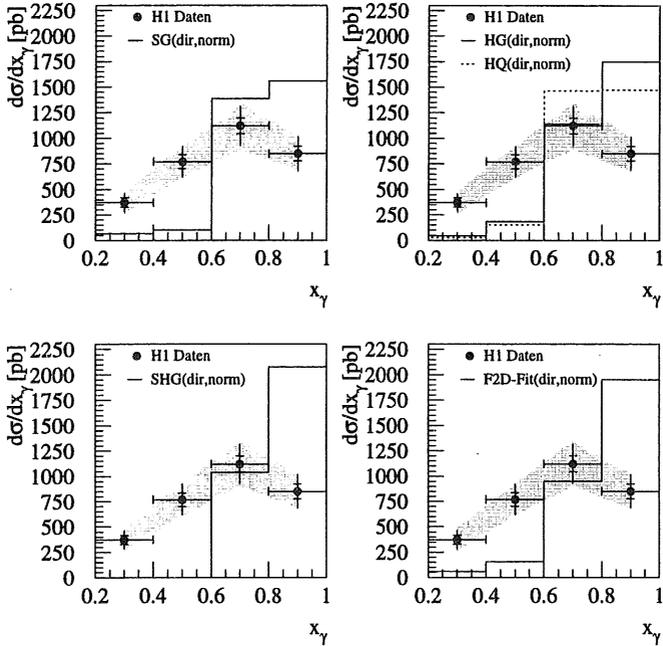


Abbildung 6.5: Beschreibung des gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitts $d\sigma/dx_\gamma$ (Punkte) durch Monte-Carlo-Modelle ohne resolved Photon Prozesse. Die Monte-Carlo-Verteilungen von POMPYT für die Komponente mit direktem Photon wurden zum besseren Vergleich der Form auf den gemessenen Wirkungsquerschnitt normiert.

POMPYT Monte-Carlo-Modells mit verschiedenen Parametrisierungen sind in Abbildung 6.4 der gemessenen Verteilung gegenübergestellt. Ohne die mit theoretischen Unsicherheiten behaftete Normierung des Pomeron-Flußfaktors zu beachten, zeigt sich am Vergleich der Form alleine, daß die Modelle mit den Parametrisierungen „weiche Gluonen“ (Gleichung 1.23) und „superharte Gluonen“ (Gleichung 1.25) in ihren Vorhersagen signifikant von den Daten abweichen und damit als alleinige Komponente ausgeschlossen werden können. Die beiden anderen nicht-evolierten Parametrisierungen mit „harten“ Gluonen bzw. Quarks liefern Verteilungen, die von der Form her mit den Daten verträglich sind. Mit der Normierung des Pomeron-Flußfaktors aus Hadron-Hadron-Daten liegen die absoluten Monte-Carlo-Vorhersagen der nicht-evolierten Parametrisierungen bis auf die „harten“ Gluonen deutlich zu niedrig im Vergleich zu den Daten.

Das Monte-Carlo-Modell mit den evolvierten Partondichten aus dem F_2^D -Fit beschreibt den Verlauf des differentiellen Wirkungsquerschnitts in Abhängigkeit vom Impulsbruchteil z gut. Absolut gesehen liegt die Vorhersage des Modells im betrachteten z -Bereich um etwa 24% über den Daten. Im Vergleich zur x_γ -Verteilung muß also im experimentell schlecht zugänglichen Bereich von $z < 0.2$ eine etwas größere Diskrepanz vorliegen. Die Abweichung im betrachteten z -Bereich liegt im Rahmen der Unsicherheit in der Normierung der Monte-Carlo-Vorhersage, die aus dem systematischen Fehler der Gluondichte aus dem F_2^D -Fit resultiert. Die gute Übereinstimmung in der Form der Verteilung und die grobe Beschreibung der absoluten Normierung ist daher als Erfolg des Monte-Carlo-Modells mit evolvierten Partondichten zu werten.

6.3 Messungen der UA8-Kollaboration

Von der UA8-Kollaboration wurden einige interessante Ergebnisse zu Jets in diffraktiven $p\bar{p}$ -Reaktionen veröffentlicht [19, 20]: Bei einer Interpretation der Daten im Rahmen des Pomeronmodells ergeben sich Anhaltspunkte dafür, daß ein Teil der Jet-Ereignisse nur erklärt werden kann, wenn man annimmt, daß das Pomeron praktisch seinen gesamten Impuls in Form eines Partons in den harten Subprozess einbringt. In diesem Zusammenhang wurde der Ausdruck „superhartes“ Pomeron geprägt.

Der UA8-Detektor befand sich an einem der Wechselwirkungspunkte am Proton-Antiproton-Speicherring $Spp\bar{S}$ am europäischen Kernforschungszentrum CERN in Genf. Diffraktive Ereignisse konnten am UA8-Detektor mit einem Vorwärts-Proton-Spektrometer selektiert werden, mit dessen Hilfe in den zitierten Analysen gestreute Protonen mit einem Impulsbruchteil $0.9 \lesssim x_p = 1 - x_{\bar{p}} \lesssim 0.97$ und einem Impulsübertrag von $|t| \simeq 1 - 2 \text{ GeV}^2$ nachgewiesen und ausgewählt wurden.

