

Untersuchung diffraktiver Ereignisse
bei tiefinelastischer ep-Streuung
am Speicherring HERA

Diplomarbeit
von
Hanna Mahlke

Institut für Atom- und Molekülphysik
der
Universität Hannover

Hannover, September 1994

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	4
1 Tiefinelastische diffraktive Prozesse	5
1.1 Tiefinelastische Elektron-Proton-Streuung	6
1.2 Diffraktive Streuung	8
1.2.1 Darstellung im s - und t -Kanal	10
1.2.2 Diffraktiv elastische und inelastische Prozesse	11
1.2.3 Regge-Trajektorien	11
1.2.4 Die Pomeron-Trajektorie	14
1.2.5 Weiche γp -Prozesse	15
1.3 Tiefinelastische diffraktive Streuung	15
1.3.1 Partoninhalt des Pomerons	18
1.3.2 Faktorisierung des Wirkungsquerschnittes und Anwendung auf ep -Streuung	19
1.3.3 $1/M_X^2$ -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes	21
1.3.4 Rapiditätsverteilung	21
1.4 Untergrund	23
1.4.1 Untergrund durch Standard-DIS-Prozesse	23
1.4.2 Untergrund durch Meson-Austausch-Reaktionen	24

2	HERA und H1	26
2.1	Der Speicherring HERA	26
2.2	Der Detektor H1	27
2.2.1	Spurkammersystem, Kalorimeter und Myonsystem	27
2.2.2	Vorwärts-Protonspektrometer	30
2.3	Daten	31
2.3.1	Ereignistrigger	31
2.3.2	Rekonstruktion und Klassifikation von Daten	32
3	Ereignisgeneratoren	33
3.1	Monte-Carlo-Generatoren und Detektorsimulation	33
3.2	PYTHIA und JETSET	34
3.3	POMPYT	35
3.3.1	Flußfaktoren	36
3.3.2	Parton-Verteilungen im Pomeron	37
3.3.3	Berechnung des Wirkungsquerschnittes	38
3.3.4	Kinematische Verteilungen	38
3.3.5	Pseudorapidität	40
3.3.6	Diffraaktive Variablen	44
3.3.7	Multiplizität	46
3.4	RAPGAP	47
3.5	Vergleich von POMPYT und RAPGAP	47
4	Ergebnisse	51
4.1	Vergleich kinematischer Größen vor und nach der Detektorsimulation	51

4.2	Vergleich mit rekonstruierten Meßdaten	55
4.3	Akzeptanzstudien für das Vorwärts-Protonspektrometer	61
4.4	Untergrund durch Standard-DIS-Prozesse	69
5	Ausblick	72
5.1	Jets	72
5.2	Erster Betrieb der Roman Pots	73
	Zusammenfassung	78
	A Grenzen für t	80
	B H1POMPYT	82
	Abbildungsverzeichnis	83
	Literaturverzeichnis	87

Einleitung

Am Speicherring HERA bei DESY in Hamburg werden seit 1992 Elektronen einer Energie von 27 GeV an Protonen mit einer Energie von 820 GeV gestreut. Die Schwerpunktsenergie des ep -Systems beträgt $\sqrt{s} = 314\text{ GeV}$. Dies ist mit den bisher erreichbaren Schwerpunktsenergien von $\sqrt{s} \approx 20\text{ GeV}$ bei Fixed-Target-Experimenten zu vergleichen.

Ein Forschungsschwerpunkt bei HERA ist die tiefinelastische ep -Streuung, in der durch die harte Wechselwirkung eines Eichbosons mit einem Parton aus dem Proton die Struktur des Protons aufgelöst werden kann. Die der tiefinelastischen Streuung zugrundeliegende Theorie ist das Standard-Modell, nach welchem es als elementare Teilchen sechs Quarks und sechs Leptonen und ihre Antiteilchen gibt und Wechselwirkungen durch Bosonen vermittelt werden.

Daneben gibt es das Konzept der diffraktiven Streuung, die durch langreichweitige Kräfte dominiert wird: Zwischen zwei Hadronen wird ein Pomeron ausgetauscht. Die physikalischen Grundlagen des Reaktionsmechanismus sind bisher weitgehend unbekannt. Seit einigen Jahren gibt es Versuche, das Pomeron im Rahmen der QCD zu beschreiben. Dem Pomeron wird dabei eine Struktur aus Quarks und Gluonen zugeschrieben. Eine aktuelle Fragestellung ist es, ob die Struktur des Pomerons bei HERA beobachtet werden kann.

In tiefinelastischen diffraktiven Prozessen, die Gegenstand von Kapitel 1 sind, kann mit einem hochvirtuellen Photon die Struktur des Pomerons aufgelöst werden. Zum Verständnis dieser Prozesse, zur Entwicklung von Triggerstrategien und für Akzeptanzbestimmungen werden Monte-Carlo-Programme verwendet, in dieser Arbeit der vorher bei H1 noch nicht getestete Generator POMPYT. Er wird in Kapitel 3 beschrieben, nachdem in Kapitel 2 der HERA-Ring und der H1-Detektor vorgestellt wurden. Das Kapitel 4 enthält Ergebnisse, den Vergleich von generierten mit rekonstruierten Verteilungen, eine Gegenüberstellung von rekonstruierten Monte-Carlo- und Meßdaten, Akzeptanzbestimmungen eines Vorwärts-Protonspektrometers und eine Abschätzung des Beitrags durch einen Untergrundprozeß, die tiefinelastische nicht-diffraktive ep -Streuung. Kapitel 5 gibt einen Ausblick.

Kapitel 1

Tiefinelastische diffraktive Prozesse

Zur Beschreibung von weichen diffraktiven Prozesse in Hadron-Hadron-Reaktionen wurde in den frühen sechziger Jahren die Regge-Theorie entwickelt. Sie beschreibt die Wechselwirkung durch Austausch von Regge-Trajektorien. Ein optisches Modell vergleicht die Streuung von Materiewellen an einem Target mit der Streuung von Lichtwellen an einer Scheibe.

Inzwischen ist das Standard-Modell etabliert, in welchem als elementare Teilchen sechs Quarks und sechs Leptonen und deren Antiteilchen angenommen werden, welche in drei Familien angeordnet werden können. Wechselwirkungen werden durch den Austausch von Bosonen vermittelt. Die Konstituenten der Hadronen sind neben den Quarks die Gluonen als Vermittler der starken Wechselwirkung. Bei weichen Prozessen ist der Impulsübertrag zwischen den Reaktionspartnern klein, so daß die Struktur der Hadronen nicht aufgelöst werden kann. In harten Reaktionen ist dies möglich; es findet bei ep -Wechselwirkung eine Streuung an einem punktförmigen Konstituenten des Protons statt. In der tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuung bei HERA (Abschnitt 1.1) wechselwirkt ein virtuelles Photon mit dem Proton und kann dessen Struktur auflösen.

Die diffraktive Wechselwirkung (Abschnitt 1.2) wird durch den Austausch des Pomerons beschrieben. Ihm kann eine Struktur zugeordnet werden. In der ep -Streuung kann ein virtuelles Photon mit einem Pomeron vom Proton in einer diffraktiven tiefinelastischen Reaktion wechselwirken, die Gegenstand von Abschnitt 1.3 ist. Auch dem Pomeron kann eine hadronische Komponente zugeordnet werden, die zum ersten Mal von der UA8-Kollaboration [Ing85] beobachtet wurde. Eine aktuelle Fragestellung ist, ob mit der tiefinelastischen Streuung die Strukturfunktion des Pomerons gemessen werden kann.

1.1 Tiefinelastische Elektron-Proton-Streuung

Bei der Elektron-Proton-Streuung wechselwirken ein Elektron und ein Proton über den Austausch eines Eichbosons. Dieses Austauschteilchen kann geladen (W^+, W^-) oder neutral (Z_0, γ) sein, wobei die Prozesse der schwachen Wechselwirkung gegenüber dem Photonaustausch bei kleiner Virtualität unterdrückt sind.

Von *tiefinelastischer Streuung* (*Deep Inelastic Scattering*, DIS) spricht man, wenn das Photon an einem einzelnen Konstituenten des Protons streut, das ist etwa für $Q^2 \geq 4 GeV^2$ ($Q^2 = -q^2$ die Photonvirtualität, q der Viererimpuls des Photons, siehe Abbildung 1.1) der Fall. Der Fall $Q^2 \approx 0$ entspricht dem Austausch eines quasireellen Photons und wird als *Photoproduktion* bezeichnet.

Die Viererimpulse des einlaufenden Protons und Elektrons werden mit p_p und p_e bezeichnet, die der auslaufenden Teilchen sind durch ein ' gekennzeichnet. Bei der *Photon-Quark-Streuung*, siehe Abbildung 1.1 (a), wechselwirkt ein Photon des Viererimpulses $q = p'_e - p_e$ mit einem Quark-Konstituenten des Protons. Die Sub-Reaktion lautet $e q \rightarrow e' q'$. Wechselwirkt das Photon mit einem Gluon aus dem Proton, spricht man von *Boson-* oder genauer *Photon-Gluon-Fusion*. Hierbei fluktuiert das Gluon in ein Quark-Antiquark-Paar, an dessen einen Konstituenten das Photon koppelt, $\gamma g \rightarrow q \bar{q}$; siehe Abbildung 1.1 (b). Dieser Prozeß ist um eine Ordnung in der starken Kopplungskonstanten α_S gegenüber der direkten Streuung an einem Quark des Protons unterdrückt.

Die von der Reaktion auslaufenden Teilchen sind bei diesen Prozessen der Proton-Rest, das aus getroffenen Proton-Konstituenten und Photon gebildete System sowie das auslaufende Elektron. Nach der Fragmentation bildet der Proton-Rest den *Target-Jet*, und aus dem gestreuten Parton erhält man einen bzw. zwei (BGF) *Current-Jet(s)*.

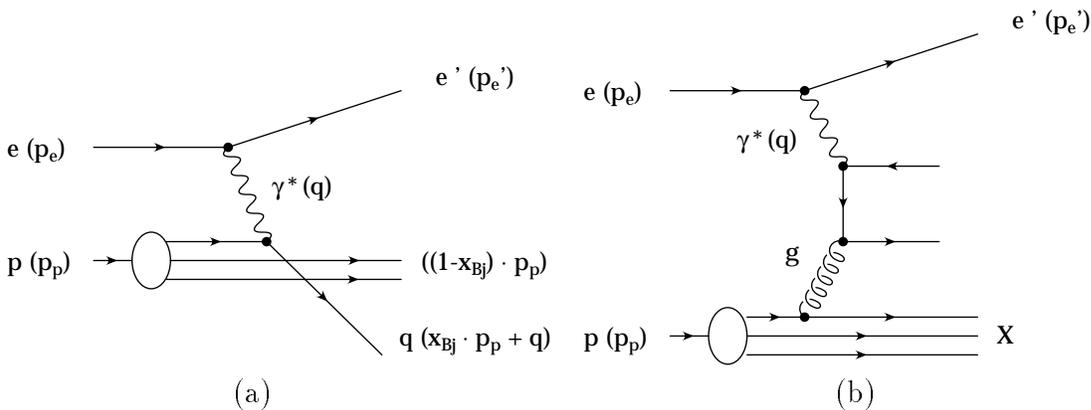


Abbildung 1.1: Der Feynmangraph zur tiefinelastischen ep -Streuung in Bornscher Näherung. Die Größen in Klammern bezeichnen Vierervektoren.

Kinematik

$s = (p_e + p_p)^2$ ist das Quadrat der ϵp -Schwerpunktsenergie. $W_{\gamma p}$ ist die invariante hadronische Masse des Photon-Proton-Systems.

Die den tiefinelastischen Prozeß charakterisierenden Variablen sind:

Impulsübertrag an das Photon:

$$Q^2 \equiv -q^2 = -(p_e - p'_e)^2 > 0$$

BJORKEN-Skalenvariable:

$$x_{Bj} \equiv \frac{Q^2}{2p_p \cdot q} \approx \frac{Q^2}{Q^2 + W_{\gamma p}^2} \quad (0 \leq x_{Bj} \leq 1)$$

Inelastizität:

$$y \equiv \frac{p_p \cdot q}{p_p \cdot p_e} \approx \frac{W_{\gamma p}^2 + Q^2}{s} \quad (0 \leq y \leq 1)$$

Den Impulsübertrag Q^2 des Elektrons an das Photon nennt man die *Virtualität des Photons*; $Q^2 = 0$ entspricht einem reellen Photon. x_{Bj} kann interpretiert werden als der Impulsbruchteil des Protonimpulses, den der getroffene Konstituent führte. Alle drei Größen sind lorentzinvariant. Zwischen ihnen besteht die Beziehung

$$Q^2 = xy(s - m_e^2 - m_p^2) \approx xys.$$

Das H1-Koordinatensystem ist wie folgt definiert: Die x -Achse zeigt vom Wechselwirkungspunkt zur Mitte des HERA-Ringes, die y -Achse nach oben, und die z -Achse geht in Richtung des einlaufenden Protons. (Siehe auch Abbildung 1.2.)

Man erhält folgende Vierervektoren:

$p_p = (E_p, 0, 0, p_{p,z})$	einlaufendes Proton
$p'_p = (E'_p, \vec{p}'_p)$	auslaufendes Proton bei (quasi-)elastischer Streuung (s.u.)
$p_e = (E_e, 0, 0, p_{e,z})$	einlaufendes Elektron; $p_{e,z} < 0$
$p'_e = (E'_e, \vec{p}'_e)$	auslaufendes Elektron
$q = p'_e - p_e$	Photon

θ ist der Winkel eines Teilchens mit der z -Achse.

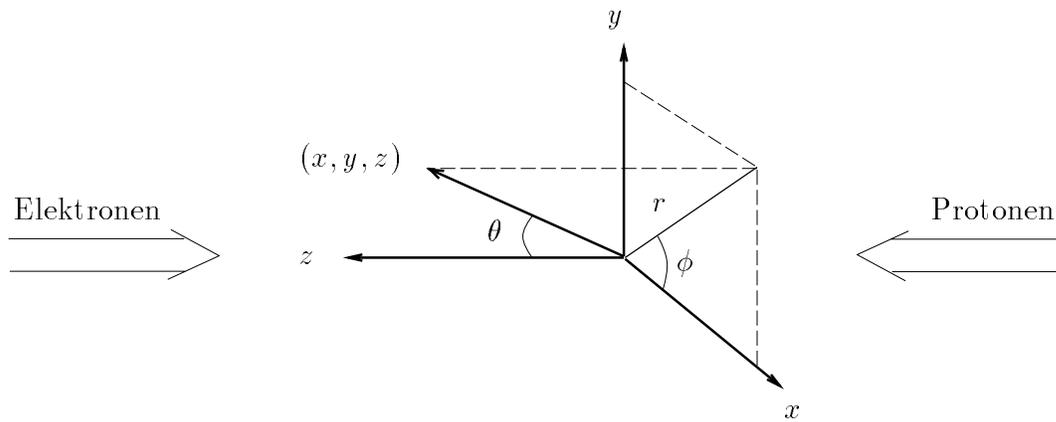


Abbildung 1.2: Das H1-Koordinatensystem.

Im H1-Koordinatensystem ergeben sich folgende Formeln für die kinematischen Variablen (bei vernachlässigbaren Ruhemassen):

$$\begin{aligned}
 Q^2 &\approx 4E_e E'_e \cos^2\left(\frac{\theta'_e}{2}\right) > 0 \\
 x_{Bj} &\approx \frac{E_e E'_e \sin^2\left(\frac{\theta'_e}{2}\right)}{E_p(E_e - E'_e \cos^2\frac{\theta'_e}{2})} \\
 y &\approx 1 - \frac{E'_e}{E_e} \sin^2\left(\frac{\theta'_e}{2}\right)
 \end{aligned}$$

θ'_e ist der Winkel des gestreuten Elektrons mit der Strahlachse.

1.2 Diffraktive Streuung

Im Gegensatz zur tiefinelastischen ep -Streuung, bei der die Struktur des Protons in Quarks und Gluonen durch das Photon aufgelöst wird, handelt es sich bei diffraktiven Prozessen um *weiche Prozesse*. Die Berechnung mit Hilfe der Störungstheorie im Rahmen des Partonbildes ist nicht mehr möglich, und es müssen phänomenologische Beschreibungen verwendet werden ([Kai89],[Alb81]): Die Wechselwirkung wird durch die langreichweitigen Kräfte zwischen den Hadronen vermittelt. Ein Sonderfall der diffraktiven Streuung ist die elastische Streuung, in deren Ausgangszustand nur die beiden einlaufenden Teilchen mit geänderten Impulsen auslaufen. Die diffraktive Streuung kann phänomenologisch durch ein Analogon aus der Optik beschrieben werden.

Grundlage des optischen Modells ist der Vergleich mit der Streuung von Lichtwellen an einer Scheibe. Das Beugungsbild von Licht an einer Scheibe weist eine deutliche Struktur auf. Verwendet man anstatt einer vollkommen lichtundurchlässigen, schwarzen Scheibe ein Target, dessen Dichte zum Rand hin kontinuierlich abnimmt ("*graue Scheibe*"), verschieben sich die diffraktiven Minima und Maxima.

Analog hierzu betrachtet man in der Hochenergie-Physik die Streuung von Teilchen mit Impuls $\vec{p} = \hbar \vec{k}$, die durch eine ebene Welle angenähert werden, an einem Target. Das Teilchen wird aus seiner ursprünglichen Richtung um einen Winkel θ abgelenkt und erhält relativ zu seiner Einfallsrichtung einen Transversalimpuls $p_t = |\vec{p}| \sin \theta$. Der Impulsübertrag t an das Target hängt mit p_t über $-t \approx p_t^2 \approx |\vec{p}|^2 \theta^2$ (bei kleinem Ablenkwinkel θ) zusammen. Wenn man den Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dt$ in Abhängigkeit von t aufträgt, erhält man eine ähnliche Struktur wie bei der Lichtstreuung an einer grauen Scheibe. In Abbildung 1.3 ist die Erwartung für die Streuung eines Teilchens an einem "schwarzen" sowie einem "grauen" Teilchentarget, dessen Dichteverlauf gemäß einer Gaußfunktion zum Rand hin abnimmt, dargestellt.

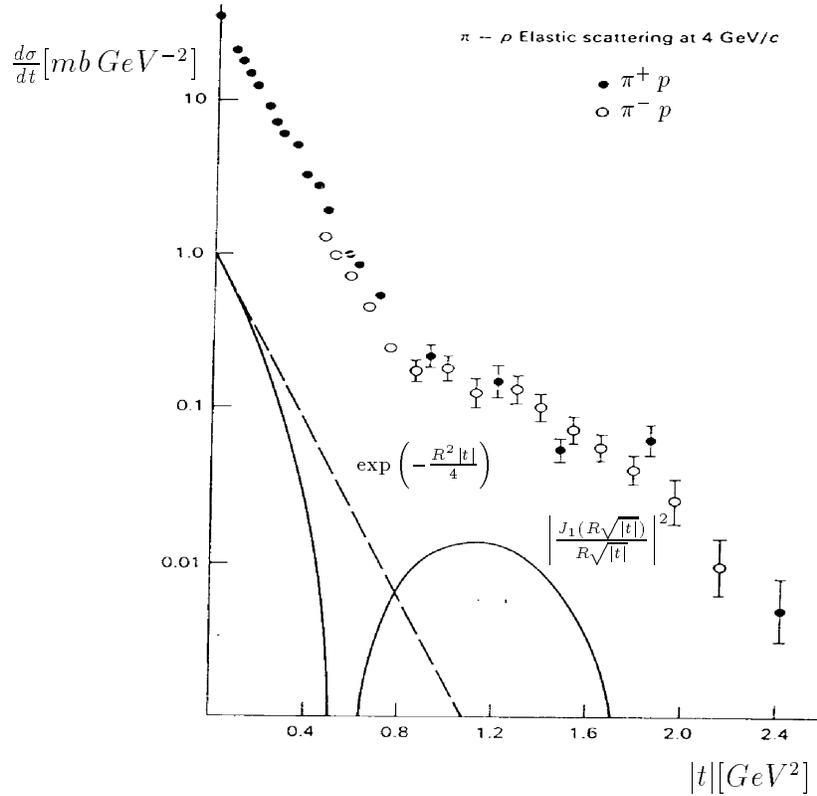


Abbildung 1.3: Der Wirkungsquerschnitt für elastische Streuung von π^\pm an Protonen ([Per82] aus [Cof66]). Die Kurven zeigen die Erwartungen für Targets, deren Dichteverlauf konstant bis zum Rand (durchgezogen) ist bzw. gaußsich ($\propto \exp(-b|t|)$), $b = R^2/4$) abnimmt (gestrichelt). $R = 1 \text{ fm}$ ist der Radius des Targets, J_1 ist die Besselsche Funktion 1. Ordnung.