Die Evidenz für eine superharte Komponente im Pomeron zeigte sich in der Analyse der UA8-Kollaboration [20] am deutlichsten in der Größe $x(2\text{-jet})$. Sie wird im Pomeron-Proton-System definiert als der Longitudinalimpuls des kompletten Zwei-Jet-Systems entlang der Pomeron-Proton-Achse (=Strahlachse), geteilt durch die halbe Schwerpunktsenergie des Pomeron-Proton-Systems. Unter Vernachlässigung von Gluonabstrahlung und Detektoreffekten ist $x(2\text{-jet})$ verknüpft mit dem Impulsbruchteil des Partons aus dem Pomeron $x_{i/\bar{p}}$ und aus dem Proton $x_{j/p}$ über

$$x(2\text{-jet}) = x_{i/\bar{p}} - x_{j/p} \quad (6.5)$$

Auf die Verhältnisse bei HERA übertragen, würde die entsprechende Größe $x(2\text{-jet})$ die Differenz ($x_\gamma - z$) messen. Da es aber, wie oben ausgeführt, bei HERA möglich ist, x_γ und z getrennt

zu rekonstruieren, ist die direkte Messung der beiden Impulsbruchteile natürlich einer Messung von $x(2\text{-jet})$ vorzuziehen.

Die UA8-Daten zeigen einen Überschuß von Ereignissen bei $x(2\text{-jet}) \gtrsim 0.5$ im Vergleich zu Vorhersagen eines Monte-Carlo-Generators auf der Basis des Pomeronmodells mit einer harten Partondichteverteilung $\propto z(1-z)$. Eine Anpassung der gemessenen $x(2\text{-jet})$ -Verteilung durch die UA8-Kollaboration ergibt, daß die Daten durch eine etwa 30-prozentige Beimischung einer „superharten“ Komponente im Pomeron beschrieben werden können.

Diese Komponente müßte sich in der vorliegenden Analyse vor allem in der Verteilung des gemessenen z zeigen. Durch die Hadronisierung äußern sich allerdings Ereignisse mit einem Impulsbruchteil von $z = 1$ auf Partonebene in einem beobachtbaren z nach Gleichung (6.3), das zum Teil deutlich unter 1 liegen kann. Dies ist gut am Verlauf von $d\sigma/dz$ für das Monte-Carlo-Modell mit superharten Gluonen in Abbildung 6.4 zu erkennen. Durch diese Verschmierung von der Parton- zur Hadronebene wird es schwer, eine superharte Komponente in der gemessenen z -Verteilung zu erkennen, vor allem wenn sie nur eine Beimischung darstellt. Um überhaupt eine Aussage in dieser Richtung treffen zu können, läßt sich versuchsweise der Verlauf von $d\sigma/dz$ durch eine Überlagerung der Monte-Carlo-Verteilungen für harte Gluonen und superharte Gluonen anpassen. Die relativen Anteile am gesamten Wirkungsquerschnitt im Bereich $0.2 < z < 1.0$ ergeben sich dann zu 6% für die Komponente mit superharten Gluonen und 94% für die Komponente mit harten Gluonen. Allerdings ist einschränkend zu sagen, daß die χ^2 -Anpassung durch die geringe Anzahl von 4 Bins in $d\sigma/dz$ den relativen Anteil der superharten Komponente nur mit einem großen Fehler auf $(6 \pm 10)\%$ festlegen kann. Der Anteil der Beimischung ist also innerhalb der Fehler mit Null verträglich. Andererseits kann eine Beimischung einer superharten Komponente im Bereich von etwa 10% bis 20% mit den bestehenden Daten in der diffraktiven Photoproduktion nicht ausgeschlossen werden.

Abgesehen von der Unsicherheit im relativen Anteil der superharten Komponente, ist es auch theoretisch schwierig, auf eine klare Diskrepanz zu den UA8-Resultaten zu schließen: Es gibt Argumente dafür, daß die Ergebnisse von H1-Analysen ohne Vorwärts-Proton-Spektrometer nicht unbedingt mit der UA8-Analyse vergleichbar sein müssen, und zwar wegen des unterschiedlichen Bereichs im Impulsübertrag $|t|$, den die beiden Messungen abdecken [48]. Hier ergibt sich ein interessantes Arbeitsgebiet für zukünftige Jet-Analysen von diffraktiven Ereignissen, die mit dem neuen Vorwärts-Proton-Spektrometer von H1 (siehe Kapitel 2.2.6) selektiert werden können.

Zusammenfassung und Ausblick

Diffraktive Prozesse in Elektron-Proton-Reaktionen bei HERA äußern sich in den beiden Universaldetektoren H1 und ZEUS unter anderem durch eine große Rapiditätslücke in Vorwärtsrichtung. Diese Signatur wurde in der vorliegenden Arbeit benutzt, um aus den Daten, die in der Strahlperiode 1994 mit dem H1-Detektor aufgezeichnet wurden, diffraktive Ereignisse zu selektieren und ihren hadronischen Endzustand zu untersuchen.

Aus der Analyse der Topologie mit Hilfe von Ereignisvariablen ergibt sich eine klare, modellunabhängige Evidenz für das Einsetzen von harten Streuprozessen in den selektierten Ereignissen bei hohen Gesamttransversalenergien.

Der verwendete Cone-Algorithmus zur Definition der Jets wurde vorgestellt und die Rekonstruktion der Jetgrößen mit Hilfe von Monte-Carlo-Ereignissen getestet. Die Existenz einer signifikanten Anzahl von Zwei-Jet-Ereignissen im diffraktiven Datensatz erhärtet die Annahme, daß harte Subprozesse mit hohem Transversalimpuls stattfinden.

Das Monte-Carlo-Modell des Generators POMPYT kann die Jets in der diffraktiven Photoproduktion in ihrer Form und ihren kinematischen Variablen phänomenologisch gut beschreiben, so daß es sich zur späteren Akzeptanzkorrektur eignet.

Der Hauptpunkt dieser Arbeit ist die Messung von differentiellen Zwei-Jet-Wirkungsquerschnitten in der diffraktiven Photoproduktion. Dabei spielt die Behandlung des Untergrunds aus der Standard-Photoproduktion eine wichtige Rolle. Alle Wirkungsquerschnitte sind für das Photon-Pomeron-System angegeben, wobei durch die spezielle Kinematik in der Photoproduktion ($Q^2 \approx 0$) die Messungen bis auf $d\sigma/d\eta_{\text{jet}}$ auch für das Laborsystem gelten. Angegeben werden Wirkungsquerschnitte differentiell in der Pseudorapidität und im Transversalimpuls der Jets, sowie differentiell in den Impulsbruchteilen x_T und z .

Diese Daten lassen sich mit Monte-Carlo-Modellen der diffraktiven harten Wechselwirkung vergleichen, wobei der zur Verfügung stehende Generator POMPYT auf dem Pomeron-Modell basiert und, einer Idee von Ingelman und Schlein folgend, Partondichten im Pomeron ansetzt. Eine Parametrisierung der Partondichten in Form von „weichen“ oder „superharten“ Gluonen kann innerhalb dieses Modells als alleinige Komponente ausgeschlossen werden, vor allem durch den Vergleich des Verlaufs von $d\sigma/dz$ zwischen den Daten und den Monte-Carlo-Vorhersagen.

Eine Parametrisierung in Form „harter“ Gluonen oder Quarks kann die Form der gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitte näherungsweise beschreiben. Legt man die Normierung des Pomeronflußfaktors durch Hadron-Hadron-Daten fest, dann liegt die Vorhersage für „harte“ Quarks deutlich unter den Daten, während die Abweichung für „harte“ Gluonen am unteren Rand des Fehlerbereichs liegt.

Außerdem wurden die Daten mit Monte-Carlo-Vorhersagen verglichen, die auf Parametrisierungen der Partondichten beruhen, die aus einem Fit an die F_2^D -Daten aus der tiefinelastischen Streuung bei H1 stammen. Für den Fit wurde angenommen, daß die Partondichten einer Evolution in der Energieskala folgen, wie sie durch die DGLAP-Gleichungen beschrieben wird. Mit diesen Partondichten, übertragen auf die Photoproduktion, kann der Verlauf der Zwei-Jet-Wirkungsquerschnitte gut beschrieben werden. Allerdings liegt die Monte-Carlo-Vorhersage absolut gesehen etwa 20% zu hoch, was aber noch im Rahmen der relativ großen theoretischen Unsicherheit in der Gluondichte aus dem Fit liegt.

Ausblick

Mit der in dieser Arbeit analysierten integrierten Luminosität aus der Strahlperiode 1994 sind die statistischen Fehler bei der Messung der differentiellen Wirkungsquerschnitte in den meisten Bereichen nicht mehr dominierend. Dennoch ist es sinnvoll, die Jetanalyse mit höherer Statistik zu wiederholen, denn so ergibt sich die Möglichkeit, die differentiellen Wirkungsquerschnitte in feineren Intervallen zu bestimmen, sofern natürlich die Reinheit der Daten durch die begrenzte Auflösung nicht zu stark sinkt. Das würde vor allem in der Verteilung des Impulsbruchteils z eine bessere Unterscheidung zwischen den verschiedenen theoretischen Modellen erlauben.

Es gibt weitere Aspekte, unter denen man Jets in diffraktiven Ereignissen auswerten kann, die aber über den Rahmen der vorliegenden Arbeit hinausgehen. So ist es möglich, in Zwei-Jet-Ereignissen der Photoproduktion nach einem Überschuß von Ereignissen mit einer Rapiditätslücke zwischen den Jets zu suchen. Auch dies wäre ein Zeichen für den Austausch eines farbneutralen Objekts. Zu diesem Aspekt existieren bereits erste Analysen der ZEUS- und H1-Kollaboration.

Außerdem könnte man, in Anlehnung an entsprechende Analysen in der Standard-Photoproduktion [99], die Winkelverteilung der Jet-Jet-Achse untersuchen, um daraus Rückschlüsse auf den Spin des im harten Subprozeß ausgetauschten Partons zu erhalten.

Mit Hilfe von weiteren Untersuchungen der Jetproduktion mit höherer Statistik, den fortlaufenden Analysen der anderen Aspekte diffraktiver Ereignisse und neuen theoretischen Rechnungen besteht die Hoffnung, in Zukunft die Natur der diffraktiven Wechselwirkung im Rahmen der QCD aufzuklären.

Anhang

Die folgenden Tabellen enthalten die Zahlenwerte für die differentiellen Zwei-Jet-Wirkungsquerschnitte in der diffraktiven Photoproduktion. Die ep -Wirkungsquerschnitte sind für das Photon-Pomeron-System angegeben und gelten für den in Kapitel 5 definierten kinematischen Bereich (Gleichungen 5.3 – 5.5):

$$\begin{aligned}
 Q^2 < 0.01 \text{ GeV}^2 & \quad \text{und} \quad 0.25 < y < 0.7 \\
 x_{\text{IP}} < 0.05 & \quad \text{und} \quad M_Y < 1.6 \text{ GeV} \\
 -1.5 < \eta_{\text{jet}}^{\text{IP}} < +1.5 & \quad \text{und} \quad p_{\text{t,jet}} > 5 \text{ GeV}
 \end{aligned}$$

Die Fehlerangaben sind aufgeschlüsselt in den statistischen und systematischen Fehler sowie in den gemeinsamen systematischen Fehler durch die Luminositätsmessung und die Unsicherheit in der Energieskala der Kalorimeter.