1.2.1 Darstellung im s - und t -Kanal

Zur Beschreibung eines Streuprozesses zweier Teilchen sind verschiedene Sichtweisen möglich. Man betrachte die Reaktion $a + b \rightarrow c + d$, die Vierervektoren der Teilchen werden mit p_a etc. bezeichnet. Es werden die folgenden lorentzinvarianten unabhängigen Größen (*Mandelstam-Variablen*) gebildet:

$$\begin{aligned} s &= (p_a + p_b)^2 = (p_c + p_d)^2 \\ t &= (p_a - p_c)^2 = (p_b - p_d)^2 \end{aligned}$$

Es gilt $s > 0$, $t < 0$. s bezeichnet das Quadrat der Schwerpunktsenergie und t das Quadrat des Impulsübertrags. Für kleine Energien ist der dominierende Prozeß die Bildung und der Zerfall von *Resonanzen* im s -Kanal (Abbildung 1.4 a); a und b bilden einen Zwischenzustand v , der in c und d zerfällt. Bei hohen Energien trägt der Austausch eines *Austauschteilchens* w im t -Kanal (Abbildung 1.4 b) wesentlich zum Wirkungsquerschnitt bei. Da die Masse des Austauschteilchens $m_w = p_w^2 = (p_a - p_b)^2 = t < 0$ ist, kann es nicht auf der Massenschale liegen: Es ist virtuell.

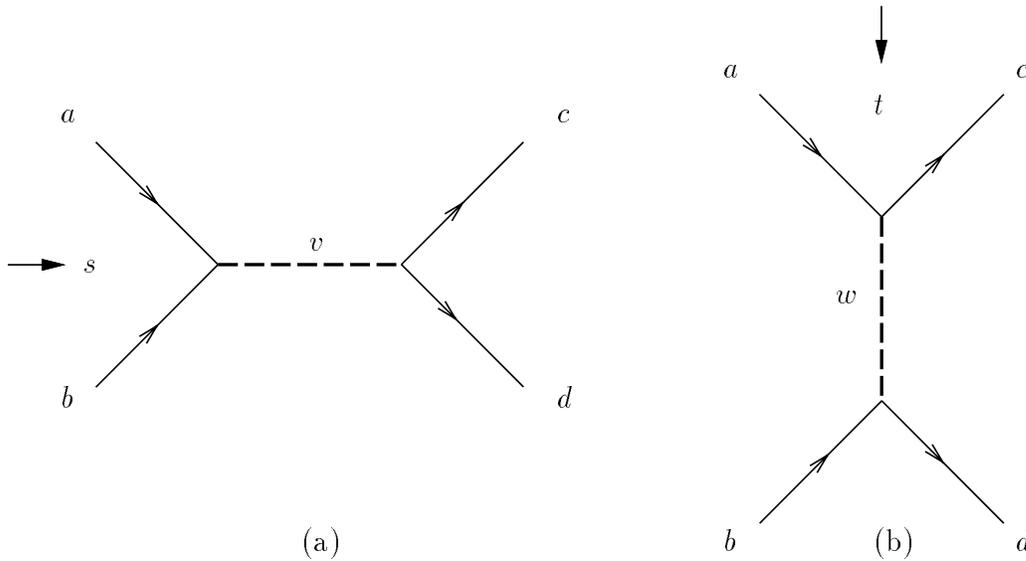


Abbildung 1.4: Die resonante Erzeugung des Endzustands c, d im s -Kanal und die Wechselwirkung durch den Austausch eines virtuellen Teilchens im t -Kanal. Für niedrige Energien dominiert eine Resonanzstruktur die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von der Energie, bei hohen Energien wird der zweite Prozeß wichtig. Siehe dazu auch Abbildung 1.11.

Die Regge-Theorie [Reg59] faßt Austauscheteilchen, deren Quantenzahlen sich nur im Spin unterscheiden, zu einer *Regge-Trajektorie* (siehe Abschnitt 1.2.3) zusammen und beschreibt Wirkungsquerschnitte durch Austausch dieser Trajektorien. Die zu den diffraktiven Prozessen gehörende Trajektorie ist die *Pomeron-Trajektorie* (Abschnitt 1.2.4). Es sind bisher keine Teilchen identifiziert, die auf dieser Trajektorie liegen.

1.2.2 Diffraktiv elastische und inelastische Prozesse

Bei der diffraktiven Streuung zweier Hadronen A und B aneinander unterscheidet man elastische von inelastischen (dissoziativen) Prozessen, das bedeutet, daß im Ausgangskanal sich nicht das elastisch gestreute Teilchen des Eingangskanals befindet, sondern zusätzliche Teilchen erzeugt werden. In Abbildung 1.5 sind der elastische, die einfach dissoziativen sowie der doppelt dissoziative Prozeß skizziert.

Die den diffraktiven Prozeß charakterisierenden Variablen sind der Impulsübertrag t an das Pomeron sowie der Bruchteil des Impulses von Hadron A , der an das Pomeron abgegeben wird, x_P , oder (äquivalent) $1 - x_P =: x_A$. Bei den dissoziativen Prozessen, in denen die Systeme X und Y erzeugt werden, sind deren invariante Massen, M_X und M_Y , weitere charakteristische Größen, die zur Beschreibung der Reaktion verwendet werden.

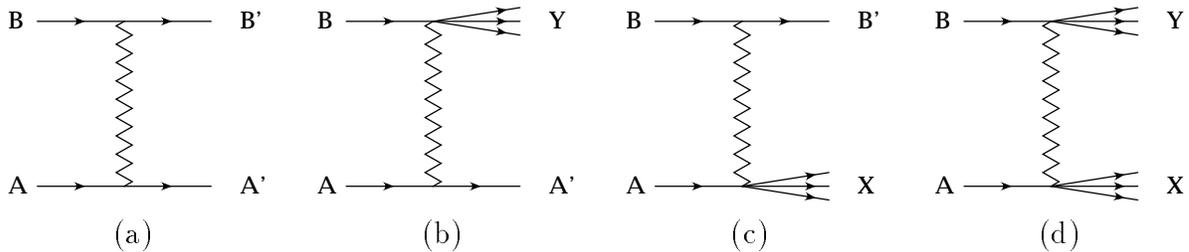


Abbildung 1.5: Die Diagramme für den elastischen (a) und den doppelt dissoziativen (d) Prozeß sowie für die einfach dissoziativen Reaktionen (b), (c).

1.2.3 Regge-Trajektorien

Die weiche Hadron-Hadron-Streuung wird durch den Austausch von *Regge-Trajektorien* beschrieben. Eine Regge-Trajektorie α_R ist eine Funktion des Impulsübertrags t , die durch eine Gerade angenähert werden kann:

$$\alpha_R(t) = \alpha_0 + \alpha'(t) \cdot t, \quad \alpha'(t) \approx \text{const.}$$

Die beiden Konstanten α_0 und α' sind charakteristisch für die Trajektorie. $\alpha_R(t)$ ist eine Verallgemeinerung der Drehimpulse von Teilchen. Fällt t im unphysikalischen Bereich $t > 0$ mit dem Massenquadrat eines Teilchens zusammen, gibt $\alpha_R(t)$ den Drehimpuls des Teilchens an.

Die Trajektorie stellt eine Verbindung zwischen der resonanten Erzeugung von Mesonen im s -Kanal und dem Austausch dieser Mesonen im t -Kanal her. Der Wertebereich $\alpha_R(t)$, $t < 0$ wird als s -Kanal-Region bezeichnet. Hier sind die zu der Trajektorie gehörenden Teilchen virtuell, sie werden ausgetauscht. Werte von $\alpha_R(t)$ für $t > 0$ entsprechen der resonanten Erzeugung derselben Teilchen, man spricht von t -Kanal-Region. Die beiden Bereiche werden im sogenannten *Chew-Frautschi-Plot* zusammengefaßt, in welchem $\alpha_R(t)$ in Abhängigkeit von t aufgetragen ist. Als Beispiel ist die ρ -Trajektorie α_ρ in Abbildung 1.6 zu finden. Diese Trajektorie fällt näherungsweise mit den ω -, a - und f -Trajektorien zusammen. Die Trajektorien unterscheiden sich durch ihre Quantenzahlen für Isospin und Parität.

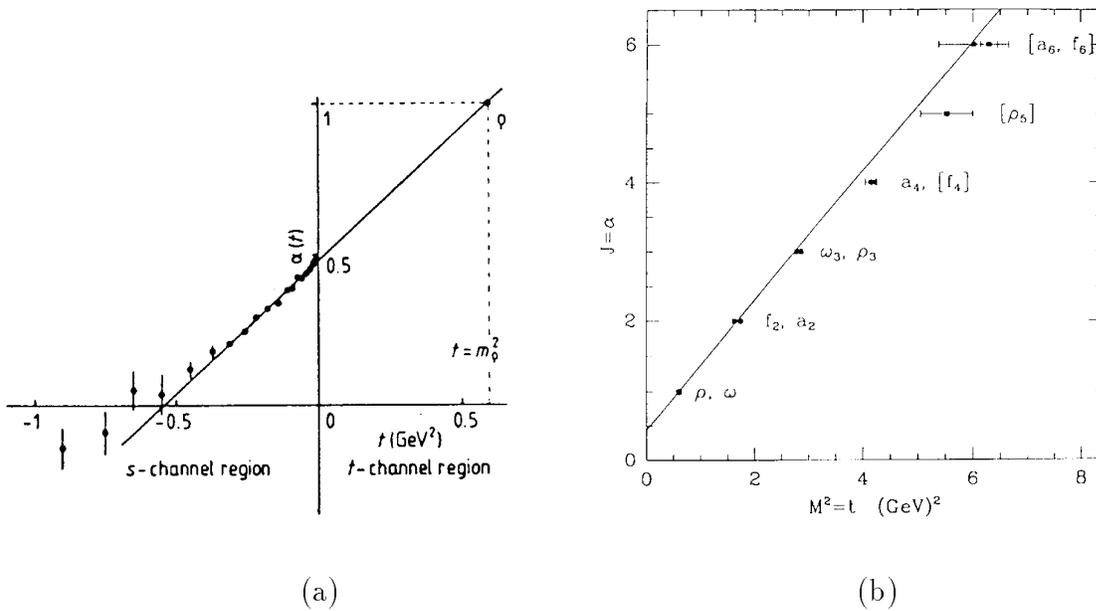


Abbildung 1.6: (a) Chew-Frautschi-Plot von $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ -Daten aus [Bar76]. Die Gerade ist die Extrapolation der ρ -Trajektorie. (b) Die ρ -Trajektorie aus [Don92]. Die Gerade ist $\alpha(t) = 0.44 + 0.93t$ aus einem Fit an die Massen der Teilchen, die der Referenz [PDG92] entnommen sind.

Mit Hilfe solcher Regge-Trajektorien ist eine einfache Parametrisierung der Wirkungsquerschnitte möglich [Gou83]:

$$\sigma_{tot}^{AB} = \sum_R \beta_{AR}(0)\beta_{RB}(0)s^{(\alpha_R(0)-1)}$$

$$\frac{d\sigma_{el}^{AB}}{dt} = \sum_R \frac{\beta_{AR}^2(t)\beta_{RB}^2(t)}{16\pi} s^{2(\alpha_R(t)-1)} \quad (1.1)$$

Die Funktionen β_{AR} und β_{RB} beschreiben die Kopplung der Regge-Trajektorie R an das Hadron A bzw. B und können durch eine Exponentialfunktion (1.6) parametrisiert werden.

Eine experimentelle Beobachtung ist, daß für die meisten Regge-Trajektorien R gilt: $\alpha_R(0) \approx 1/2$, so daß diese einen Beitrag zum Wirkungsquerschnitt liefern, der mit $1/\sqrt{s}$ abfällt. Die einzige Ausnahme ist die Pomeron-Trajektorie mit $\alpha_P \gtrsim 1$. Auf sie wird im Abschnitt 1.2.4 eingegangen. Der Ausdruck für den Wirkungsquerschnitt der einfach diffraktiven Dissoziation, also Prozesse, bei denen nur ein Reaktionspartner elastisch gestreut wird ($AB \rightarrow A'X$), lautet

$$\frac{d^2\sigma^{AB}}{dt dM_X^2} = \frac{1}{s} \sum_{P,R} \frac{\beta_{PB}(0)\beta_{AR}^2(t)g_{PRR}(t)}{16\pi s} \left(\frac{s}{M_X^2}\right)^{2\alpha_R(t)} (M_X^2)^{\alpha_P(0)}. \quad (1.2)$$

M_X ist die invariante Masse des Systems X aus Abbildung 1.5 (b). Die Summe läuft über alle in Frage kommenden Regge-Trajektorien P, R . Die Bedeutung der Kopplungen β und g ist aus Abbildung 1.7 ersichtlich.

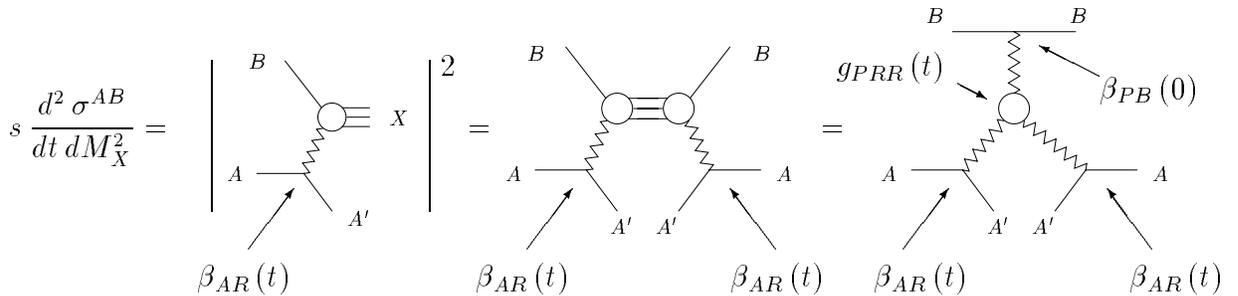


Abbildung 1.7: Beiträge der Kopplungsfunktionen für den Wirkungsquerschnitt des einfach-dissoziativen diffraktiven Prozesses.

1.2.4 Die Pomeron-Trajektorie

Es wurde beobachtet, daß der totale Wirkungsquerschnitt für Hadron-Hadron-Streuung mit der Schwerpunktsenergie s ansteigt [Col77]. Hierzu können nur Trajektorien mit $\alpha_0 > 1$ beitragen. Die einzige Trajektorie mit dieser Eigenschaft ist die sogenannte *Pomeron-Trajektorie*; für sie gilt: $\alpha_{\mathbb{P}} = 1 + \epsilon_{\mathbb{P}} + \alpha'_{\mathbb{P}} \cdot t$; $\epsilon_{\mathbb{P}} = 0.0808$, $\alpha'_{\mathbb{P}} = 0.25 \text{ GeV}^{-2}$ aus einem Fit an [PDG92]-Daten [Don92], [Lan90]. Sie dominiert den Wirkungsquerschnitt wegen $\sigma_{tot} \propto s^{\epsilon_{\mathbb{P}}}$ bei hohen s . Aus diesem Grund wird im folgenden nur die Pomeron-Trajektorie berücksichtigt. Somit vereinfacht sich 1.2 zu

$$\frac{d^2 \sigma^{AB}(s, M_X^2, t)}{dt dM_X^2} = \frac{\beta_{AP}(0) \beta_{\mathbb{P}B}^2(t) g_{\mathbb{P}\mathbb{P}\mathbb{P}}(t)}{16 \pi M_X^2} \left(\frac{s}{M_X^2} \right)^{2\alpha'_{\mathbb{P}}(t)}. \quad (1.3)$$

Kennzeichnend für das Regge-Modell ist die Darstellbarkeit des Wirkungsquerschnitts als ein Produkt von Kopplungsfunktionen, die unabhängig voneinander einen der beiden Vertizes (siehe Abbildung 1.5) beschreiben, wobei für die Kopplungskonstante $g_{\mathbb{P}\mathbb{P}\mathbb{P}}(t) \approx \text{const}^1$ experimentell gefunden wird. Dies hat zur Folge, daß die Emission des Pomerons am unteren Vertex unabhängig ist von der Reaktion am oberen, insbesondere vom Teilchentyp, mit dem das Pomeron wechselwirkt. Diese Eigenschaft wird *Faktorisierung* genannt.

Da der Austausch der Pomeron-Trajektorie zur elastischen Streuung beiträgt, können nur Vakuum-Quantenzahlen übertragen werden. Insbesondere trägt das Pomeron keine Farbladung.

Der in Formel 1.3 angegebene Ausdruck für den einfach dissoziativen Prozeß kann unter Verwendung der Beziehung $M_X^2 = (1 - x_A)s = x_{\mathbb{P}}s$ folgendermaßen umgeschrieben werden:

$$\frac{d^2 \sigma}{dx_A dt} = \frac{1}{16 \pi} \beta_{AP}(0) \beta_{\mathbb{P}B}^2(t) g_{\mathbb{P}\mathbb{P}\mathbb{P}}(t) \frac{1}{s^2} \left(\frac{s}{M_X^2} \right)^{2\alpha_{\mathbb{P}}(t)} (M_X^2)^{\alpha_{\mathbb{P}}(0)} \quad (1.4)$$

$$= \frac{1}{16 \pi} \beta_{\mathbb{P}B}^2(t) \left(\frac{1}{x_{\mathbb{P}}} \right)^{2\alpha_{\mathbb{P}}(t)-1} \cdot \beta_{AP}(0) g_{\mathbb{P}\mathbb{P}\mathbb{P}}(t) (M_X^2)^{\alpha_{\mathbb{P}}(0)-1} \quad (1.5)$$

Die Funktion $\beta_{\mathbb{P}B}$ wird durch $\beta_{\mathbb{P}B}(t) = \beta_{\mathbb{P}B}(0) \exp(b_0 t)$ parametrisiert ([Gou83]). Weiterhin gilt $g_{\mathbb{P}\mathbb{P}\mathbb{P}}(t) \approx \text{const}$ ([Sch93]) und

$$\left(\frac{1}{x_{\mathbb{P}}} \right)^{2\alpha_{\mathbb{P}}(t)-1} = \exp(-2\alpha'(\ln s - \ln M_X^2) \cdot t) \cdot \left(\frac{1}{x_{\mathbb{P}}} \right)^{2\alpha_{\mathbb{P}}(0)-1} \quad (1.6)$$

¹ $g_{\mathbb{P}\mathbb{P}\mathbb{P}}(t) = (0.364 \pm 0.025) \text{ mb}^{\frac{1}{2}} \hat{=} (0.583 \pm 0.040) \text{ GeV}^{-1}$ aus Experimenten, die die diffraktive Dissoziation von π^\pm , K^\pm und p^\pm an Wasserstoff untersuchten, [Gou83] aus [Coo81]

$$\begin{aligned}
&= \frac{1}{16\pi} \beta_{PB}^2(0) \left(\frac{1}{x_P}\right)^{2\alpha_P(0)-1} \exp\left(\underbrace{2(b_0 - \alpha'(\ln s - \ln M_X^2))}_{=: b} t\right) \cdot \\
&\quad \cdot \beta_{AP}(0) g_{PPP} \left(M_X^2\right)^{\alpha_P(0)-1} \tag{1.7}
\end{aligned}$$

$$\approx \frac{1}{16\pi} \beta_{PB}^2(0) \left(\frac{1}{x_P}\right) e^{bt} \cdot \beta_{AP}(0) g_{PPP} \quad \text{mit } \alpha_P(0) \approx 1 \tag{1.8}$$

$$=: f_{P/A} \cdot \sigma(IPB \rightarrow X) \tag{1.9}$$

Diese Beziehung wird in 1.3.2 auf ϵp -Streuung angewendet. $f_{P/A}$ beschreibt den Pomeron-Fluß, wobei Teilchen A als "Pomeron-Quelle" angesehen wird.

1.2.5 Weiche γp -Prozesse

Diffraktive Reaktionen werden auch bei Photoproduktionsprozessen beobachtet. Das Photon reagiert wie ein Hadron. Die Beschreibung erfolgt phänomenologisch mit Hilfe des *Vektormeson-Dominanz-Modells* [Bau78], bei dem das Photon als eine Superposition des Photons mit reiner QED-Kopplung, γ_{QED} , mit Vektormesonen betrachtet wird:

$$|\gamma\rangle = N |\gamma_{QED}\rangle + \sum_V \sqrt{\frac{4\pi}{f_V^2}} |V\rangle; \quad V \in \{\rho, \omega, \phi, \dots\}, \quad \frac{4\pi}{f_V^2} \equiv \frac{4\pi}{f_V^2} \Big|_{Q^2=0}.$$

N ist eine Normierungskonstante. Der Faktor $4\pi/f_V^2$ beschreibt die Kopplung des Photons an das Vektormeson.

Es findet folgender Prozeß statt: Das Photon fluktuiert in ein virtuelles Vektormeson V , welches, analog zu weichen Hadron-Proton-Reaktionen, in einem weichen Prozeß ein Pomeron mit dem Proton austauscht und reell ausläuft. Sowohl der IPp - als auch der VP -Vertex können elastisch oder inelastisch sein. Abbildung 1.8 zeigt als Beispiele zwei Feynmangraphen von VDM-Ereignissen mit elastischem Protonvertex.

1.3 Tiefinelastische diffraktive Streuung

Es konnte bisher kein reelles Teilchen gefunden werden, welches die diffraktive Wechselwirkung durch Erzeugung einer Resonanz im s -Kanal beschreibt. Aus diesem Grund ist bisher wenig über die Struktur des Pomerons bekannt. Manche Arbeiten versuchen, Cluster von Gluonen im Proton, die insgesamt farblos sind, sogenannte *hot spots*, mit der Pomeron-Trajektorie in Verbindung zu bringen [Ing90].

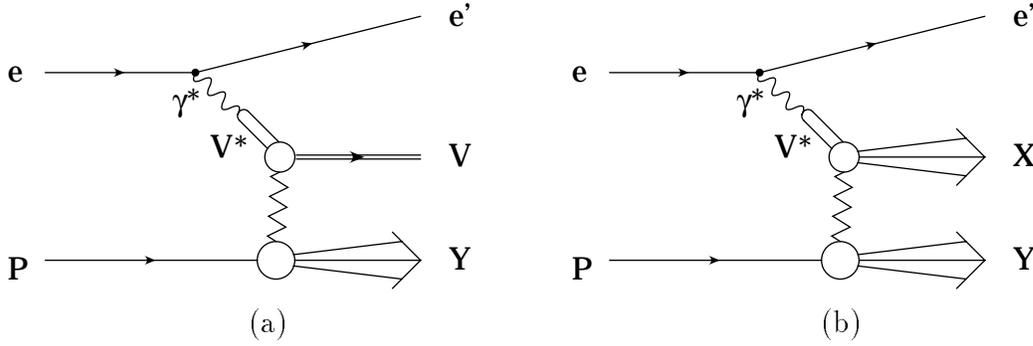


Abbildung 1.8: Feynmangraphen zur diffraktiven Vektormeson-Proton-Streuung; (a) einfach dissoziativ, (b) doppelt dissoziativ.

Die Beschreibung der diffraktiven Prozesse, die durch langreichweitige Kräfte vermittelt werden, im Rahmen der perturbativen QCD ist nicht möglich, da bei großen Distanzen die Kopplungskonstante α_s groß wird. Es wird seit einiger Zeit versucht, auch die diffraktive Wechselwirkung im Rahmen der QCD zu beschreiben [Low75], [Nus76], [Ing85]: Zwischen zwei Hadronen wird im t -Kanal ein \mathbb{P}_{QCD} ausgetauscht. Dieses \mathbb{P}_{QCD} besteht (in niedrigster Ordnung) aus zwei Gluonen, die in Quark-Antiquark-Paare fluktuieren, an die wiederum ein Photon koppeln kann. Die tiefinelastische ep -Streuung, bei der virtuelle Photonen an einem Pomeron gestreut werden, bietet ein Mittel zur Untersuchung der Pomeronstruktur.

Bei HERA findet der die diffraktive Streuung beschreibende Pomeron-Austausch zwischen dem Photon und dem Proton statt: Das Proton emittiert ein Pomeron, welches mit einem virtuellen Photon reagiert. Dabei kann das Proton quasielastisch gestreut werden (Abbildung 1.9 (a)) oder dissoziieren (1.9(b)), das heißt, in weitere Hadronen zerfallen. Die Dissoziation des Protons findet in circa 30% der diffraktiven Ereignisse statt [H194]. Die Photon-Pomeron-Reaktion kann hart oder weich sein. Niedrige Photonvirtualitäten sind der Gültigkeitsbereich des Vektormeson-Dominanz-Modells, siehe Abschnitt 1.2.5.

Die Wechselwirkung eines hochvirtuellen Photons mit dem emittierten Pomeron, die *diffraktive tiefinelastische Streuung*, *DiffDIS*, wird analog zur tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuung behandelt, die in dieser Arbeit zur Unterscheidung mit *Standard-DIS*, *StDIS*, bezeichnet wird: Das Photon streut an Konstituenten des Pomerons. Der Endzustand besteht aus dem Proton oder den Protonfragmenten, dem hadronischen $\gamma\mathbb{P}$ -System X' und dem gestreuten Elektron. Bei nicht-diffraktiven tiefinelastischen Prozessen spielen VDM-Prozesse keine Rolle, da der Vektormesongehalt eines virtuellen Photons durch den Propagatorterm $\sim m_V^2/(Q^2 + m_V^2)$ unterdrückt ist, wobei m_V die Masse des Vektormesons bezeichnet.

Gegenstand dieser Arbeit ist der tiefinelastische diffraktive Prozeß, in dem das Proton elastisch gestreut wird.

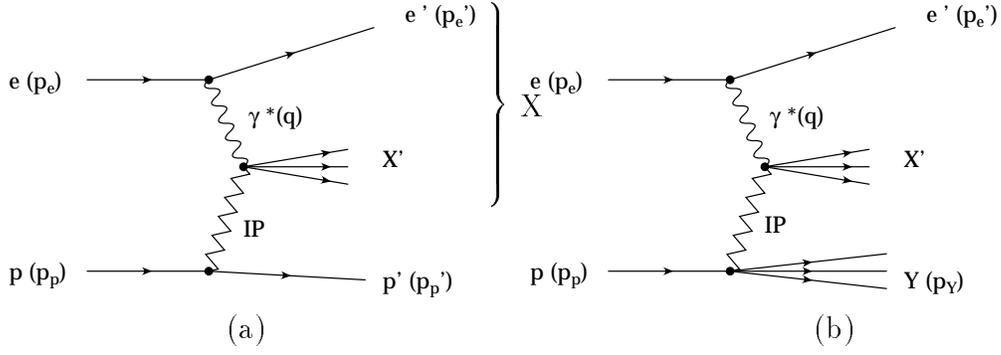


Abbildung 1.9: Feynmangraphen zur diffraktiven harten ep -Streuung mit elastischem (a) und inelastischem (b) Protonvertex. Die Größen in Klammern bezeichnen die Vierervektoren der Teilchen.

Kinematik

Folgende zusätzliche Variablen werden zur Beschreibung des Prozesses verwendet:

Viererimpuls des Pomerons:

$$p_{\mathbb{P}} = p'_p - p_p$$

Feynman- x :

$$x_F = \frac{p_l}{p_{max}} \approx 1 - \frac{M_X^2}{s}$$

p_l ist der Longitudinalimpuls eines Teilchens im Schwerpunktsystem relativ zur Richtung des einlaufenden Protons, p_{max} ist der maximal mögliche. x_F wird im allgemeinen nur für das Proton verwendet. Es gilt $p_{max} = \sqrt{s}/2$. M_X ist die invariante Masse des Elektron-Pomeron-Systems. Im Fall der HERA-Kinematik kann x_F durch die anschaulichere Größe x_p approximiert werden²:

$$x_F \approx x_p = \frac{(p'_p)_z}{(p_p)_z}; \quad x_{\mathbb{P}} = 1 - x_p.$$

²Im Laborsystem werden die Ruhemassen der Teilchen vernachlässigt. Es ist $p = (E, \mathbf{p}) = (E, p_x, p_y, p_x)$ der Vierervektor eines Teilchens und $x_p := p'_{p,z}/p_{p,x}$. Im ep -Schwerpunktsystem gilt bei vernachlässigbaren Ruhemassen der Teilchen $p_z \approx E$ für alle Teilchen. Die Variable x_F ist im Schwerpunktsystem definiert als $x_F = p_l/p_{l,max}$, wobei p_l der Longitudinalimpuls relativ zur Einfallrichtung des Protons ist, die als z -Richtung gewählt wird. Für das Proton mit vernachlässigbarem Transversalimpuls gilt also

$$x_F = \frac{\mathbf{p}_{p,z'}}{p_{p,z}} \approx \frac{\mathbf{p}'_{p,z} + E'_p}{\mathbf{p}_{p,z} + E_p} = \frac{(\mathbf{p}'_{p,z} + E'_p)E_e}{(\mathbf{p}_{p,z} + E_p)E_e} = \frac{p'_p \cdot p_e}{p_p \cdot p_e} \quad (1.10)$$

Diese Beziehung aus Viererskalarprodukten bleibt bei Lorentztransformation ins Laborsystem erhalten.

Diese beiden Variablen beschreiben die Aufteilung des Longitudinalimpulses des einlaufenden Protons auf das auslaufende Proton und das Pomeron. x_P ist der Bruchteil des Proton-Longitudinalimpulses, der an das Pomeron abgegeben wird, x_p ist der beim Proton verbleibende Rest.

Pomeron-Virtualität:

$$t = p_P^2 < 0$$

t bedeutet die Virtualität des Pomerons.

invariante Massen: Die invariante Masse des Systems X aus Pomeron und einlaufendem Elektron ist

$$M_X^2 \equiv (p_e + p_P)^2.$$

Betrachtet man das mit dem Pomeron reagierende Photon bei einer festen Energie als Strahlteilchen, definiert man als invariante Masse des Systems X'

$$m_X^2 \equiv (q + p_P)^2,$$

wobei q der Viererimpuls des Photons ist. (Siehe dazu auch Abbildung 1.9.)

Um den Gültigkeitsbereich der diffraktiven Streuung nicht zu verlassen, werden folgende Grenzen gesetzt:

$$x_F > 0.9, \quad |t| < 1 \text{ GeV}^2. \quad (1.11)$$

Der Grund für diese Forderung liegt darin, daß auch im Falle der Standard-DIS-Prozesse isolierte Protonen in Vorwärtsrichtung auslaufen können und so das Ereignis als diffraktives mißidentifiziert wird. Der Anteil solcher Untergrundprozesse wird durch die obigen Schnitte unterdrückt.

1.3.1 Partoninhalt des Pomerons

Im Rahmen der QCD kann der Versuch gemacht werden, dem Pomeron eine Struktur zuzuordnen [Ing85], [Don88]; mit einem hochenergetischen Photon kann die Struktur des Pomerons in Partonen aufgelöst werden. Dazu ist $Q^2 \gg 0$ erforderlich.

Da das Pomeron keine Farbladung trägt, muß es aus mindestens zwei Gluonen oder Quarks bestehen. Im Falle eines gluonisch dominierten Pomerons entsteht ein nicht-gluonischer Gehalt durch die Fluktuation der Gluonen in Quarks, und das virtuelle Photon kann an die elektromagnetisch geladenen Quarks koppeln.

Der zugrundeliegende harte Subprozeß im Falle des gluonischen Pomerons ist die *Boson-Gluon-Fusion*, also der Prozeß $e g \rightarrow e' q \bar{q}$, Abbildung 1.10(a). Er ist von der Ordnung $\mathcal{O}(\alpha^2 \alpha_S)$. Nimmt man ein aus Quarks bestehendes Pomeron an, ist

die anzusetzende Reaktion $eq \rightarrow e'q'$, $\mathcal{O}(\alpha^2)$, Abbildung 1.10(b). Er ist also um eine Ordnung in der starken Kopplungskonstanten α_s gegenüber der Boson-Gluon-Fusion bevorzugt.

Im Modell von Ingelman und Schlein koppelt der Pomeron-Rest, der nicht an der harten Reaktion teilnimmt, an kein weiteres Parton. Andere Modelle lassen weitere Reaktionen der anderen Konstituenten des Pomerons mit anderen Partonen zu ([Nik92], Abbildung 1.10(c)) oder postulieren im Falle eines gluondominierten Pomerons die gleichzeitige Kopplung beider Gluonen an dasselbe Parton, wodurch eine effektive Quark-Struktur entsteht ([Don88], Abbildung 1.10(d)).

1.3.2 Faktorisierung des Wirkungsquerschnittes und Anwendung auf ep -Streuung

In dem von Ingelman et al. (siehe zum Beispiel [Ing93]) verwendeten Modell wird der aus Hadron-Hadron-Experimenten hergeleitete Ausdruck für den Wirkungsquerschnitt einfach-diffraktiver Prozesse $AB \rightarrow A'X$ (Formel 1.9 in Abschnitt 1.2.4)

$$\frac{d^2\sigma}{dx_A dt} = f_{\mathbb{P}/A} \cdot \sigma(\mathbb{P}B \rightarrow X)$$

auf diffraktive Lepton-Proton-Wechselwirkung übertragen. Hierbei entsprechen die Reaktionspartner A und B dem einlaufenden Proton (welches quasielastisch gestreut wird) und dem einlaufenden Elektron; $ep \rightarrow p'X$. Das diffraktiv erzeugte System X' ist das aus dem virtuellen Photon und dem Pomeron gebildete System. Die Reaktion lautet also $ep \rightarrow e'p'X'$, siehe auch Abbildung 1.9.

Im Fall der Elektron-Proton-Streuung bei HERA ergibt sich

$$\frac{d^4\sigma(ep \rightarrow e'p'X')}{dx_{\mathbb{P}} dt dx_{B_j} dQ^2} = f_{\mathbb{P}/p}(x_{\mathbb{P}}, t) \frac{d^2\sigma(e\mathbb{P} \rightarrow e'X')}{dx_{B_j} dQ^2} \quad (1.12)$$

$$\frac{d^2\sigma(e\mathbb{P} \rightarrow e'X')}{dx_{B_j} dQ^2} = \begin{cases} f_{q/\mathbb{P}}(z, Q^2) \hat{\sigma}(eq \rightarrow e'q') & \text{für Quarks} \\ f_{g/\mathbb{P}}(z, Q^2) \hat{\sigma}(eg \rightarrow e'q\bar{q}) & \text{für Gluonen} \end{cases} \quad (1.13)$$

Dabei ist $f_{\mathbb{P}/p}$ der *Pomeron-Flußfaktor* im Proton; $f_{\mathbb{P}/p}(x_F, t) dx_F dt$ gibt die Wahrscheinlichkeit an, ein Pomeron mit Impulsbruchteil $1 - x_F$ vom Longitudinalimpuls des Protons und Massenquadrat t zu finden. Verschiedene Parametrisierungen dieser experimentell zu bestimmenden Funktion sind in Abschnitt 3.3.1 zu finden. $f_{q/\mathbb{P}}$ ($f_{g/\mathbb{P}}$) sind die Quark-(Gluon-)Strukturfunktionen des Pomerons. $\hat{\sigma}(eq \rightarrow e'q')$ und $\hat{\sigma}(eg \rightarrow e'q\bar{q})$ sind die aus der tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuung bekannten Wirkungsquerschnitte für die Streuung eines Photons an einem Parton. Der

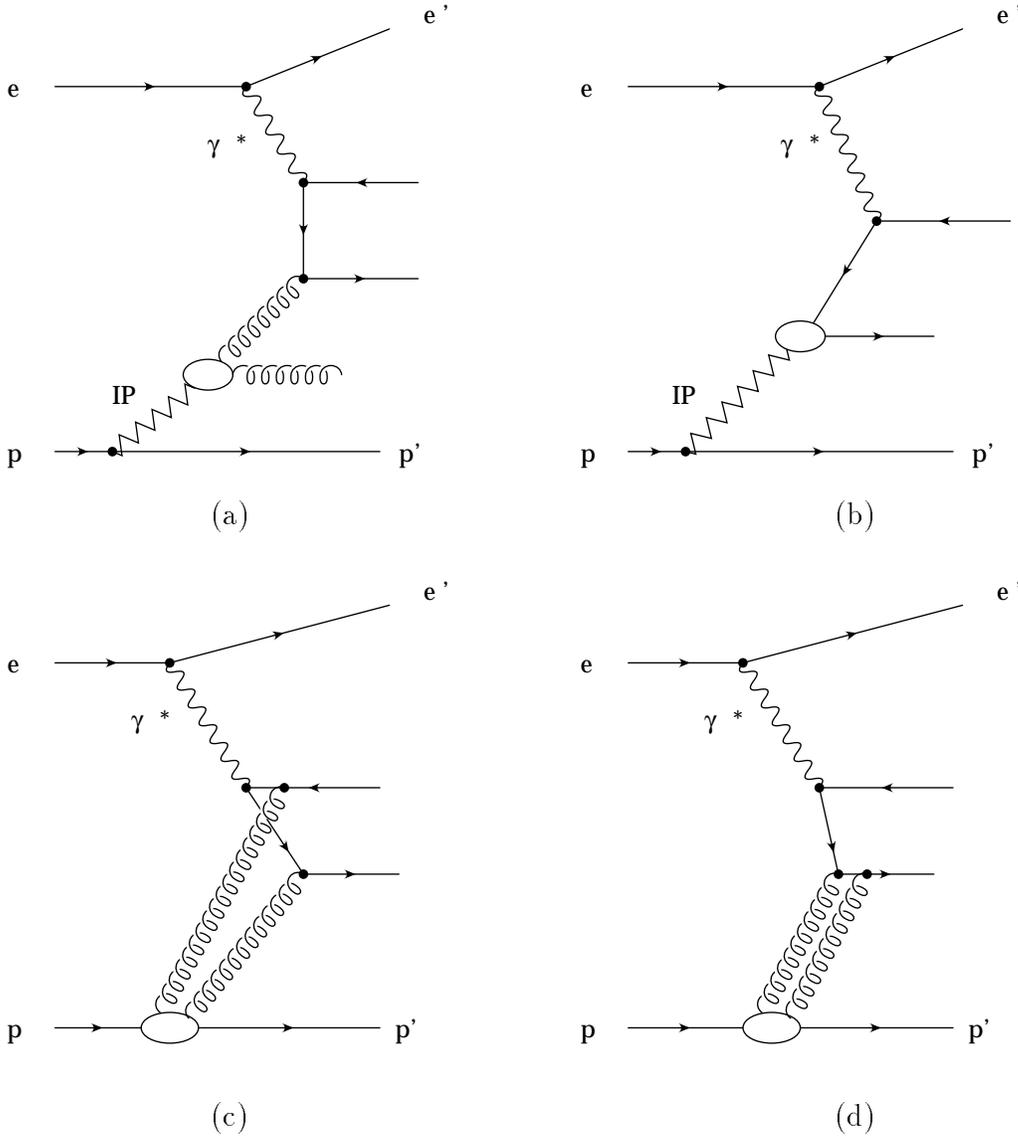


Abbildung 1.10: *Verschiedene Subprozesse für die Reaktion $IP\gamma \rightarrow X'$: (a) und (b): Gluonischer und Quark-Inhalt des Pomeron mit Pomeron-Remnant, (c) und (d): gluonischer Inhalt ohne Remnant.*

Ausdruck für den differentiellen Wirkungsquerschnitt der Reaktion $eIP \rightarrow e'X'$ unterscheidet sich von dem für ep -Streuung

$$\frac{d^2\sigma(ep \rightarrow e'X)}{dx_{Bj}dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{x_{Bj}Q^4} \left\{ 1 - y + \frac{y^2}{2} \right\} F_2(x_{Bj}, Q^2) \quad (1.14)$$

nur dadurch, daß für die eIP -Streuung die Strukturfunktion des Pomerns, F_2^P , eingesetzt wird:

$$\frac{d^2\sigma(eIP \rightarrow e'X')}{dx_{Bj}dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{x_{Bj}Q^4} \left\{ 1 - y + \frac{y^2}{2} \right\} F_2^P(z = \frac{x_{Bj}}{x_{IP}}, Q^2) \quad (1.15)$$

1.3.3 $1/M_X^2$ -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes

Die aus den Impulsen von Pomeron und zweitem Strahlteilchen i gebildete invariante Masse $M_X^2 = (p_P + p_i)^2$ ist eine der den diffraktiven Prozeß charakterisierenden Variablen. Abbildung 1.11 zeigt das Massenspektrum der Reaktion $p + d \rightarrow X + d$. Das Spektrum enthält bei $M_X \lesssim 3 \text{ GeV}$ einen Anteil, der eine deutliche Resonanzstruktur aufweist, und eine etwa mit $1/M_X^2$ abfallende Kontinuumsregion im Bereich von $M_X > 3 \text{ GeV}$. Die $1/M_X^2$ -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes ist ein weiteres Charakteristikum der diffraktiven Streuung. Sie gilt unabhängig davon, mit welchem Teilchen i das Pomeron wechselwirkt, also gleichermaßen für ein Strahlproton, ein Strahlelektron oder einen Strom aus monoenergetischen Photonen. Dies ist eine Folge der Faktorierbarkeit des Wirkungsquerschnittes.