Zwei-Jet-Wirkungsquerschnitt differentiell in η_{jet}

η_{jet} -Bereich	$d\sigma/d\eta_{\text{jet}}$ [pb]	stat.Fehler \pm [pb]	syst.Fehler \pm [pb]	gem.Fehler \pm [pb]
-1.5 ... -1.0	236	22	47	83
-1.0 ... -0.5	623	37	107	125
-0.5 ... 0.0	713	40	125	143
0.0 ... 0.5	569	37	95	114
0.5 ... 1.0	319	26	50	64
1.0 ... 1.5	157	18	25	55

Zwei-Jet-Wirkungsquerschnitt differentiell in $p_{\text{t,jet}}$

$p_{\text{t,jet}}$ -Bereich [GeV]	$d\sigma/dp_{\text{t,jet}}$ [pb/GeV]	stat.Fehler \pm [pb/GeV]	syst.Fehler \pm [pb/GeV]	gem.Fehler \pm [pb/GeV]
5 ... 7	449	16	72	90
7 ... 9	142	9	26	28
9 ... 11	51.8	6.2	7.8	15.5
11 ... 13	8.6	2.7	2.0	2.6

Zwei-Jet-Wirkungsquerschnitt differentiell in x_γ

x_γ -Bereich	$d\sigma/dx_\gamma$ [pb]	stat.Fehler \pm [pb]	syst.Fehler \pm [pb]	gem.Fehler \pm [pb]
0.2 ... 0.4	373	44	76	112
0.4 ... 0.6	770	68	134	154
0.6 ... 0.8	1122	78	178	224
0.8 ... 1.0	850	72	148	170

Zwei-Jet-Wirkungsquerschnitt differentiell in z

z -Bereich	$d\sigma/dz$ [pb]	stat.Fehler \pm [pb]	syst.Fehler \pm [pb]	gem.Fehler \pm [pb]
0.2 ... 0.4	917	71	172	183
0.4 ... 0.6	1003	75	173	201
0.6 ... 0.8	817	70	144	163
0.8 ... 1.0	267	43	39	53

Abbildungsverzeichnis

1.1	Feynman-Diagramm der tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuung	10
1.2	Drehimpuls über dem Quadrat der Masse für verschiedene Mesonen	14
1.3	Totaler Wirkungsquerschnitt für die pp - und $p\bar{p}$ -Streuung in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie	14
1.4	Die Photon-Gluon-Fusion als Beispiel für einen Prozeß der Standard-Photoproduktion	15
1.5	Schematisches Diagramm der diffraktiven Photoproduktion im Pomeron-Modell	15
1.6	Ansätze für die Gluondichte im Pomeron	19
1.7	Partondichten aus einem Fit an die F_2^D -Daten	20
2.1	Skizze des Speicherrings HERA mit den Vorbeschleunigeranlagen	28
2.2	Der H1-Detektor	30
2.3	Das Spurkammersystem des H1-Detektors in Seitenansicht	31
2.4	Das Vorwärtsmyonsystem	34
2.5	Die Lage des Proton-Remnant-Taggers	35
2.6	Das Luminositätssystem	36
3.1	Verteilung der Differenz $y_{JB} - y_{etag}$ für Photoproduktionsereignisse mit zwei Jets im Endzustand	42
3.2	Ein Ereignis der diffraktiven Photoproduktion mit zwei Jets im Endzustand	43
3.3	Verteilung von η_{max} in Ereignissen der Photoproduktion	44
3.4	Korrelation zwischen η_{max} und M_X	44
3.5	Verhalten der Vorwärtsdetektoren für nicht-diffraktive Ereignisse	46
3.6	Einträge in den Vorwärtsdetektoren für „random trigger“ Ereignisse	47
3.7	Mittlere Akzeptanz der Vorwärtsselektion	48
3.8	Aufteilung eines Ereignisses auf Hadronebene in zwei Systeme anhand der größten Lücke in der Rapidität	51

3.9	Definition diffraktiver Ereignisse auf Hadronebene über den maximalen Longitudinalimpuls	53
4.1	Mittlerer transversaler Thrust und mittleres C_2/C_0 in Abhängigkeit von der Gesamttransversalenergie des Ereignisses	56
4.2	Mittlerer Transversalenergiefluß pro Ereignis in Abhängigkeit von der Azimutalwinkeldifferenz zum Kalorimetercluster mit dem größten Transversalimpuls	57
4.3	Rekonstruktion kinematischer Größen mit Kalorimeterclustern und mit kombinierten Objekten	59
4.4	Rekonstruktion von y mit Kalorimeterclustern und mit kombinierten Objekten in den Daten	61
4.5	Verteilung der Anzahl rekonstruierter Jets auf Detektorebene bei einer festen Anzahl von Jets auf Hadronebene	62
4.6	Unkorrigierte Anzahl der Jets in Abhängigkeit von der gesamten Transversalenergie des Ereignisses	63
4.7	Absolutwert der Azimutalwinkeldifferenz der beiden Jets und Anzahl der Objekte in den Jets	64
4.8	Jetprofile für Zwei-Jet-Ereignisse der diffraktiven Photoproduktion	64
4.9	Zweidimensionale Jetprofile in $\Delta\eta$ und $\Delta\phi$	65
4.10	Breite der Jetprofile in Abhängigkeit vom Transversalimpuls der Jets	66
4.11	Anteil der Transversalenergie der Jets am Gesamttransversalimpuls des Ereignisses und mittlerer Transversalenergiefluß außerhalb der Jets	67
4.12	Korrelation zwischen den Jets auf Hadron- und Detektorniveau	68
4.13	Korrelation zwischen den auslaufenden Partonen aus dem harten Subprozeß und den Jets auf Detektorniveau	69
5.1	Verteilung von η_{\max} für Zwei-Jet-Ereignisse in den Photoproduktionsdaten	73
5.2	Mittlere Akzeptanz des Elektrontaggers	77
5.3	Vergleich kinematischer Ereignisgrößen zwischen den Daten und dem zur Akzeptanzkorrektur benutzten Monte-Carlo-Modell	80
5.4	Vergleich einiger Jetgrößen zwischen den Daten und dem zur Akzeptanzkorrektur benutzten Monte-Carlo-Modell	81
5.5	Akzeptanzkorrektur in Abhängigkeit von η_{jet} und $p_{t,\text{jet}}$	81
5.6	Differentieller ep -Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d\eta_{\text{jet}}$ für diffraktive Zwei-Jetproduktion in der Photoproduktion	84
5.7	Differentieller ep -Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dp_{t,\text{jet}}$ für diffraktive Zwei-Jetproduktion in der Photoproduktion	85
6.1	Korrelation von x_γ und z zwischen Hadron- und Detektorebene	89

6.2	Akzeptanzkorrektur in Abhängigkeit von x_γ und z	90
6.3	Differentieller ep -Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dx_\gamma$ für diffraktive Zwei-Jetproduktion in der Photoproduktion	91
6.4	Differentieller ep -Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dz$ für diffraktive Zwei-Jetproduktion in der Photoproduktion	92
6.5	Beschreibung von $d\sigma/dx_\gamma$ ohne resolved Photon Prozesse	93

Tabellenverzeichnis

1.1	Die fundamentalen Fermionen des Standardmodells	8
1.2	Die fundamentalen Kräfte in der Natur	8
1.3	Übersicht über die verwendeten Monte-Carlo-Ereignissätze	24
2.1	Parameter des Speicherrings HERA	27
2.2	Parameter des H1-Detektors	39
3.1	Anzahl der Ereignisse aus den H1-Daten von 1994 nach verschiedenen Schnitten	49
4.1	Vergleich der Rekonstruktion kinematischer Größen mit Kalorimeterclustern und mit kombinierten Objekten	60

Literaturverzeichnis

- [1] R.P.Feynman, *Photon-Hadron Interactions*, W.A.Benjamin, Reading 1972
- [2] J.Benecke et al., *Rapidity-Gap Separation and Study of Single-Diffraction Dissociation in pp Collisions at 12 and 24 GeV/c*, Nucl. Phys. B 76 (1974) 29-47
- [3] Ch.Berger, *Teilchenphysik*, Springer, Berlin 1992
- [4] V.D.Barger, R.J.N.Phillips, *Collider Physics*, Addison-Wesley, 1987
- [5] F.Halzen, A.D.Martin, *Quarks & Leptons*, John Wiley & Sons, Durham 1983
- [6] Particle Data Group, *Review of Particle Properties*, Phys. Rev. D 45 (1992) Part 2
- [7] J.Feltesse, *HERA the new frontier*, Vorlesungen im SLAC Summer Institute, Stanford, August 1991
- [8] A.De Roeck, *Physics Results from the First Electron-Proton Collider HERA*, DESY Preprint 95-025, Hamburg, März 1995
- [9] M.Erdmann, *The partonic Structure of the Photon: Photoproduction at the Lepton-Proton Collider HERA*, DESY Preprint 96-090, Hamburg, Mai 1996
- [10] M.Klein, *Deep Inelastic Physics with H1*, DESY Preprint 96-218, Hamburg, Oktober 1996
- [11] A.I.Lebedev, *Corrections to Weizsäcker-Williams Approximation for Low- Q^2 Inelastic ep-Scattering*, in: Proc.of the workshop on Physics at HERA, Hamburg Oktober 1991, Hrsg: W.Buchmüller, G.Engelmann, DESY, Hamburg 1992, vol.I, pp.613-616
- [12] A.Rostovtsev, V.Soloshenko, *Corrections to the Weizsäcker-Williams Approximation of Photon Flux in ep Collisions*, H1 Interner Bericht H1-08/93-309, Hamburg 1993
- [13] H1 Kollaboration, *Elastic Photoproduction of ρ^0 Mesons at HERA*, Nucl. Phys. B 463 (1996) 3-29
- [14] H1 Kollaboration, *Inclusive Parton Cross Sections in Photoproduction and Photon Structure*, Nucl. Phys. B 445 (1995) 195
- [15] P.J.Bussey, *What HERA tells us about the photon*, DESY Preprint 93-071, Hamburg, Juni 1993
- [16] P.D.B.Collins, A.D.Martin, *Hadron Interactions*, Adam Hilger Ltd., Bristol 1984
- [17] A.Donnachie, P.V.Landshoff, *Total cross sections*, Phys. Lett. B 296 (1992) 227