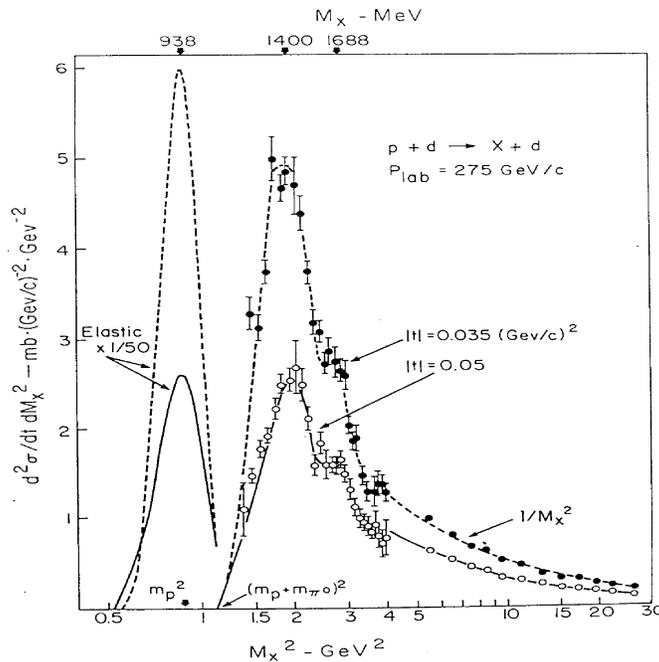


Abbildung 1.11: Die Verteilung der Masse M_X für diffraktive pd -Streuung; $p + d \rightarrow X + d$ (aus [Gou83]).

1.3.4 Rapiditätsverteilung

Das Proton behält wegen der Forderungen 1.11 bei HERA fast seine volle Energie und läuft unter Winkeln von wenigen $mrad$ zur Strahlachse aus. Da das Pomeron farbneutral ist, wird keine Farbe zwischen dem gestreuten Proton und dem Pomeron-Photon-System X' ausgetauscht, das bedeutet, daß keine Wechselwirkung zwischen

ihnen stattfindet. Deshalb werden im Winkelbereich zwischen dem auslaufenden Proton und X' keine Teilchen gebildet. Dies stellt einen Gegensatz zur Streuung eines virtuellen Photons am Proton dar, in der zwischen Target- und Current-Jet ein Farbfluß für Produktion von Teilchen im dazwischenliegenden Winkelbereich sorgt. Diese *Rapidity Gap* (*Rapidity Gap*) im Vorwärtsbereich ist charakteristisch für Prozesse mit farbneutralem Austausch.

Eine weiteres gebräuchliches Maß für die Verteilung der Winkel zur Strahlachse ist die *Rapidity*

$$y = \frac{1}{2} \cdot \ln \frac{E + p_z}{E - p_z}.$$

y hat ein einfaches Transformationsverhalten unter Lorentztransformation: Bei einer gegebenen Rapidityverteilung resultiert eine Lorentztransformation entlang der z -Achse nur in einer Ursprungsverschiebung in y , so daß Rapiditydifferenzen erhalten bleiben. Bei vernachlässigbaren Ruhemassen kann y durch die experimentell zugängliche *Pseudorapidity* η , $\eta = -\ln \tan \theta/2$, approximiert werden.

Da das System X' einen deutlich niedrigeren Impuls in z -Richtung als das Proton hat, liegen auch die Rapiditäten bei deutlich niedrigeren y : Es entsteht ein Bereich zwischen Proton und X' , der keine Teilchen enthält.

Man erwartet die folgende Rapidityverteilung:

- In extremer Vorwärtsrichtung das quasielastisch gestreute Proton, das fast seine volle Energie behalten hat,
- die Teilchen des Systems X' , die in θ einen Abstand vom gestreuten Proton haben,
- das gestreute Elektron, dessen Rapidity vom Impulsübertrag q an das Photon abhängt. Bei tiefinelastischen Prozessen ($Q^2 \geq 4 \text{ GeV}^2$) kann das Elektron im BEMC oder im Flüssig-Argon-Kalorimeter (siehe Abschnitt 2.2) nachgewiesen werden.

Abbildung 1.12 zeigt einen Kandidaten für ein diffraktives tiefinelastisches Ereignis.

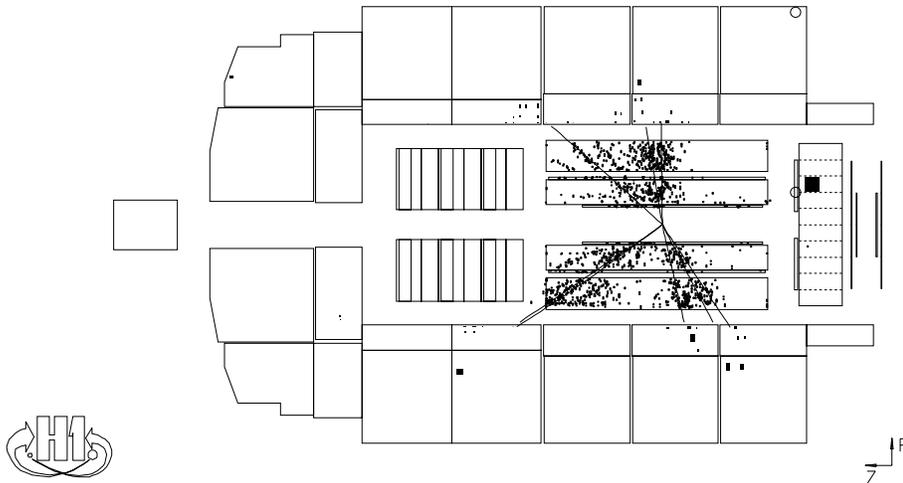


Abbildung 1.12: Ein Kandidat für ein diffraktives tiefinelastisches Ereignis, selektiert von T. Greenshaw. (Nach [H194].) Das gestreute Elektron wird mit einer Energie von $E'_e = 19.8 \text{ GeV}$ unter einem Streuwinkel von $\theta'_e = 166.2^\circ$ im Rückwärtskalorimeter nachgewiesen, was $Q^2 = 30.6 \text{ GeV}^2$ ergibt. Das gestreute Proton verschwindet im Strahlrohr.

1.4 Untergrund

Als Untergrundprozesse zur tiefinelastischen diffraktiven ep -Streuung kommen vor allem die Standard-DIS-Prozesse und die Pion-Austausch-Reaktionen in Frage. Der Beitrag anderer Regge-Trajektorien ist wegen der höheren Massen der auf ihr liegenden Mesonen gegenüber dem Pion-Austausch im HERA-Energiebereich klein.

1.4.1 Untergrund durch Standard-DIS-Prozesse

Bei der tiefinelastischen ep -Streuung findet eine Wechselwirkung zwischen dem Photon und einem Parton des Protons statt. Da das Parton farbgeladen ist, trägt auch der Protonrest Farbe, und es kommt zur Fragmentation und der Erzeugung weiterer Teilchen. Die entstehenden Hadronen bilden Jets. Die Signatur der diffraktiven Ereignisse, nämlich ein hochenergetisches, isoliertes Proton, welches unter kleinen Winkeln ausläuft, und eine niedrige Teilchendichte im Vorwärtsbereich kann auch von Standard-DIS-Prozessen erzeugt werden, wenn das Protonrest-System ein solches hochenergetisches Proton enthält und aufgrund der Kinematik die Achse des Current-Jets einen großen Winkel mit der Strahlachse aufweist. Er wird in [Zeu94] zu 7% abgeschätzt.

1.4.2 Untergrund durch Meson-Austausch-Reaktionen

Beim Austausch eines Pions wird, wie beim Pomeron, keine Farbe übertragen, so daß ebenfalls eine Rapiditätslücke entstehen kann. Die Reaktion lautet $ep \rightarrow e'X'N$, wobei N entweder ein Neutron (bei π^+ -Austausch) oder ein Proton (π^0) bedeutet, siehe auch Abbildung 1.13. Analog zu diffraktiven Prozessen wird die Größe $x_\pi = 1 - x_p$ definiert als der Bruchteil des Protonimpulses, der an das Pion abgegeben wird. Es zeigt sich, daß bei hohen x_p die Beiträge dieser Reaktionen klein gegenüber denen durch Pomeron-Austausch sind, siehe auch Abbildung 1.14. Dies wird auch durch neuere Monte-Carlo-Studien gestützt ([Jun93]). Somit liefern diese Prozesse lediglich im Bereich $x_F < 0.9$ einen signifikanten Beitrag.

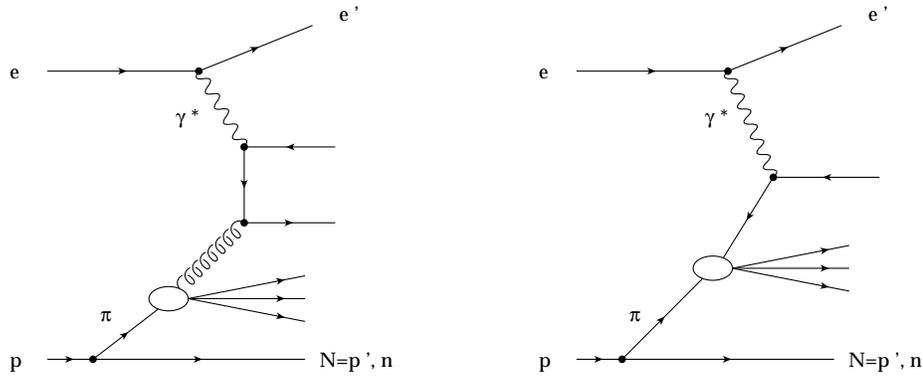


Abbildung 1.13: *Verschiedene Beiträge zum Pion-Austausch.*

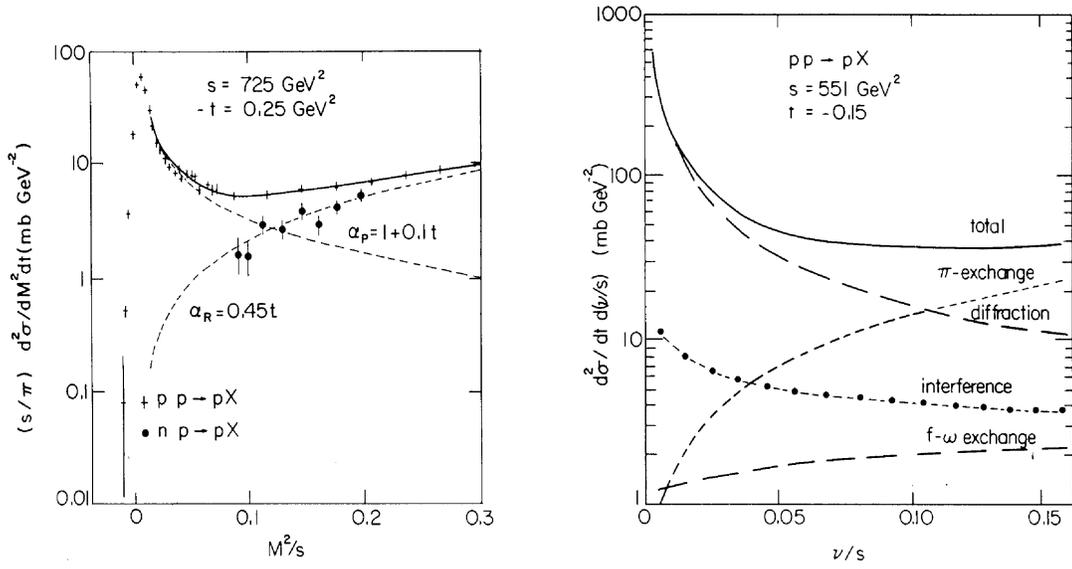


Abbildung 1.14: Beiträge der Pomeron- und Pion-Austausch-Reaktionen zum Wirkungsquerschnitt der Reaktion $p + p \rightarrow X + p'$ aus [Alb81]. Es ist $\nu := M_X^2 + M_p^2 - t$ (M_X und M_p die invariante hadronische Masse des durch die Dissoziation erzeugten Systems X bzw. die Protonmasse), und es gilt $\nu/s \approx x_F \approx x_p$ ³.

³Betrachtet man den Prozeß $h + p \rightarrow X + p'$, wobei h ein Hadron ist, so gilt für kleine Impulsüberträge t : $\nu := M_X^2 + M_h^2 - t$. Andererseits gilt $(M_X^2 - M_h^2)/s \approx 1 - x_F$ ([Gou83] Glg. (4)) und somit für kleine t

$$\frac{\nu}{s} = \frac{M_X^2 + M_h^2 - t}{s} \approx 1 - x_F \approx 1 - x_p.$$

Kapitel 2

HERA und H1

Im folgenden wird ein kurzer Überblick über den HERA-Speicherring sowie das H1-Experiment gegeben, da diese Arbeit im Rahmen der H1-Kollaboration durchgeführt wurde.

2.1 Der Speicherring HERA

Die *Hadron-Elektron-Ring-Anlage* HERA des Deutschen Elektronen-Synchrotrons DESY besteht aus zwei Maschinen für die Beschleunigung und Speicherung von Elektronen und Protonen, HERA-e und HERA-p. Die Teilchen werden an zwei diametral gegenüberliegenden Wechselwirkungspunkten zur Kollision gebracht. An diesen Stellen befinden sich die Detektoren H1 und ZEUS, mit denen im Jahr 1992 zum ersten Mal Daten aufgenommen wurden.

Der HERA-Ring hat einen Umfang von 6.3 km und wurde 1991 in Betrieb genommen. Die Elektronen und Protonen werden in Paketen, den sogenannten *bunches*, in die Strahlrohre injiziert und beschleunigt. Die Maschinen bestehen aus Magneten, die die Bahn der Teilchen festlegen, sowie Beschleunigungselementen. Es wird in mehreren Stufen vorbeschleunigt, siehe auch Abbildung 2.1. Die Teilchen werden in HERA mit einer Energie von 11.5 GeV (Elektronen) bzw. 39.7 GeV (Protonen) injiziert und erreichen dann ihre Kollisionsenergien von 27.5 GeV (1993: 26.7 GeV) und 820 GeV . Somit ist eine Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} \approx 300 \text{ GeV}$ verfügbar. Wegen der höheren Impulse werden für die Protonen stärkere Magnetfelder benötigt, daher sind die Magnete der Protonenmaschine supraleitend. Die notwendige Dipolfeldstärke, um die Protonen auf einer Kreisbahn zu halten, beträgt 4.5 T .

Abbildung 2.1: *Schema der Vorbeschleuniger für HERA und der HERA-Ring.*

2.2 Der Detektor H1

Der H1-Detektor besteht aus verschiedenen, zylindersymmetrisch um die Strahlachse angeordneten Komponenten. Von innen nach außen gehend sind dies die Spurkammern, das Kalorimeter und der Myondetektor.

Der schematische Aufbau des H1-Detektors ist in Abbildung 2.2 zu finden. Das bei der H1-Kollaboration verwendete Koordinatensystem ist in Abschnitt 1.1 definiert.

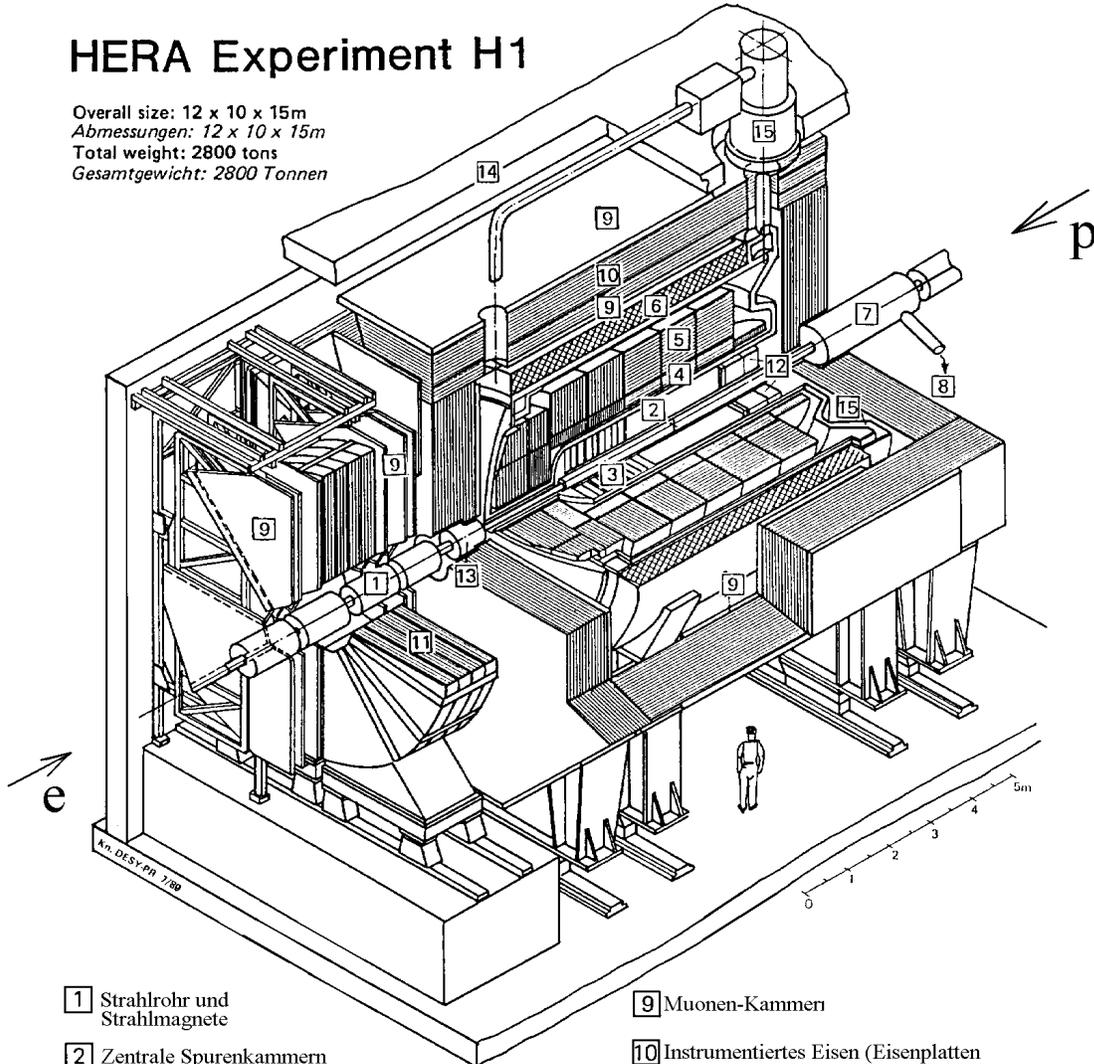
Weitere Detektor-Komponenten sind in Rückwärtsrichtung das Flugzeitsystem, welches zur Erkennung von Teilchen, die nicht vom Wechselwirkungspunkt kommen, und somit zur Unterdrückung von Untergründereignissen verwendet wird, sowie das aus einem Elektron-Detektor bei $z = -34\text{ m}$ und einem Photon-Detektor bei $z = -105\text{ m}$ bestehende System zur Messung der Luminosität. In Vorwärtsrichtung befinden sich in einem Abstand von 24 m der Protontagger, der von um das Strahlrohr herum angeordneten Szintillationszählern gebildet wird.