- [18] M.Froissart, *Asymptotic Behavior and Subtractions in the Mandelstam Representation*, Phys. Rev. 123 (1961) 1053-1057
- [19] UA8 Kollaboration, *Evidence for Transverse Jets in High-Mass Diffraction*, Phys. Lett. B 211 (1988) 239-246
- [20] UA8 Kollaboration, *Evidence for a super-hard pomeron structure*, Phys. Lett. B 297 (1992) 417-424
- [21] ZEUS Kollaboration, *Diffraction hard photoproduction at HERA and evidence for the gluon content of the pomeron*, Phys. Lett. B 356 (1995) 129-146
- [22] ZEUS Kollaboration, *Observation of hard scattering in photoproduction events with a large rapidity gap at HERA*, Phys. Lett. B 346 (1995) 399
- [23] H1 Kollaboration, *Observation of Hard Processes in Rapidity Gap Events in $\gamma\gamma$ Interactions at HERA*, Nucl. Phys. B 435 (1995) 3
- [24] A.Bouniatian, *Studies of Hard Scattering in Photoproduction at the ep Storage Ring HERA with the H1 Detector*, Dissertation 1995, Hamburg, DESY Interner Bericht FH1K-95-04
- [25] H1 Kollaboration, *First Measurement of the Deep Inelastic Structure of Proton Diffraction*, Phys. Lett. B 348 (1995) 681-696
- [26] J.P.Phillips, *The Deep-Inelastic Structure of Diffraction*, Dissertation 1995, University of Manchester
- [27] A.Mehta, *Measurement of the Diffractive Proton Structure Function and Calibration of the Forward Muon Detector at H1*, Dissertation 1994, University of Manchester
- [28] H1 Kollaboration, *Elastic electroproduction of ρ and J/Ψ mesons at large Q^2 at HERA*, Nucl. Phys. B 468 (1996) 3-33
- [29] H1 Kollaboration, *Elastic and inelastic photoproduction of J/Ψ mesons at HERA*, Nucl. Phys. B 472 (1996) 3-31
- [30] H1 Kollaboration, *Energy flow in the hadronic final state of diffractive and non-diffractive deep-inelastic scattering at HERA*, Z. Phys. C 70 (1996) 609-620
- [31] H1 Kollaboration, *Thrust Jet Analysis of Deep-Inelastic Large Rapidity Gap Events at HERA*, H1 Konferenzbeitrag pa02-068 zur 28th International Conference on High Energy Physics ICHEP'96, Warschau, Polen, Juli 1996, verfügbar unter:
<http://dice2.desy.de/h1/www/psfiles/confpap/warsaw96/list.html>
- [32] ZEUS Kollaboration, *Rapidity Gaps between Jets in Photoproduction at HERA*, Phys. Lett. B 369 (1996) 55-68
- [33] E.Berger, J.Collins, D.Soper, G.Sterman, *Diffractive hard scattering*, Nucl. Phys. B 286 (1987) 704-728
- [34] ZEUS Kollaboration, *Measurement of the Diffractive Structure Function in Deep Inelastic Scattering at HERA*, Z. Phys. C 68 (1995) 569

- [35] H1 Kollaboration, *A Measurement and QCD Analysis of the Diffractive Structure Function $F_2^{D(3)}$* , H1 Konferenzbeitrag pa02-061 zur 28th International Conference on High Energy Physics ICHEP'96, Warschau, Polen, Juli 1996, verfügbar unter: <http://dice2.desy.de/h1/www/psfiles/confpap/warsaw96/list.html>
- [36] G.Ingelman, P.E.Schlein, *Jet structure in high mass diffractive scattering*, Phys. Lett. B 152 (1985) 256
- [37] L.N.Lipatov, *The Bare Pomeron in Quantum Chromodynamics*, Sov. Phys. JETP 63 (1986) 904
- [38] M.Genovese, N.N.Nikolaev, B.G.Zakharov, *Diffractive DIS from the generalized BFKL pomeron. Predictions for HERA.*, KFA-IKP(Th)-1994-37, KFA Jülich 1994
- [39] N.N.Nikolaev, B.G.Zakharov, *Splitting the pomeron into two jets: a novel process at HERA*, Phys. Lett. B 332 (1994) 177
- [40] P.Bruni, G.Ingelman, A.Solano, *Diffractively Produced Hadronic Final States and the Pomeron Structure*, in: Proc.of the workshop on Physics at HERA, Hamburg Oktober 1991, Hrsg: W.Buchmüller, G.Ingelmann, DESY, Hamburg 1992, vol.I, pp.363-375
- [41] W.Buchmüller, *Scaling and Diffraction in Deep Inelastic Scattering*, Phys. Lett. B 335 (1995) 335
- [42] W.Buchmüller, A.Hebecker, *A Parton Model for Diffractive Processes in Deep Inelastic Scattering*, Phys. Lett. B 355 (1995) 573
- [43] A.Edin, G.Ingelman, J.Rathsman, *Rapidity Gaps in DIS through Soft Colour Interactions*, DESY Preprint 95-145, Hamburg 1995
- [44] A.Edin, G.Ingelman, J.Rathsman, *Soft Colour Interactions and the Diffractive Structure Function*, DESY Preprint 96-019, Hamburg 1996
- [45] A.Edin, G.Ingelman, J.Rathsman, *Unified Description of Rapidity Gaps and Energy Flows in DIS Final States*, DESY Preprint 96-060, Hamburg 1996
- [46] A.Edin, G.Ingelman, J.Rathsman, *Soft colour interactions as the origin of rapidity gaps in DIS*, Phys. Lett. B 366 (1996) 371
- [47] P.Uelkes, *Untersuchung harter Prozesse in der diffraktiven tiefunelastischen Streuung mit dem H1-Detektor bei HERA*, Dissertation 1996, PITHA 96/35, RWTH Aachen
- [48] J.C.Collins et al., *Measuring Parton Densities in the Pomeron*, Phys. Rev. D 51 (1995) 3182
- [49] P.Bruni, G.Ingelman, *Diffractive W and Z production at $p\bar{p}$ colliders and the pomeron parton content*, Phys. Lett. B 311 (1993) 317-323
- [50] A.Donnachie, P.V.Landshoff, *Diffractive deep inelastic lepton scattering*, Phys. Lett. B 191 (1987) 309
- [51] A.Donnachie, P.V.Landshoff, *Unusual high- p_t -jet events at HERA*, Phys. Lett. B 285 (1992) 172