2.2.1 Spurkammersystem, Kalorimeter und Myonsystem

Das *Spurkammersystem* besteht im zentralen Bereich ($25^\circ < \theta < 155^\circ$) aus zwei zylindrischen Driftkammern (Central Jet Chambers, CJC1/CJC2) [2], welche die Koordinaten der Teilchen messen, zwei Driftkammern zur genaueren Bestimmung der z -Koordinaten (Central Inner und Outer z -Chamber; CIZ und COZ) und zwei schnellen Proportionalkammern (CIP, COP) für Triggerzwecke. Im Vorwärtsbereich befinden sich ebenfalls Driftkammern und Proportionalkammern [3], jedoch sind sie

HERA Experiment H1

Overall size: 12 x 10 x 15m
 Abmessungen: 12 x 10 x 15m
 Total weight: 2800 tons
 Gesamtgewicht: 2800 Tonnen



- | | |
|---|--|
| 1 Strahlrohr und Strahlmagnete | 9 Muonen-Kammern |
| 2 Zentrale Spurenkammern | 10 Instrumentiertes Eisen (Eisenplatten und Streamerröhren-Detekoren) |
| 3 Vorwärtsspurkammer und Übergangsstrahlungsmodul | 11 Muon-Toroidmagnet |
| 4 Elektromagnetisches Kalorimeter (Blei) | } Flüssig Argon |
| 5 Hadronisches Kalorimeter (Edelstahl) | |
| 6 Supraleitende Spule | 12 rückwärtige Spurenkammer und warmes elektromagnetisches Kalorimeter |
| 7 Kompensationsmagnet | 13 Vorwärts-Kalorimeter |
| 8 Helium Kälteanlage | 14 Betonabschirmung |
| | 15 Flüssig Argon Kryostat |

Abbildung 2.2: Der H1-Detektor.

senkrecht zur Strahlachse angeordnet und haben zusätzlich Übergangsstrahlungselemente, welche die Trennung von Pionen und Elektronen ermöglichen. Das Spurkammersystem wird komplettiert durch eine Proportionalkammer (*Backward Proportional Chamber*, BPC) im rückwärtigen Bereich.

Nachdem ein Teilchen den Spurdetektor durchquert hat, gelangt es in das *Kalorimetersystem*. Der größte Subdetektor ist hier das Flüssig-Argon-Kalorimeter, dessen innerer Teil (EMC) [4] elektromagnetische Energie mißt, während der äußere Teil (HAC) [5] Hadronen nachweist. Das Flüssig-Argon-Kalorimeter deckt einen Polarwinkelbereich von $\theta = 4^\circ$ bis $\theta \approx 153^\circ$ ab. In Rückwärtsrichtung befindet sich ein warmes elektromagnetisches Kalorimeter, das BEMC ($155^\circ < \theta < 177^\circ$) [12]. Verlangt man, daß die Energie des gestreuten Elektrons mindestens 12 GeV beträgt, entspricht der vom BEMC abgedeckte Winkelbereich einer Region in Q^2 (s. Kapitel 1) von etwa $5 \text{ GeV}^2 \leq Q^2 \leq 120 \text{ GeV}^2$ im Bereich der tiefinelastischen Streuung. Ein weiterer Bestandteil des Systems ist das Vorwärtskalorimeter (Plug) ($12.5 \text{ mrad} < \theta < 58 \text{ mrad}$) [13]. Kalorimeter und Spurkammersystem befinden sich in einem 1.2 T starken axialen Magnetfeld, welches von einer supraleitenden Spule [6] erzeugt wird, die zwischen dem HAC und dem Eisenjoch angeordnet ist.

Der Detektor wird von einem mit Streamerrohrkammern instrumentierten Eisenjoch [10] abgeschlossen, das einerseits zur Rückführung des Magnetfeldes dient und andererseits zum Nachweis von Myonen verwendet wird. Ferner können Teilchenschauer, die nicht vollständig im Kalorimeter bleiben, nachgewiesen werden. Ebenfalls zum *Myonsystem* gehört das Vorwärtsmyonspektrometer, das sich außerhalb des Eisenjochs in $+z$ -Richtung befindet. In Tabelle 2.2.1 sind einige Daten über die Auflösung der einzelnen Detektorkomponenten zusammengefaßt.

Detektor	zu bestimmende Größe	Auflösung
CJC1/2	r, ϕ -Koordinate	$\sigma_{r\phi} = 170 \mu\text{m}$
	z -Koordinate	$\sigma_z = 22 \text{ mm}$
CIZ, COZ	z -Koordinate	$\sigma_z = 300 \mu\text{m}$
EMC	elektromagnetische Energie	$\sigma(E)/E = 0.10/\sqrt{E}$
HAC	hadronische Energie	$\sigma(E)/E = 0.55/\sqrt{E}$
BPC	Winkel mit der Strahlachse ¹	$\sigma_\theta = 3 \text{ mrad}$
BEMC	Energie	$\sigma(E)/E = 0.10/\sqrt{E}$ für Elektronen $\sigma(E)/E = 0.80/\sqrt{E}$ für Hadronen

Tabelle 2.1: *Auflösungen einiger Detektorkomponenten aus [H193] und [Cal93]. Die Energie ist in GeV einzusetzen.*

¹sofern ein Ereignis vorliegt, bei dem ein Vertex definiert werden kann

2.2.2 Vorwärts-Protonenspektrometer

Der Endzustand diffraktiver Prozesse (siehe Kapitel 1) enthält bei HERA ein diffraktiv dissoziiertes oder elastisch gestreutes Proton. Für den Fall, daß das Proton intakt bleibt, läuft es unter sehr kleinen Winkeln (wenige $mrad$) mit fast seiner vollen Einfallsenergie ($E'_p \geq 740 GeV$) aus, so daß es mit dem H1-Detektor nicht nachgewiesen werden kann, sondern im Strahlrohr bleibt. Zur Identifizierung der diffraktiven elastischen Ereignisse ist der Nachweis des gestreuten Protons nötig.

Ein Prototyp eines entsprechenden Detektors, das *Vorwärts-Protonenspektrometer*, *FPS*, ist für die Runperiode 1994 in Betrieb genommen worden. Dabei wird die Tatsache ausgenutzt, daß Protonen, die in der ep -Wechselwirkung einen Teil ihrer Energie verloren oder ihre Richtung geändert haben, von den Ablenkmagneten des HERA-Ringes stärker abgelenkt werden als die Strahlteilchen, siehe dazu auch Abbildung 2.3.

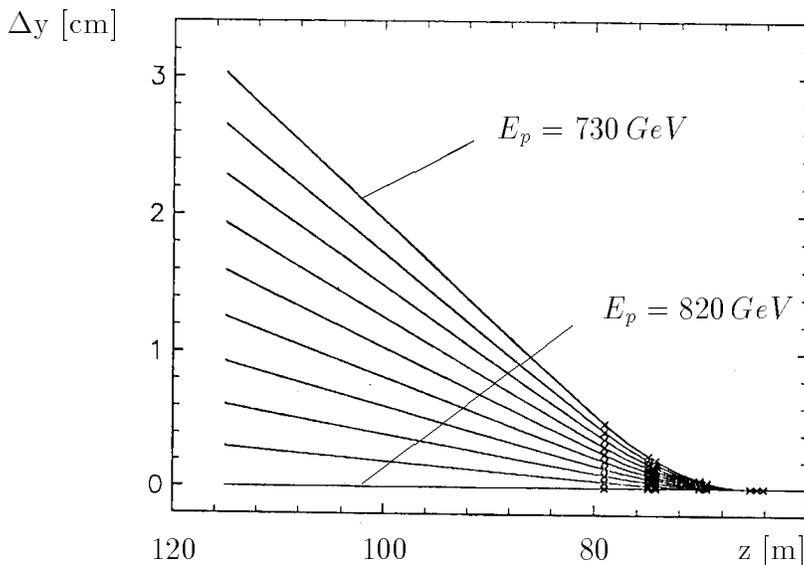


Abbildung 2.3: Die Dispersionskurven für Protonen verschiedener Energien, relativ zum 820-GeV-Orbit, in 10 GeV-Schritten: Die Abweichung in y -Richtung, Δy , in Abhängigkeit von der Entfernung z vom Wechselwirkungspunkt.

Das Spektrometer besteht aus zwei sogenannten *Roman-Pot-Stationen* und den HERA-Ablenkmagneten der Protonmaschine. Hauptbestandteil der Roman Pots sind zwei parallel zueinander, senkrecht zur Strahlachse angeordnete *Hodoskope mit szintillierenden Fasern*. Hierbei handelt es sich um zwei Szintillatorplatten einer Größe von etwa $3 \times 6 cm^2$ und mehrere Lagen szintillierender Fasern, die in Sandwichbauweise zusammengefügt sind, siehe auch Abbildung 2.4. Jede Lage hat vier

Schichten aus parallelen Fasern (Durchmesser 1 mm), wobei die Schichten gegeneinander um 0.25 mm verschoben sind, um eine bessere Ortsauflösung zu erhalten. Die Lagen liegen gekreuzt zueinander. Die Fasern werden mit Photomultipliern ausgelesen. Die Szintillationszähler an Vorder- und Rückseite dienen Triggerzwecken. Die Hodoskope befinden sich in einem mit Stickstoff gefüllten Tauchgefäß. Im Betrieb beträgt der Abstand des aktiven Materials zum Strahl etwa 20 Standardabweichungen des Strahlprofils in y -Richtung², das sind bei 81 m etwa 4.6 mm und bei 90 m 6.8 mm . Eine detaillierte Beschreibung ist in [ROP94] zu finden. Die Detektoren sind unabhängig vom Tauchgefäß bewegbar, um sie bei Bedarf schnell aus der Strahlnähe entfernen zu können. Für 1995 ist geplant, in 81 und 90 m Abstand vom Wechselwirkungspunkt voll instrumentierte Detektoren zu installieren.

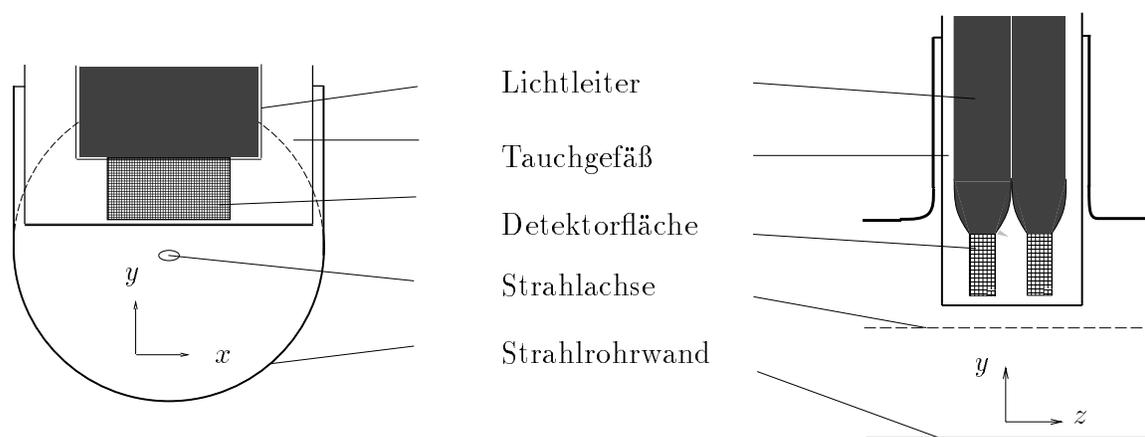


Abbildung 2.4: Vorwärtsprotonenspektrometer

2.3 Daten

2.3.1 Ereignistrigger

Die Rate, mit der Elektron- und Proton-Pakete sich treffen, beträgt 10.4 MHz . Wegen der geringen Wahrscheinlichkeit einer Kollision mit Reaktionsprodukten im H1-Detektor, die in [H193] mit 10^{-3} angegeben wird, findet im Mittel alle $100\text{ }\mu\text{s}$

²Der Strahlquerschnitt ist ellipsenförmig, wobei die Halbachse parallel zur y -Richtung die kleinere ist.

ein physikalisch interessantes Ereignis statt. Ein höherer Anteil von Signalen im H1-Detektor rührt von Wechselwirkungen des Proton-Strahls mit dem Strahlrohr oder mit Restgas und von kosmischen Myonen her. Bei diesen Reaktionen können Sekundärteilchen erzeugt werden, die den H1-Detektor erreichen und deren Signale denen der ep -Ereignisse ähnlich sehen. Solcher Untergrund wird mit einer Rate von $8 \cdot 10^5 \text{ Hz}$ gemessen. Da Daten nur mit einer Rate von ca. 5 Hz gespeichert werden können, ist es notwendig, Kandidaten für Untergrund-Prozesse vorher zu erkennen und zu verwerfen.

Die Trigger-Entscheidung wird in vier Stufen getroffen, wobei den Triggerebenen nacheinander sowohl mehr Zeit als auch mehr Informationen zur Verfügung stehen. Die beiden ersten, L1 und L2, sind fest verdrahtet, L3 und L4 sind "Software"-Trigger, die auf die vollständige Detektorinformation zurückgreifen können.

Für den L1-Trigger wird ein sogenanntes *pipelining*-System verwendet, das bedeutet, daß alle Daten für eine gewisse Zeit zwischengespeichert werden, um Zeit für eine Triggerentscheidung zu gewinnen. Die L1-Entscheidung kann so als einzige totzeitfrei getroffen werden. Soll das Ereignis permanent gespeichert werden, wird die weitere Datennahme angehalten, die Informationen werden ausgelesen und weggeschrieben. Andernfalls werden die Daten nach wenigen μs durch neue überschrieben.

2.3.2 Rekonstruktion und Klassifikation von Daten

Die Daten eines nach einem L4-Trigger geschriebenen Ereignisses müssen für die weitere Analyse aufbereitet werden. Dies geschieht mit dem Programmpaket H1REC. Hierbei werden unter anderem "Hits" aus den Spurkammern und im Eisen zu Spurstücken zusammengefaßt und die Spuren parametrisiert. Die Spurteile aus verschiedenen Detektorkomponenten werden verbunden. Außerdem werden die Energien der Kalorimeter rekonstruiert, zu "Clustern" zusammengefaßt und Spuren in den Spurkammern zugeordnet. Auf die so *rekonstruierten* Daten können zur Trennung verschiedener physikalischer Prozesse Selektionsprogramme angewendet werden. Bei H1 werden die Daten in einer weiteren Verarbeitungsstufe zunächst in sogenannte *Physics Classes* eingeteilt, das bedeutet, sie werden grob vorselektiert.

Kapitel 3

Ereignisgeneratoren

3.1 Monte-Carlo-Generatoren und Detektor-simulation

Zum Vergleich der Meßdaten mit den theoretischen Vorhersagen und zur Bestimmung von Detektorakzeptanzen werden *Monte-Carlo-Generatoren* eingesetzt. Entsprechend den Verteilungen eines Modells werden die Vierervektoren von Teilchen *generiert*. Um das Ansprechverhalten des Detektors auf physikalische Ereignisse zu studieren, werden weitere Programme zur Simulation der Detektoreffekte eingesetzt. Für Tests an den Generatoren und Studien der physikalischen Prozesse ist die oft deutlichere Signatur der Ereignisse auf Vierervektorebene hilfreich.

Mit dem Programmpaket H1SIM wird das Ansprechverhalten des H1-Detektors auf Teilchen bekannter Viererimpulse simuliert. Dabei wird in getrennten Schritten die Wechselwirkung der Teilchen mit dem Detektormaterial, dann die Antwort der einzelnen Detektorkomponenten und anschließend das Triggerverhalten behandelt. Die so erzeugten Detektorsignale entsprechen denen gemessener Daten. Die auf diese Weise *simulierten* Monte-Carlo-Ereignisse werden denselben Rekonstruktions- und Analyseprogrammen unterzogen wie Meßdaten, um Akzeptanzen bestimmen zu können.

Für diese Arbeit wurden die Monte-Carlo-Generatoren PYTHIA [Ben87], JETSET [Sjo86, Sjo87], POMPYT [POM93] und RAPGAP [RAP93]¹ verwendet. PYTHIA ist unter anderem geeignet zur Simulation tiefinelastischer ep -Streuung und wird in Abschnitt 3.2 beschrieben. POMPYT (Abschnitt 3.3) ist eine Erweiterung von PYTHIA auf diffraktive Prozesse und wurde vor allem zum Vergleich mit Daten herangezogen.

¹PYTHIA Version 7.6, JETSET Version 5.7, POMPYT Version 1.0 und RAPGAP Version 1.0

gen (Kapitel 4). RAPGAP, ebenfalls ein Generator für diffraktive Ereignisse, diente zum Vergleich verschiedenen Strukturfunktionen des Pomerons (Abschnitt 3.5). Eine kurze Charakterisierung findet sich in Abschnitt 3.4.

In dieser Arbeit sollte vor allem der Generator POMPYT untersucht werden, der bisher noch nicht getestet worden war. Um POMPYT in die H1-Software einzubinden, wurde im Rahmen dieser Arbeit eine Version erstellt, welche die Informationen in Datenbanken schreibt und somit der bei H1 üblichen Analyse wie z.B. Detektorsimulation und Rekonstruktion zugänglich macht, siehe auch Anhang B.

3.2 PYTHIA und JETSET

Mit dem Monte-Carlo-Programm PYTHIA [Ben87] können e^+e^- -, ep - und pp -Ereignisse erzeugt werden. Dieser Rahmen kann durch neue Definition von Strahlteilchen erweitert werden, was für den in dieser Arbeit beschriebenen Generator POMPYT für den Fall der Elektron-Pomeron-Streuung geschieht. Auf diese Weise kann die tiefinelastische Streuung eines virtuellen Photons am Pomeron simuliert werden. Je nach Art des Subprozesses in der Photon-Pomeron-Wechselwirkung (Abschnitt 3.3.2) wird ein Matrixelement für die Reaktion $eP \rightarrow X = e'X'$ verwendet, oder es findet eine Aufspaltung des Prozesses in zwei Schritte statt: Zunächst wird ein virtuelles Photon vom Elektron emittiert, dann findet die Photon-Pomeron-Wechselwirkung statt. Die Informationen, die PYTHIA benötigt, um das Pomeron anstelle des Protons als Strahlteilchen zu verwenden, werden von POMPYT bereitgestellt. Die Reaktion wird auf Partonebene beschrieben, das heißt, die Ausgabevektoren von PYTHIA enthalten neben den Vierervektoren der gestreuten Teilchen die Vierervektoren der generierten Partonen und Leptonen. Es besteht die Möglichkeit, Strahlungskorrekturen im Anfangs- und Endzustand zu berücksichtigen, d.h. die Abstrahlung eines Gluons oder Photons. Da diese Prozesse von höherer Ordnung in den Kopplungskonstanten sind, sind sie unterdrückt und liefern nur einen kleinen Beitrag zum Wirkungsquerschnitt. Sie werden in dieser Arbeit nicht untersucht.