- [52] K.H.Streng, *Hard QCD Scattering in Diffractive Reactions at HERA*, in: Proc.of the HERA workshop, Hamburg Oktober 1987, Hrsg: R.D.Peccei, DESY, Hamburg 1988, vol.I, pp.365-391
- [53] T.Sjöstrand, *PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4, Physics and Manual*, CERN Preprint CERN-TH.7112/93, Genf 1993 (überarbeitete Fassung August 1994)
- [54] P.Bruni, G.Engelman, in Proceedings of the Europhysics Conference, Marseilles, Juli 1993, p.595, siehe auch <http://www3.tsl.uu.se/thep/pompyt>
- [55] H.Jung, *Hard Diffractive Scattering in High Energy ep Collisions and the Monte Carlo Generator RAPGAP*, DESY Preprint 93-182, Hamburg Dezember 1993
- [56] H1 Kollaboration, *Jets and Energy Flow in Photon-Proton Collisions at HERA*, Z. Phys. C 70 (1996) 17
- [57] A.Buniatian, private Mitteilung
- [58] R.Brun et al., *GEANT – Detector Description and Simulation Tool*, CERN Program Library Long Writeup W5013, Genf 1993
- [59] R.Hofstadter, *Electron Scattering and Nuclear Structure*, Rev. Mod. Phys. 28 (1956) 214-254
- [60] J.I.Friedman, H.W.Kendall, *Deep Inelastic Electron Scattering*, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 22 (1972) 203-254
- [61] G.Weber, *Physik-Nobelpreis 1990: Das Quark-Modell wird etabliert*, Phys. Bl. 46 (1990) 438-441
- [62] B.H.Wiik, *HERA Status*, in: Proc.of the workshop on Physics at HERA, Hamburg Oktober 1991, Hrsg: W.Buchmüller, G.Engelmann, DESY, Hamburg 1992, vol.I, p.1
- [63] G.-A.Voss, B.H.Wiik, *The Electron-Proton Collider HERA*, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 44 (1994) 413-452
- [64] *Wissenschaftlicher Jahresbericht 1994 DESY*, Hamburg 1995
- [65] *Wissenschaftlicher Jahresbericht 1995 DESY*, Hamburg 1996
- [66] H1 Kollaboration, *The H1 detector at HERA*, Nucl. Instr. and Meth. A 386 (1997) 310-347; H1 Kollaboration, *The tracking, calorimeter and muon detectors of the H1 experiment at HERA*, Nucl. Instr. and Meth. A 386 (1997) 348-396
- [67] H1 Kalorimeter Gruppe, *The H1 Liquid Argon Calorimeter System*, Nucl. Instr. and Meth. A 336 (1993) 460-498
- [68] K.Borras, M.Weber, *The H1 Calorimetry: Performance and Upgrade Program*, DESY Preprint 95-067, Hamburg 1995
- [69] P.Biddulph et al., *The H1 Forward Muon Spectrometer* DESY Preprint 93-020, Hamburg 1993
- [70] B.List, *Diffraktive J/Ψ -Produktion in Elektron-Proton-Stößen am Speicherring HERA*, Diplomarbeit 1993, TU Berlin, H1 Interner Bericht H1-10/93-319

- [71] H1 SPACAL Gruppe, *Performance of an Electromagnetic Lead/Scintillating-Fibre Calorimeter for the H1 Detector*, DESY Preprint 95-165, Hamburg, September 1995
- [72] H1 SPACAL Gruppe, *H1 Backward Upgrade with a SPACAL Calorimeter: the Hadronic Section*, DESY Preprint 96-013, Hamburg, Januar 1996
- [73] H1 Kollaboration, *Measurement of the Total Photon Proton Cross Section and its Decomposition at 200 GeV Centre of Mass Energy*, Z. Phys. C 69 (1995) 27-38
- [74] J.D.Bjorken, *Hard Diffraction and Deep Inelastic Scattering*, SLAC-PUB-6477, April 1994
- [75] H1 Kollaboration, *Deep Inelastic Scattering Events with a Large Rapidity Gap at HERA*, Nucl. Phys. B 429 (1994) 477-502
- [76] E.Panaro, M.Krueger, M.Seidel, *Calibration of the H1-Plug Calorimeter and comparison of Data with Monte Carlo Simulations*, H1 Interner Bericht H1-09/95-455
- [77] P.R.Newman, private Mitteilung
- [78] S.Brandt et al., *The Principal Axis of Jets – An Attempt to Analyse High-Energy Collisions as Two-Body Processes*, Phys. Lett. 12 (1964) 57-60
- [79] A.de Rújula et al., *QCD Predictions for Hadronic Final States in e^+e^- Annihilation*, Nucl. Phys. B 138 (1978) 387-429
- [80] D.H.Saxon, in: *High Energy Electron Positron Physics*, Hrsg: A.Ali, P.Söding, World Scientific, Singapur 1988
- [81] J.D.Bjorken, S.J.Brodsky, *Statistical Model for Electron-Positron Annihilation into Hadrons*, Phys. Rev D 1 (1970) 1416-1420
- [82] TASSO Kollaboration, *Evidence for Planar Events in e^+e^- Annihilation at High Energies*, Phys. Lett. 86B (1979) 243-249
- [83] G.Fox, S.Wolfram, *Event shapes in e^+e^- annihilation*, Nucl. Phys. B 149 (1979) 413
- [84] G.Fox, T.Tse, S.Wolfram, *Event shapes in deep inelastic lepton-hadron scattering*, Nucl. Phys. B 165 (1980) 80
- [85] H1 Kollaboration, *Hard Scattering in γp Interactions*, Phys. Lett. B 297 (1992) 205
- [86] J.E.Huth et al., *Towards a standardization of jet definition*, Fermilab-Conf-90/249-E (1990)
- [87] J.Kurzhöfer, *The QJCONE jet algorithm and its implementation in HIPHAN*, H1 Interner Bericht H1-08/94-375
- [88] P.Uelkes, private Mitteilung
- [89] G.Knies, private Mitteilung
- [90] H1 Kollaboration, *Diffraction Dissociation in Photoproduction at HERA*, Z. Phys. C 74 (1997) 221
- [91] G.Kramer, S.G.Salesch, *Scaling behaviour of jet shapes in $p\bar{p}$ and ep collisions*, Phys. Lett. B 333 (1994) 519-525