Die erzeugten Partonen können im Experiment nicht beobachtet werden, sie müssen zu farblosen Hadronen kombiniert werden. Dieser Teil der Ereigniserzeugung wird von JETSET [Sjo86, Sjo87] ausgeführt. Für diese sogenannte *Fragmentation* gibt es keine exakte Theorie, sondern nur verschiedene phänomenologische Modelle. JETSET folgt der *String-Fragmentation*. Für detaillierte Informationen sei auf [And83] verwiesen. Der Zerfall von instabilen Teilchen bis hin zu solchen, die den H1-Detektor erreichen, wird ebenfalls von JETSET behandelt.

3.3 POMPYPY

Mit dem Programm-Paket POMPYPY [POM93] der Universität Lund können in der Version 1.00 diffraktive ep -, pp - und $p\bar{p}$ -Streuprozesse simuliert werden. Es wird in mehreren Schritten vorgegangen:

- Ein Pomeron \mathbb{P} wird aus einem Strahlproton emittiert, und es werden die Vierervektoren des aus Pomeron und gestreutem Proton gebildeten Systems berechnet. Die Pomerondichte im Proton wird durch einen Flußfaktor beschrieben.
- Mit PYTHIA wird anschließend die Kollision des Pomerons mit dem zweiten Strahlteilchen (e , p) bis zu auslaufenden Partonen simuliert.
- JETSET läßt die erzeugten Partonen hadronisieren.

Im folgenden wird ein kurzer Überblick über die wichtigsten Möglichkeiten und erzeugten Größen von POMPYPY gegeben und danach auf einige Eigenschaften detaillierter eingegangen.

Es kann zwischen mehreren Parametrisierungen des Flußfaktors (Abschnitt 3.3.1), der die Verteilung der Pomerone im Proton beschreibt, und der Verteilungsfunktionen (Abschnitt 3.3.2) für Partonen im Pomeron gewählt werden. Außerdem müssen Grenzen für die diffraktiven Variablen M_X , t , x_F (siehe Abbildung 1.9 in Abschnitt 1.3) angegeben werden. Da x_F und M_X wegen $M_X^2 = (1 - x_F)s$ nicht unabhängig sind, müssen die Grenzen, wenn kinematisch unzugängliche Konstellationen gewählt werden können, korrigiert werden:

$$M_{X,u}^{\text{eff}} = \max \left\{ M_{X,u}, \sqrt{(1 - x_{F,l})s} \right\}$$

$$M_{X,l}^{\text{eff}} = \max \left\{ M_{X,l}, \sqrt{(1 - x_{F,u})s} \right\}$$

Dabei bedeuten $M_{X,u}$, $M_{X,l}$ und $x_{F,u}$, $x_{F,l}$ die vom Benutzer vorgegebenen Grenzen für M_X und x_F , $M_{X,u}^{\text{eff}}$, $M_{X,l}^{\text{eff}}$ bezeichnen den kinematisch erlaubten Bereich. Die verwendeten kinematischen Variablen sind in den Abschnitten 1.1 und 1.3 erklärt.

Die Ausgabematrix von POMPYPY enthält unter anderem die Vierervektoren der an der Reaktion beteiligten Teilchen sowie die gewürfelten Werte der kinematischen Variablen.

Zur Zeit kann die diffraktive Dissoziation des Protons mit POMPYPY noch nicht behandelt werden.

Abbildung 3.1 zeigt ein von POMPYPY generiertes Ereignis mit einigen charakteristischen Größen.

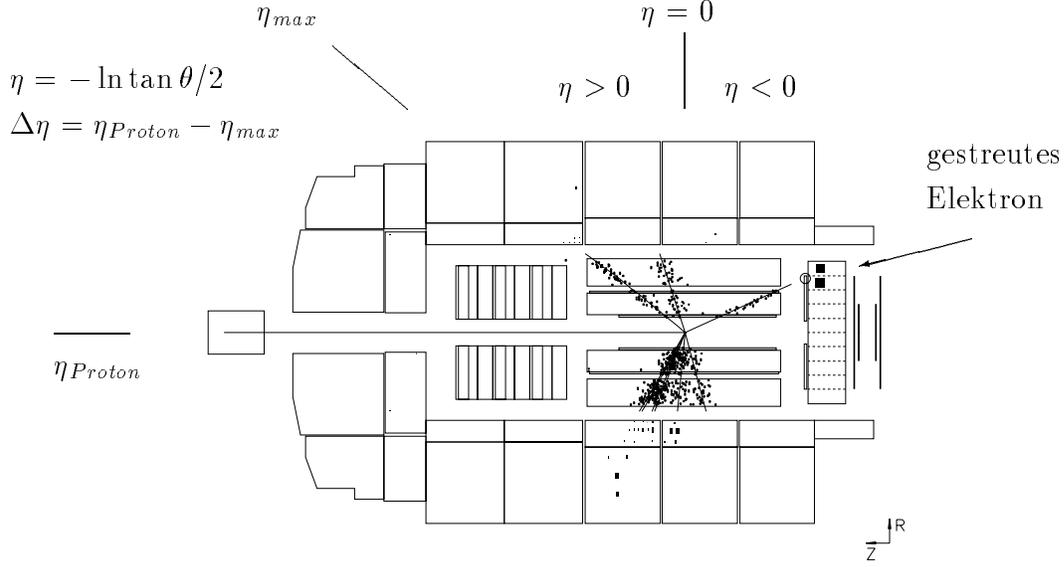


Abbildung 3.1: Ein von POMPYT generiertes Ereignis nach Detektorsimulation und Rekonstruktion.

3.3.1 Flußfaktoren

In POMPYT sind folgende Flußfaktoren (siehe Abschnitt 1.3.2) implementiert:

Ingelman-Schlein [IPr93]

$$f_{\mathbb{P}/p}^{IS}(x_{\mathbb{P}}, t) = \frac{d^2\sigma/dx_{\mathbb{P}}dt}{\sigma(\mathbb{P}p \rightarrow X)} = \frac{1}{\sigma(\mathbb{P}p \rightarrow X)} x_{\mathbb{P}}^{p/2} \sum_i a_i e^{-b_i|t|} \quad (3.1)$$

$f_{\mathbb{P}/p}^{IS}$ ist eine phänomenologisch eingeführte Funktion, deren Parameter durch Anpassung an Daten [Bru93] bestimmt wurden. $p = 2$ entspricht wegen $x_{\mathbb{P}} = \frac{M_X^2}{s+Q^2} + \frac{Q^2}{s+Q^2} \propto M_X^2$ bei festem Q^2 der aus der Regge-Theorie bekannten $\frac{1}{M_X^2}$ -Abhängigkeit. Die Parameter $a_i, b_i, i = 1..3$ werden durch Anpassung an Daten gewonnen und in [Bru93] mit

$$a_1 = 6.38, a_2 = 0.424, a_3 = 0, b_1 = 8, b_2 = 3, b_3 = 0$$

angegeben. Der Wirkungsquerschnitt $\sigma(\mathbb{P}p \rightarrow X)$ wird mit Hilfe der Regge-Theorie durch die Konstante $2.3 mb$ approximiert.

Donnachie-Landshoff [Don88]

$$f_{\mathbb{P}/p}^{DL}(x_{\mathbb{P}}, t) = \frac{9\beta_0^2}{4\pi^2} \left(\frac{1}{x_{\mathbb{P}}} \right)^{2\alpha(t)-1} [F_1(t)]^2 \quad (3.2)$$

Die analytische Form von $f_{\mathbb{P}/p}^{DL}$ kommt aus der Regge-Theorie. $\beta_0 F_1(t)$ beschreibt die Stärke der Pomeron-Quark-Kopplung [Don88];

$$\begin{aligned} \beta_0 &= 3.24 \text{ GeV}^{-2} \\ F_1(t) &= \frac{4m_p^2 - 2.8t}{4m_p^2 - t} \left(\frac{1}{1 - t/0.7} \right)^{2\alpha(t)}. \end{aligned} \quad (3.3)$$

$F_1(t)$ ist der experimentell bestimmte elastische Formfaktor des Protons. m_p bedeutet die Proton-Masse.

$\alpha(t)$ ist die Pomeron-Trajektorie, die experimentell zu

$$\alpha(t) = 1 + \epsilon + \alpha' t; \quad \epsilon = 0.085, \alpha' = 0.25$$

bestimmt wurde [Lan90].

gemischter Formfaktor

$$f_{\mathbb{P}/p}^{mix}(x_{\mathbb{P}}, t) = \frac{1}{\sigma(\mathbb{P}p \rightarrow X)} \frac{C}{x_{\mathbb{P}}} [F_1(t)]^2 \quad (3.4)$$

(F_1 aus $f_{\mathbb{P}/p}^{DL}$, Gleichung 3.3.)

Mit $C = \sum_i a_i$ erhält man $f^{mix}(x_{\mathbb{P}}, 0) = f^{IS}(x_{\mathbb{P}}, 0)$.

Alle drei Funktionen sind bei kleinen Werten von t numerisch fast gleich. Da der Gültigkeitsbereich des Modells üblicherweise zu

$$t \lesssim 1 \text{ GeV}^2, \quad x_{\mathbb{P}} \leq 0.1$$

angenommen wird, ist diese Voraussetzung erfüllt.

3.3.2 Parton-Verteilungen im Pomeron

Für die Verteilung der Quarks und Gluonen im Pomeron mit Impulsbruchteil $z = x_{q,g}/x_{\mathbb{P}}$ ($x_{q,g} = (p_{q,g})_z/p_{p,z}$, $x_{\mathbb{P}} = p_{\mathbb{P},z}/p_{p,z}$) sind in POMPYT u.a. die folgenden Funktionen implementiert [POM93]:

$$\begin{aligned} z f_{q/\mathbb{P}}(z) &= \frac{6}{4} z(1-z) && \text{nur Quarks } (u\bar{u}, d\bar{d}) \\ z f_{g/\mathbb{P}}^s(z) &= (1+a)(1-z)^a && \text{"Soft Gluons"} \\ z f_{g/\mathbb{P}}^h(z) &= 6z(1-z) && \text{"Hard Gluons"} \end{aligned}$$

Die zweite Verteilung entspricht für $a = 5$ der Verteilung der Gluonen im Proton, die erste und dritte beschreiben eine symmetrische Aufteilung des Impulses auf ein Gluon- bzw. Quarkpaar. 'Hart' und 'weich' bezieht sich auf das Impulsspektrum der Partonen; eine harte Verteilung enthält große Impulse, während eine weiche zu kleinen hin verschoben ist. Für die Analysen in dieser Arbeit, die sich mit tiefinelastischen Prozessen ($Q^2 \geq 4 \text{ GeV}^2$) beschäftigt, konnte nur die erste Strukturfunktion verwendet werden, was im folgenden begründet wird.

Bei einem gluondominierten Pomeron wird die Reaktion zwischen Photon und Pomeron durch die Boson-Gluon-Fusion beschrieben ($\gamma g \rightarrow q\bar{q}$). In PYTHIA wird die Wechselwirkung mit dem Elektron durch die mit einem Strom virtueller Photonen angenähert (Weizsäcker-Williams-Approximation), was nur für $Q^2 \simeq 0$ eine gute Beschreibung ist. Deshalb können die Gluonstrukturfunktionen nur für Untersuchungen in diesem Bereich der *Photoproduktion* benutzt werden und sind für den tiefinelastischen Bereich mit hohen Q^2 -Werten nicht verwendbar.

Im Fall der Quarkstrukturfunktion ist der zugrundeliegende Subprozeß die elastische Photon-Quark-Streuung ($\gamma q \rightarrow q'$), und es werden Matrixelemente zur Berechnung des Wirkungsquerschnittes benutzt, die für den gesamten Q^2 -Bereich exakt sind.

3.3.3 Berechnung des Wirkungsquerschnittes

Der von POMPYPYT ausgegebene Wirkungsquerschnitt ist ein Produkt aus integrierem Flußfaktor und dem von PYTHIA gelieferten totalen Wirkungsquerschnitt für den harten Streuprozeß:

$$\begin{aligned} \sigma(ep \rightarrow e'X'p') &= \mathcal{F} \cdot \sigma(e\mathbb{P} \rightarrow e'X') \\ \mathcal{F} &= \int_{x_{F,l}}^{x_{F,u}} dx_F \int_{-|t_l|}^{-|t_{max}|} dt f_{\mathbb{P}/p}(x_F, t) \quad (t < 0). \end{aligned}$$

Die Grenzen t_u, t_l für t und $x_{F,l}, x_{F,u}$ für x_F (siehe Abbildung 1.9 in Abschnitt 1.3) werden vom Benutzer vorgegeben; $|t_{max}|$ ist das Maximum aus t_u und dem kinematisch maximal möglichen t , s. Anhang A. Der Wirkungsquerschnitt $\sigma(e\mathbb{P} \rightarrow e'X')$ beinhaltet im Falle der Reaktion über Boson-Gluon-Fusion den Photonfluß; findet eine Streuung an einem Quark-Konstituenten statt, erfolgt die Berechnung über das Matrixelement.

3.3.4 Kinematische Verteilungen

Das Programmpaket POMPYPYT Version 1.00 [POM93] wurde von P. Bruni und G. Ingelman vor den abschließenden Tests zur Verfügung gestellt. Deshalb wurden einige

Beziehungen und Erhaltungssätze, die das Programm erfüllen muß, überprüft. Die Verteilungen wurden, sofern nicht anders vermerkt, mit den folgenden Einstellungen generiert:

- $Q^2 \geq 4 \text{ GeV}^2$ für ein im BEMC sichtbares Elektron
- $0.9 \leq x_F \leq 0.9999$, um den Gültigkeitsbereich des Modells nicht zu verlassen
- $-2 \text{ GeV}^2 \leq t \leq 0$ — " —
- $5 \text{ GeV} \leq M_X \leq 100 \text{ GeV}$ (effektive Grenzen für M_X nach Anpassung an x_F :
 $9.358 \text{ GeV} \leq M_X \leq 93.58 \text{ GeV}$)
- $E_e = 26.7 \text{ GeV}$ (Wert für 1993)
- Ingelman-Schlein-Flußfaktor
- Quarkstrukturfunktion für das Pomeron

Der unter diesen Bedingungen berechnete Wirkungsquerschnitt ist

$$\begin{aligned} \sigma(ep \rightarrow e'p'X) &= \mathcal{F} \cdot \sigma(e\mathbb{P} \rightarrow e'X) = 1.88 \cdot 44.7 \text{ nb} \\ &= 84.1 \text{ nb}. \end{aligned}$$

Viererimpulserhaltung Es wurde die Summe der Viererimpulse aller auslaufenden Teilchen gebildet und diese mit dem Sollwert $P_{ges} = p_p + p_e = (846.7 \text{ GeV}, 0, 0, 793.3 \text{ GeV})$ verglichen. Die Übereinstimmung ist innerhalb der Rundungsfehler sehr gut.

Energie- und Winkelverteilungen Abbildung 3.2 zeigt die Energieverteilung der erzeugten Ereignisse. Man erkennt den kinematischen Peak der gestreuten Elektronen bei 26.7 GeV . Die Verteilung der Elektronenergien fällt zu kleinen Energien hin auf Null ab; das zweite Maximum bei kleinen Energien entsteht durch schwache semileptonische Zerfälle instabiler Teilchen. Wie an der Winkelverteilung (Abbildung 3.3) aller erzeugten Teilchen ohne gestreutes Elektron und Proton erkennbar, sind die Ereignisse in Vorwärtsrichtung ausgerichtet, so daß ein Großteil der Teilchen durch das Strahlrohr verschwindet, ohne von H1 nachgewiesen werden zu können. Dies zeigt Abbildung 3.4, in der die Energie des $\gamma^*\mathbb{P}$ -Systems gegen die Summe der im Winkelbereich $2^\circ \leq \theta \leq 175^\circ$ gefundenen Energien unter Ausschluß des Elektrons aufgetragen ist.

Die kleinen Winkel zur Strahlachse sind eine direkte Folge der zugrundeliegenden Kinematik: Da der Impulsübertrag des Protons an das Pomeron beschränkt ist, ist ein hoher Q^2 -Wert nötig, um einen hinreichend hohen Transversalimpuls des $\gamma^*\mathbb{P}$ -Systems zu erzeugen. Ereignisse mit hohem Q^2 sind

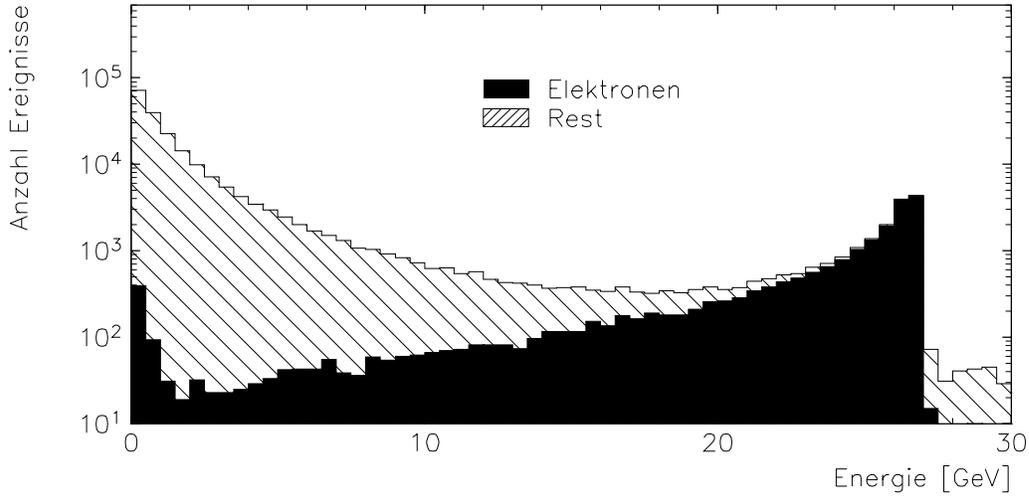


Abbildung 3.2: POMPYT, *Generatorebene*: Die Energien aller stabilen Teilchen.

aber durch den Faktor $1/Q^4$ im Wirkungsquerschnitt (Formel 1.15 in Abschnitt 1.3.2) unterdrückt.

Die Energie- und Winkelverteilung der gestreuten Protonen ist in Abbildung 3.5 zu finden. Die Protonen laufen unter Winkeln von wenigen *mrad* mit fast der vollen Strahlenergie aus. Bei einer Energie von weniger als 810 GeV können sie möglicherweise im Proton-Vorwärtsspektrometer (Abschnitt 4.3) abhängig vom Streuwinkel θ_p der Protonen und damit abhängig von $|t| \approx p_p'^2 \theta_p^2$ nachgewiesen werden.

kinematische Variable am Elektronvertex Die Verteilungen der den harten Prozeß $eP \rightarrow e'X'$ beschreibenden Variablen Q^2, x_{Bj}, y sind in den Abbildungen 3.6 und 3.7 dargestellt. Der Faktor $1/Q^4$ aus dem Wirkungsquerschnitt schlägt sich in einem raschen Abfall der Verteilung nieder. Ebenso sind kleine x_{Bj} stark bevorzugt.

3.3.5 Pseudorapidität

Abbildung 3.8 zeigt die Verteilung der Pseudorapidität aller erzeugter Teilchen $\eta = -\ln \tan \theta/2$ bezogen auf die Strahlachse für zwei verschiedene untere Grenzen in Q^2 . Die unterschiedliche Anzahl der Einträge rührt aus der höheren Multiplizität bei hohen Q^2 -Werten. Die Anzahl der Ereignisse ist in beiden Fällen gleich. Mit zunehmendem Q^2 gelangen immer mehr Elektronen in den zentralen Bereich des Detektors ($-1 \leq \eta \leq 1$), weswegen sich der rückwärtige Peak zu größeren Winkeln hin verschiebt.