- [92] M.Steenbock, *Untersuchung des Energieflusses außerhalb von Jets in der Photon-Proton-Streuung bei HERA*, Dissertation 1996, Hamburg, DESY Interner Bericht F11/F22-96-01
- [93] ZEUS Kollaboration, *Dijet Cross Sections and Evidence for a Resolved-Photon Component in Diffractive Photoproduction at HERA*, ZEUS Konferenzbeitrag pa02-039 zur 28th International Conference on High Energy Physics ICHEP'96, Warschau, Polen, Juli 1996, verfügbar unter:
http://www-zeus.desy.de/~butterwo/ZEUS/warsaw_papers/warsaw_papers.html
- [94] S.Levonian, A.Panitch, *Treatment of the Proton Satellite Bunches in 1994 Data*, H1 Interner Bericht H1-09/95-454, Hamburg 1995
- [95] A.Mehta, private Mitteilung
- [96] H1 Kollaboration, *A Measurement and QCD Analysis of the Proton Structure Function $F_2(x, Q^2)$ at HERA*, Nucl. Phys. B 470 (1996) 3-40
- [97] ZEUS Kollaboration, *Observation of direct processes in photoproduction at HERA*, Phys. Lett. B 322 (1994) 287
- [98] ZEUS Kollaboration, *Dijet Cross Sections in Photoproduction at HERA*, Phys. Lett. B 348 (1995) 665
- [99] ZEUS Kollaboration, *Dijet Angular Distributions in Direct and Resolved Photoproduction at HERA*, Phys. Lett. B 384 (1996) 401-413

Danksagung

Ich danke Herrn Prof. G. Flügge für die Möglichkeit, diese Arbeit an seinem Institut anzufertigen, und auch Herrn Prof. W. Braunschweig, der sich freundlicherweise bereiterklärt hat, das Korreferat zu übernehmen.

Die Zusammenarbeit mit den anderen Mitgliedern der „diffractive working group“ am DESY in Hamburg war immer sehr anregend und konstruktiv. Für die vielen Anregungen und Hinweise bin ich allen Mitgliedern sehr dankbar, insbesondere Dr. Julian Phillips, Dr. Andrew Mehta und Prof. John Dainton. Aus dem Bereich der diffraktiven Photoproduktion möchte ich speziell noch Dr. Paul Newman danken. Es war sehr angenehm, mit ihm zusammenzuarbeiten, nicht nur wegen seines breiten Wissens in allen Aspekten der Analyse, sondern auch wegen seiner offenen und herzlichen Art.

Mit meinem Aachener Bürogenossen und Mitstreiter in Sachen diffraktiver Physik, Dr. Peter Uelkes, konnte ich viele hilfreiche Diskussionen führen. Er hat mich zu Anfang auf den interessanten Themenbereich „diffraktive Physik“ aufmerksam gemacht und durch ihn konnte ich schnell einen Einstieg in das Gebiet finden. Das Arbeiten mit ihm hat Spaß gemacht und auch die langen Eisenbahnfahrten nach Hamburg lassen sich zusammen einfach besser ertragen.

Außerdem danke ich Dr. Herbert Gräßler, Patrick Palmen, Hardy Pawletta, Dr. Christophe Royon, Dr. Peter Uelkes und meinem Vater, daß sie diese Arbeit korrekturgelesen haben und viele Verbesserungsvorschläge eingebracht haben.

Ohne die hervorragend funktionierende Rechnerumgebung im Aachener Physikzentrum wäre es sicher nicht möglich gewesen, die Daten für die vorliegende Arbeit so problemlos und zügig zu analysieren. Da man sich sonst nur an ihn wendet, wenn etwas nicht funktioniert, an dieser Stelle mein besonderer Dank an Herrn Dr. R. Steinberg.

Mein Dank geht auch an alle Mitarbeiter des III. Physikalischen Instituts für die freundliche Arbeitsatmosphäre und Unterstützung.

Das Entstehen dieser Arbeit wurde finanziell gefördert durch ein Doktoranden-Stipendium im Rahmen des Graduiertenkollegs „Starke und elektroschwache Wechselwirkungen bei hohen Energien“.

Lebenslauf

- 16.9.1968 Geboren in New Haven, Connecticut (USA)
- 8/74 – 9/77 Goetheschule (Grundschule), Darmstadt
- 9/77 – 6/78 Gemeinschaftsgrundschule Hochneukirch in Otzenrath
- 8/78 – 5/87 Städtisches Gymnasium Odenkirchen, Mönchengladbach
Abschluß mit Abitur
- 7/87 – 9/87 Ferienarbeiter bei der Siemens AG, Erlangen, Bereich Medizinische
Technik
- 10/87 – 9/88 Grundwehrdienst
- 10/88 – 8/94 Physikstudium an der RWTH Aachen, Abschluß als Diplom-Physiker
- 9/94 – 10/94 Wissenschaftliche Hilfskraft am III. Physikalischen Institut B
der RWTH Aachen
- seit 11/94 Doktorand am III. Physikalischen Institut B der RWTH Aachen,
Promotionsstipendium im Rahmen eines Graduiertenkollegs,
seit 8/97 wissenschaftlicher Angestellter am III. Physikalischen
Institut B der RWTH Aachen

FOTODRUCK J.MAINZ GmbH
Süsterfeldstr. 83, D - 52072 Aachen
Telefon: (0241) 873434, Telefax: (0241) 875577