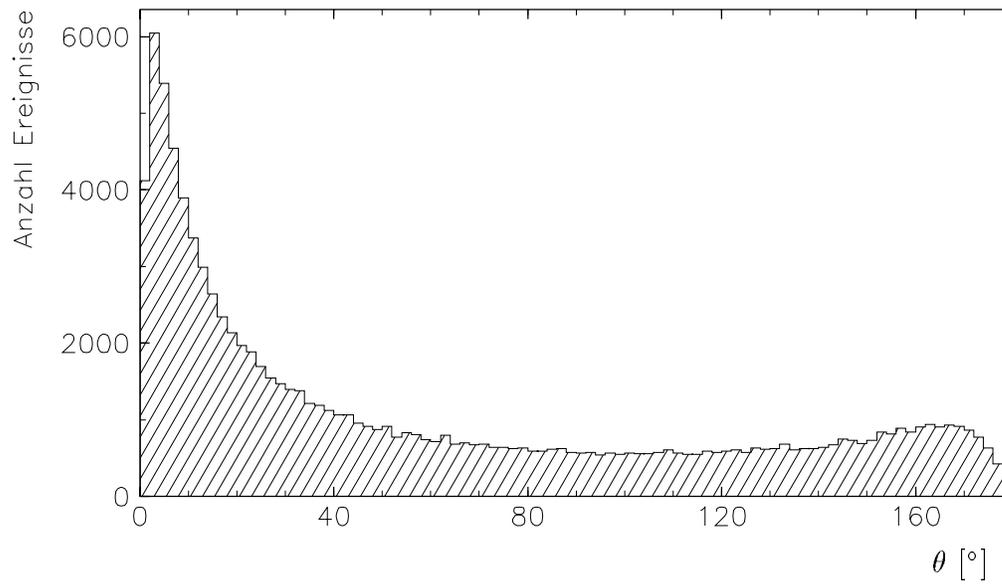


Abbildung 3.3: POMPYT, *Generatorebene*: Die θ -Verteilung der Teilchen aus dem System X' .

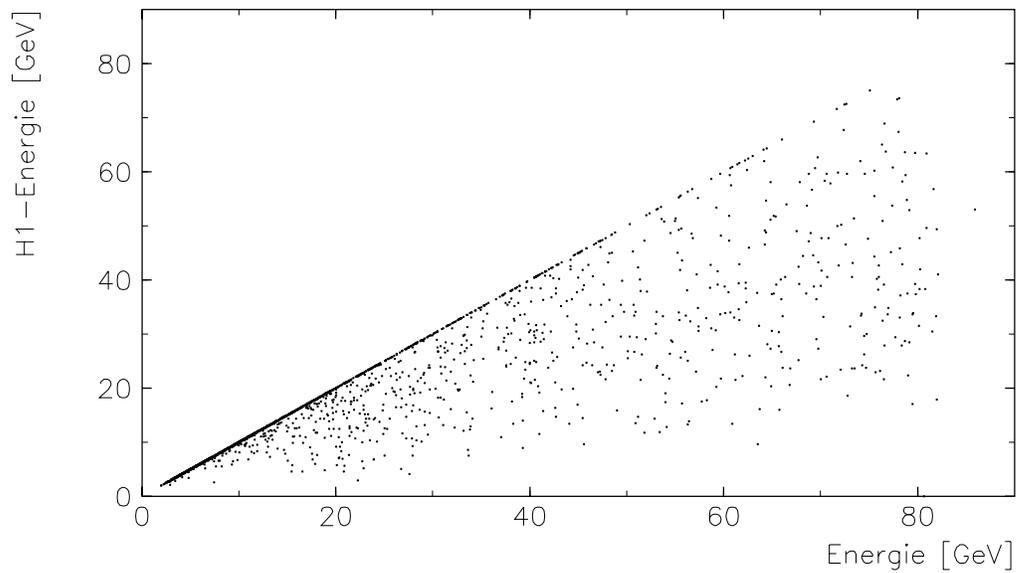


Abbildung 3.4: POMPYT, *Generatorebene*: Die generierte *Energie*, aufgetragen gegen die in H1 sichtbare *Energie*, $2^\circ \leq \theta \leq 175^\circ$.

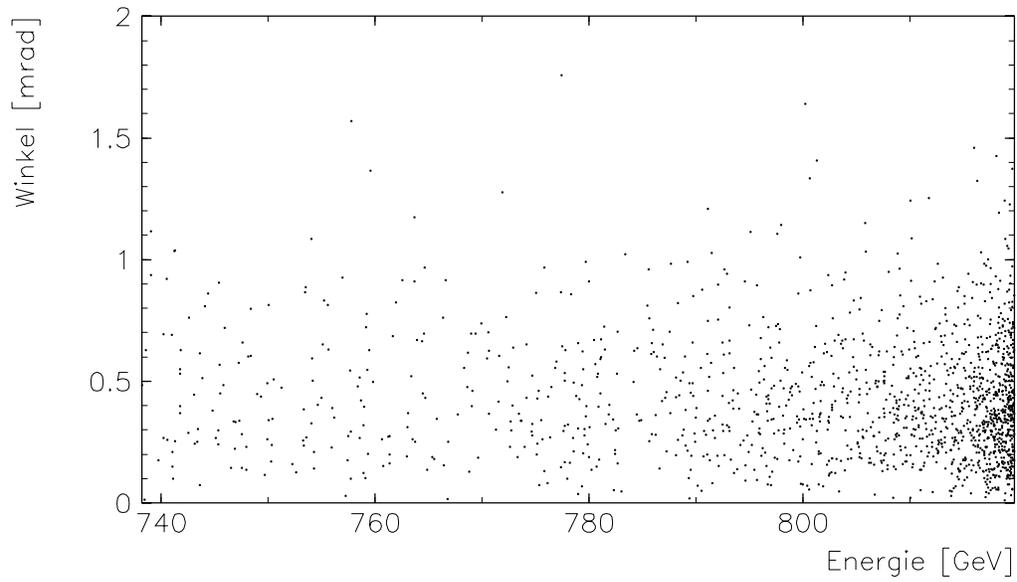


Abbildung 3.5: POMPYT, *Generatorebene*: Die Energie der gestreuten Protonen, aufgetragen gegen den Winkel zur Strahlachse.

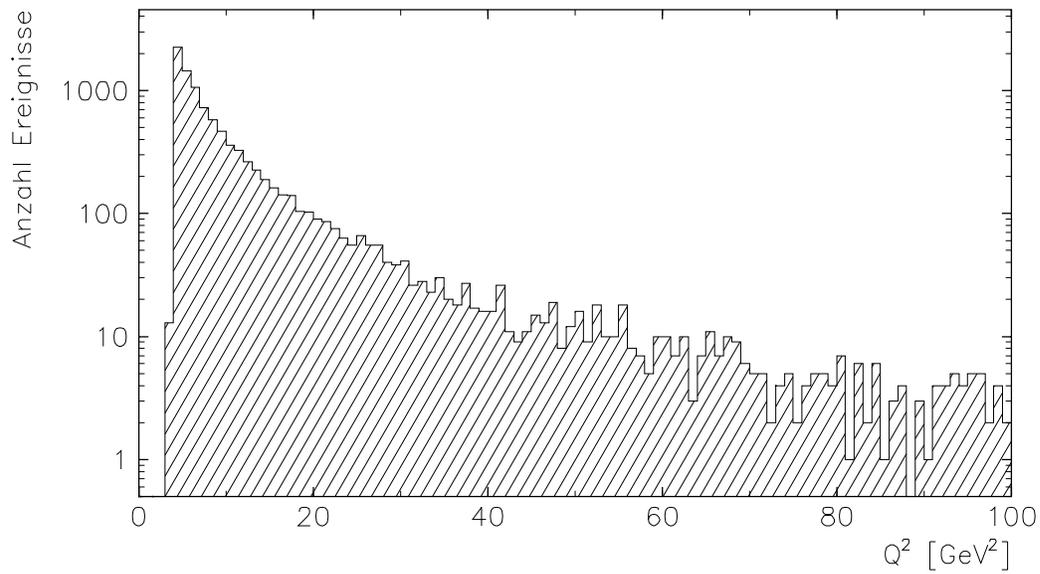


Abbildung 3.6: POMPYT, *Generatorebene*: Die Virtualität des Photons, Q^2 .

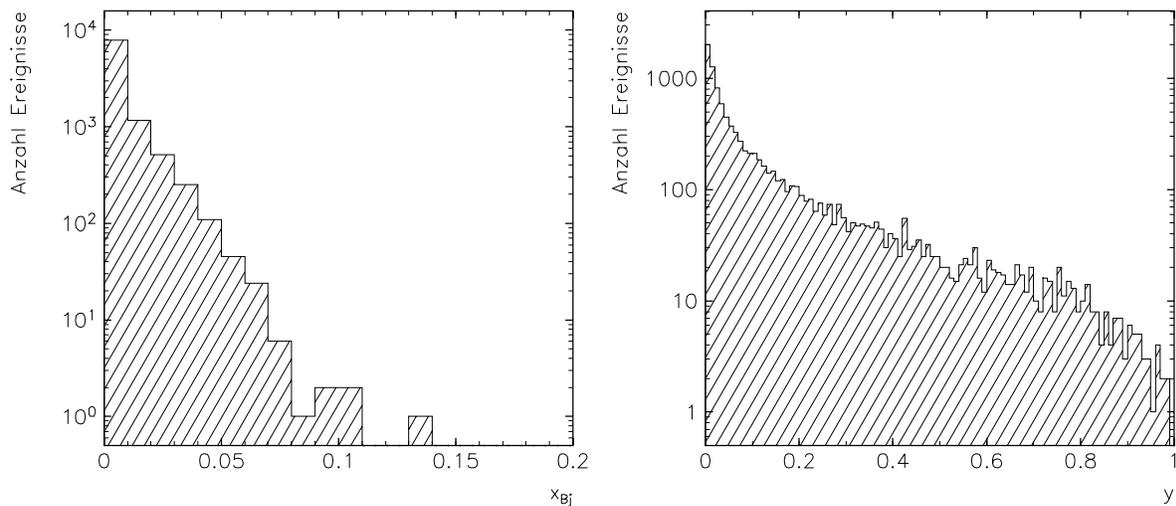


Abbildung 3.7: POMPYT, *Generatorebene*: Die kinematischen Variablen x_{Bj}, y .

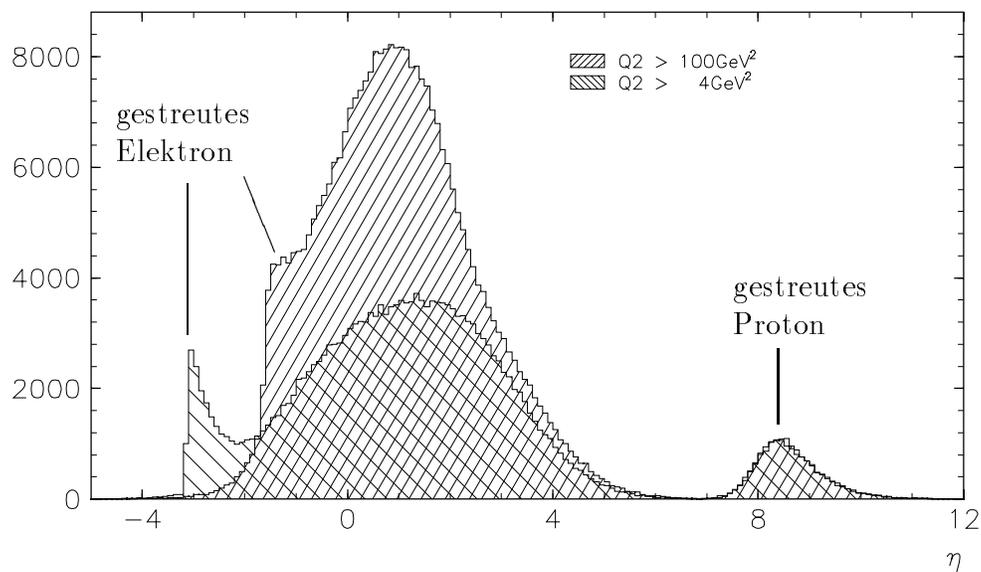


Abbildung 3.8: POMPYT, *Generatorebene*: Verteilung der Pseudorapidität η für $Q^2 \geq 4 \text{ GeV}^2$ und $Q^2 \geq 100 \text{ GeV}^2$.

Man erkennt die deutlich vom hadronischen System X' getrennten quasielastisch gestreuten Protonen ($\eta > 7$). Die Differenz der Pseudorapiditäten der beiden Teilchen, die am meisten in Vorwärtsrichtung gehen, ist in Abbildung 3.9 aufgetragen. Diese sogenannte *Pseudorapiditätslücke* zwischen dem Proton und dem System X' ist charakteristisch für diffraktive Prozesse (siehe Abschnitt 1.3.4). Sie beträgt mindestens zwei Einheiten in η . Die Teilchen aus X' sind wegen des hohen Pomeron-Longitudinalimpulses stark in Vorwärtsrichtung ausgerichtet (Abbildung 3.10 zeigt den longitudinalen gegen den transversalen Gesamtimpuls von X'). Daher liegt die Lücke oft im von H1 nicht mehr abgedeckten Bereich und ermöglicht eine Identifikation der diffraktiven Ereignisse über ihre Rapiditätslücke nur in wenigen Fällen. Eine

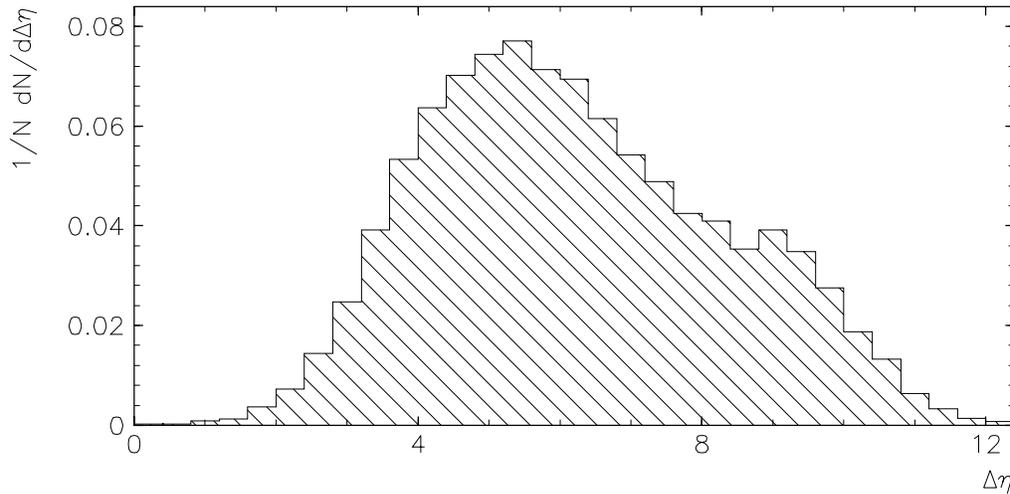


Abbildung 3.9: POMPYT, *Generatorebene*: Die Pseudorapiditätslücke $\Delta\eta = \eta_{Proton} - \eta_{max}$.

Abschätzung, welcher Anteil der diffraktiven Ereignisse über seine Rapiditätslücke identifiziert werden kann, ist in Kapitel 4 zu finden.

3.3.6 Diffraktive Variablen

Die Verteilung der Masse des $e'P$ -Systems sowie die des Impulsübertrages t des Protons an das Pomeron und des beim Proton verbleibenden Anteils seines Longitudinalimpulses x_p sind in den Abbildungen 3.11 und 3.12 zu finden. Die invariante Masse M_X fällt mit $1/M_X^2$ ab, was die in etwa flache Verteilung in Abbildung 3.11 zeigt. Es werden kleine Impulsüberträge und somit kleine Massen des hadronischen Endzustands bevorzugt, was an der $(1/x_F) \cdot \exp(-b|t|)$ -Abhängigkeit des Flußfaktors und den Grenzen $x_F \approx x_p \geq 0,9$ und $|t| \leq 1$ liegt.

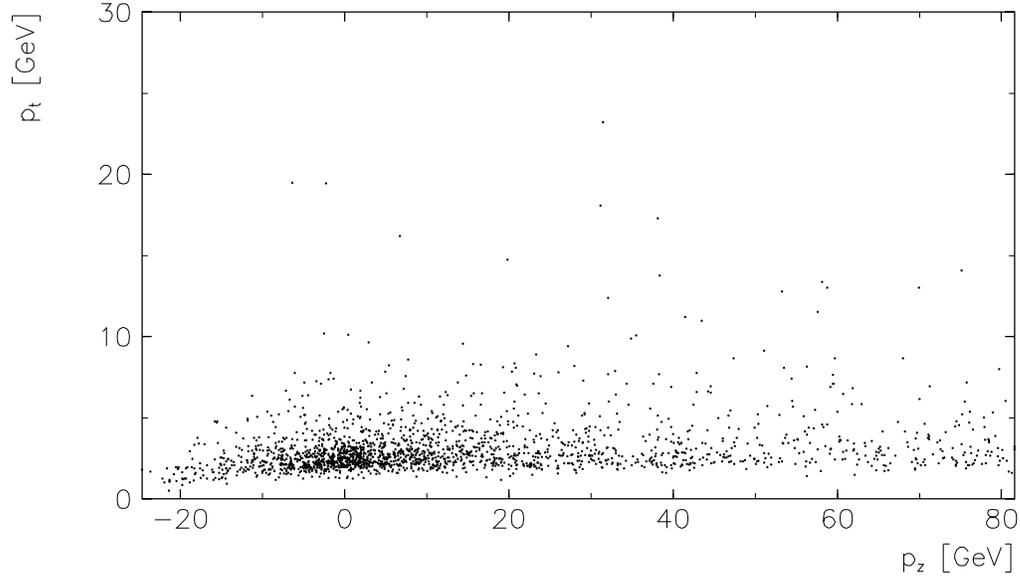


Abbildung 3.10: POMPYT, *Generatorebene: p_z , aufgetragen gegen p_t des γ^*IP -Systems*

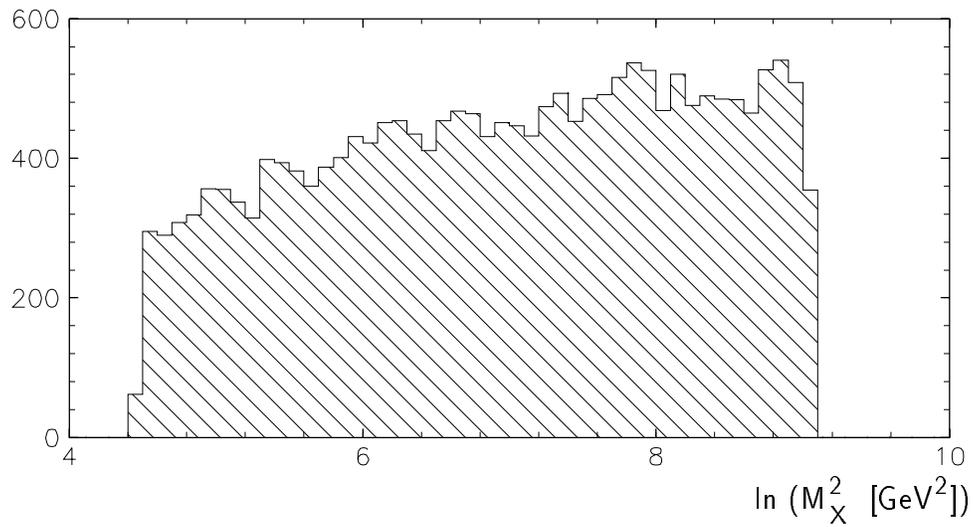


Abbildung 3.11: POMPYT, *Generatorebene: Der natürliche Logarithmus des Quadrates der invarianten Masse des $e'IP$ -Systems, $\ln M_X^2$.*

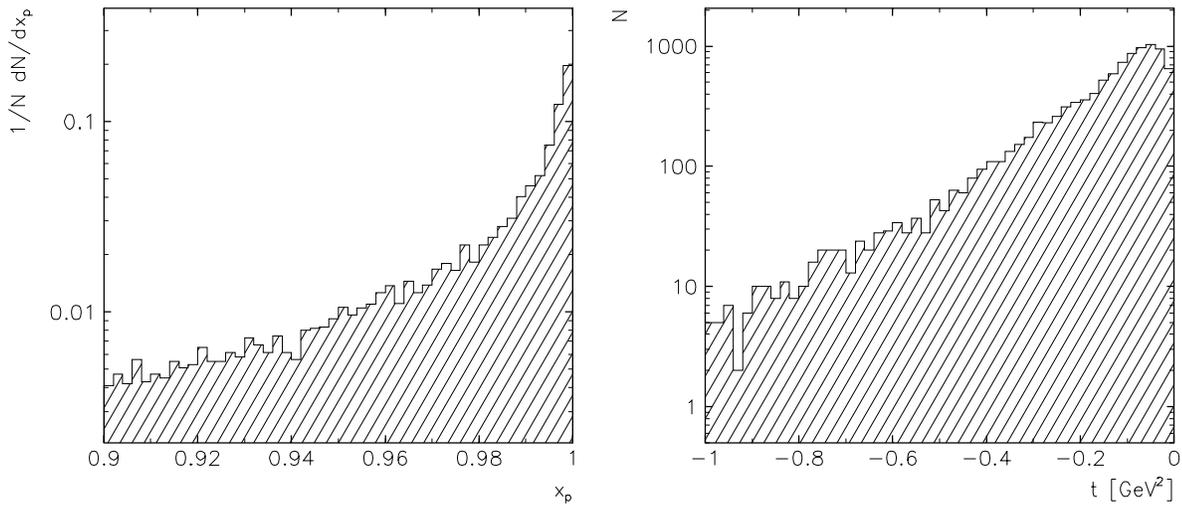


Abbildung 3.12: POMPYT, *Generatorebene*: Der Bruchteil des Protonimpulses, der nicht an das Pomeron abgegeben wird, x_p , und die Virtualität des Pomerons, t .

3.3.7 Multiplizität

In Abbildung 3.13 sind die Anzahlen aller auslaufenden Teilchen und die der auslaufenden geladenen Teilchen dargestellt. Die mittlere Anzahl von Teilchen, die bei einem POMPYT-Ereignis im Endzustand sind, ist $\langle n \rangle = 12.3$, die mittlere Anzahl geladener Teilchen $\langle n_{ch} \rangle = 6.8$. Da Ladungserhaltung gewährleistet sein muß, treten in Abbildung 3.13 (b) nur gerade Multiplizitäten auf. Zu 3.13 (a) tragen auch ungeladene Teilchen bei.

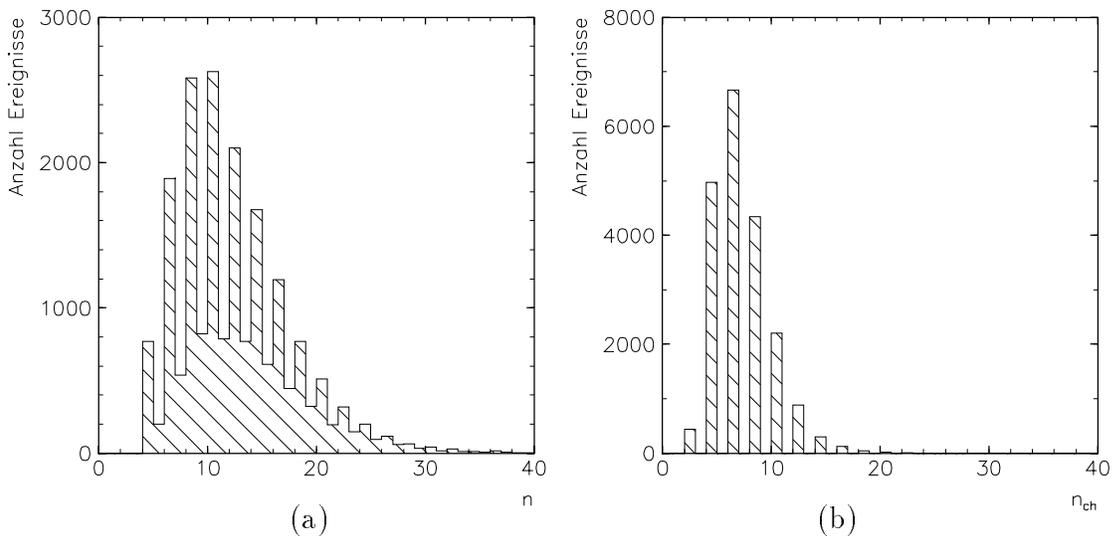


Abbildung 3.13: POMPYT, *Generatorebene*: Die Anzahl aller erzeugten Teilchen im Endkanal, n , sowie die Anzahl der auslaufenden geladenen Teilchen, n_{ch} .

Die mittleren Multiplizitäten der Teilchentypen, die am häufigsten generiert werden, sind in Tabelle 3.1 zusammengefaßt.

Teilchen	Häufigkeit
Proton	1.12
Elektron	1.03
Photon	5.08
π^+	2.11
π^-	2.11
K^+	0.20
K^-	0.20
K_L^0	0.18
Antiproton	0.12
(Anti-)Neutron	0.18
Positron	0.03

Tabelle 3.1: *Die Multiplizitäten der am häufigsten erzeugten Teilchen.*

3.4 RAPGAP

RAPGAP [RAP93]² ist ein Monte-Carlo-Programm, das harte diffraktive Streuprozesse simuliert.

Wie in POMPYT wird ein Photon an einem gemäß einem Flußfaktor aus dem Proton generierten Pomeron gestreut, und es sind verschiedene Strukturfunktionen für das Pomeron implementiert. Die Anwendbarkeit von $f_{g/P}$ erstreckt sich jedoch durch vollständige Berechnung mit Matrixelementen auf den gesamten Q^2 -Bereich. Die Simulation der diffraktiven Dissoziation des Protons mit RAPGAP ist mit der Version 1.00 nicht möglich.

3.5 Vergleich von POMPYT und RAPGAP

Alle Abbildungen in diesem Abschnitt sind auf ein Ereignis normiert. Es wird die Quarkstrukturfunktion aus POMPYT mit der aus RAPGAP und einer harten Gluonstrukturfunktion aus RAPGAP verglichen.

²Version 1.00

POMPYT und RAPGAP werden benutzt, um Detektorakzeptanzen zu berechnen, Daten zu korrigieren und Wirkungsquerschnitte zu untersuchen. Deshalb werden die beiden Monte-Carlo-Generatoren ebenfalls innerhalb von Detektorakzeptanzen verglichen. Eine Gegenüberstellung der Ergebnisse beider Generatoren ermöglicht zusätzlich eine Abschätzung des systematischen Fehlers. Es wurden, zusätzlich zu den in Abschnitt 3.3.4 gesetzten Schnitten, Bedingungen an die Energie des gestreuten Elektrons und seinen Winkel zur Strahlachse gesetzt:

- $E_e > 8 \text{ GeV}$
- $\theta_e < 174^\circ$

Diese experimentell motivierten Schnitte ermöglichen die Identifizierung des Elektrons und so die Rekonstruktion der Kinematik. Außerdem wurde $0.9 \leq x_p \leq 0.999$ verlangt.

Die η -Verteilung der gestreuten Protonen ist in Abbildung 3.14 dargestellt. Ein Vergleich der x_p -Verteilungen ist in Abbildung 3.15 zu finden. Beide Generatoren liefern hier Ergebnisse, die miteinander verträglich sind, was an der numerischen Äquivalenz der benutzten Flußfaktoren bei kleinen $|t|$ liegt: Die Wahl des Pomerons aus dem Proton verläuft ähnlich. Abbildung 3.16 zeigt die Rapiditätsverteilung

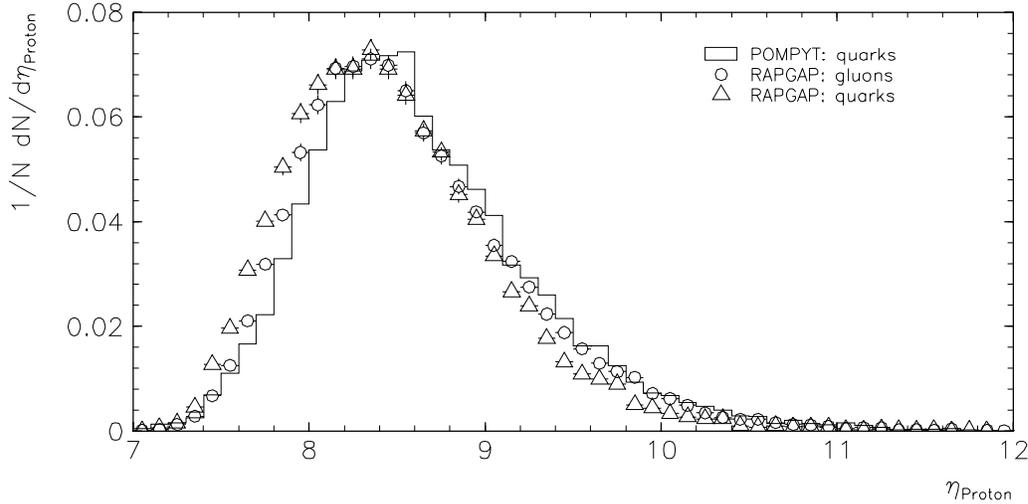


Abbildung 3.14: POMPYT und RAPGAP, Generatorebene: η_{Proton} , die Rapidität des gestreuten Protons.

η_{max} desjenigen Teilchens, das am weitesten in Vorwärtsrichtung (abgesehen vom gestreuten Proton) gefunden wird. Die geforderte Mindestenergie dieses Teilchens beträgt 400 MeV . Dieser Schnitt muß an Daten angebracht werden. Die Verteilungen der RAPGAP-Daten sind etwas breiter als die von POMPYT.

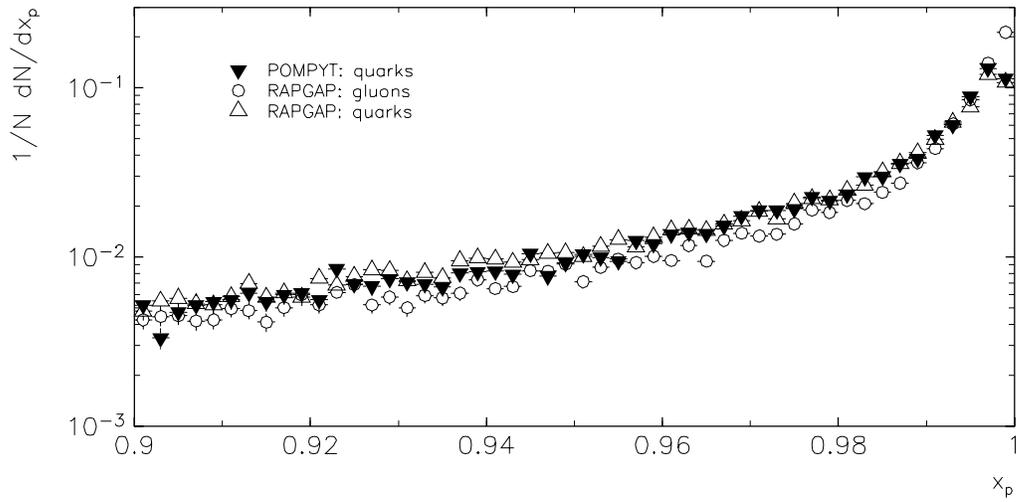


Abbildung 3.15: POMPYT und RAPGAP, Generatorebene: x_p , das Verhältnis der Protonimpulse vor und nach der Kollision.

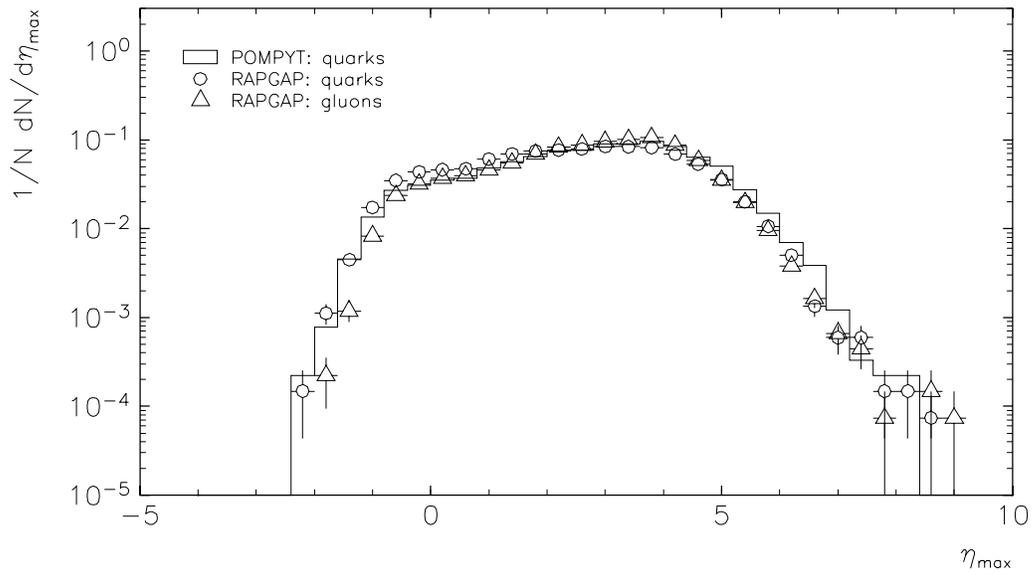


Abbildung 3.16: POMPYT und RAPGAP, Generatorebene: η_{max} , die Rapidität des Teilchens, das nach dem Proton den kleinsten Winkel zur Strahlachse hat bei einer Energie von mehr als 400 MeV.

Es zeigt sich, daß mit den obigen Schnitten keine Trennung der Strukturfunktionen erzielt werden kann und die Ergebnisse der beiden Generatoren in guter Übereinstimmung liegen. Die bisher untersuchten Kandidaten für diffraktive Ereignisse mußten unter anderem der Bedingung genügen, daß keine Energie von mehr als 400 MeV im Bereich oberhalb von $\eta_{max} \leq 1.8$ im Kalorimeter des H1-Detektors deponiert worden sein durfte. Abbildung 3.16 belegt, daß auf diese Weise ein Großteil der diffraktiven Ereignisse nicht akzeptiert werden. Unter Benutzung der Vorwärtssysteme (Plug, Vorwärts-Myonsystem, Proton-Tagger) als Veto läßt sich diese Grenze zu kleineren Winkeln hin verschieben und so die Akzeptanz erhöhen.

Kapitel 4

Ergebnisse

Die bei Monte-Carlo-Daten auf Vierervektorebene erhaltenen Verteilungen erlauben noch keinen direkten Vergleich mit Meßdaten, deren Größen durch die begrenzte Auflösung und Akzeptanz des Detektors verschmiert werden. Aus diesem Grund werden die Meßdaten den simulierten und rekonstruierten (siehe Abschnitt 3.1 und 2.3.2) Monte-Carlo-Ereignissen gegenübergestellt. In Abschnitt 4.1 werden die Übereinstimmungen zwischen einigen Werten von kinematischen Größen auf Generatorniveau und nach vollständiger Simulation und Rekonstruktion überprüft. Gegenstand von Abschnitt 4.2 ist der Vergleich mit rekonstruierten Meßdaten, um beurteilen zu können, ob der Monte-Carlo-Generator eine gute Beschreibung liefert und für Akzeptanzstudien verwendet werden kann. Eine weitere Anwendung des Generators POMPYT, die Bestimmung der Akzeptanz des Vorwärts-Protonenspektrometers für quasielastisch gestreute Protonen aus diffraktiven Prozessen, ist in Abschnitt 4.3 zu finden. Der Abschnitt 4.4 enthält Untersuchungen über den Untergrund durch Standard-DIS-Prozesse.

4.1 Vergleich kinematischer Größen vor und nach der Detektorsimulation

In diesem Abschnitt wird die Verschmierung einiger Größen durch den Detektor untersucht. Es werden die Verteilungen auf Generatorniveau und nach vollständiger Simulation und Rekonstruktion verglichen. Hierfür die DIS-Variablen Q^2 , x_{Bj} und y sowie die diffraktiven Variablen x_p bzw. x_F , M_X bzw. m_X und t benutzt. Zu ihrer Definition sei auf Kapitel 1 verwiesen. Die Vergleiche wurden an demselben Datensatz durchgeführt, der auch den Meßdaten in Abschnitt 4.2 gegenübergestellt wird.

Um zu sehen, inwieweit die über die Observablen des gestreuten Elektrons, E'_e und θ'_e , erhaltenen Werte für Q^2 , x_{Bj} und y von der Rekonstruktion der Meßgrößen abhängen, sind in den Abbildungen 4.1, 4.2 und 4.3 für Monte-Carlo-Daten die Korrelationen zwischen den generierten, "wahren" Werten Q^2_{gen} , x_{gen} und y_{gen} und den aus den rekonstruierten Daten ermittelten Werten Q^2_{rec} , x_{rec} und y_{rec} gezeigt. Der Datensatz wurde mit den Einstellungen $0.9 \leq x_F \leq 0.999$, $|t| \leq 1 \text{ GeV}^2$, $9.358 \text{ GeV} \leq M_X \leq 93.58 \text{ GeV}$ sowie $4 \text{ GeV}^2 \leq Q^2$ generiert. Zusätzlich wurde in Analogie zu den an die Meßdaten gestellten Anforderungen verlangt, daß $0.05 \leq y \leq 0.6$ sowie $E'_e \geq 12 \text{ GeV}$ und $\theta'_e \leq 172.5^\circ$ erfüllt ist.

Die Mittelwerte und Halbwertsbreiten der relativen Fehler $\Delta Q^2 = (Q^2_{gen} - Q^2_{rec})/Q^2_{gen}$ etc. sind in Tabelle 4.1 zu finden. Es zeigt sich, daß die rekonstruierten Werte systematisch um einige Prozent zu hoch sind, was auf die unzureichende Beschreibung des Detektors durch das Simulationsprogramm zurückzuführen ist.

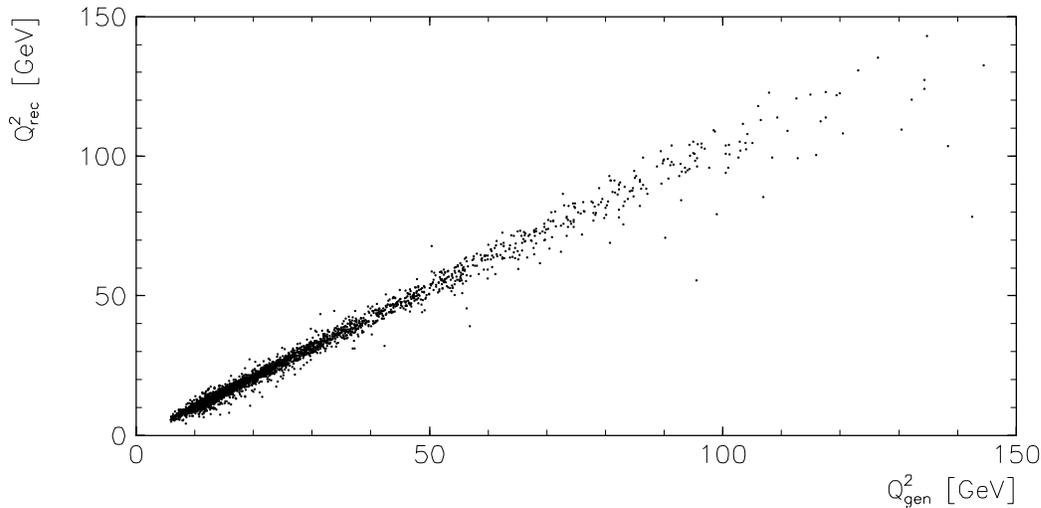


Abbildung 4.1: Vergleich von generiertem und rekonstruiertem Wert für Q^2 .

Größe	Mittelwert	Halbwertsbreite
$\Delta Q^2/Q^2$	-0.0399 ± 0.0016	0.0593 ± 0.0012
$\Delta x_{Bj}/x_{Bj}$	-0.0182 ± 0.0047	0.176 ± 0.004
$\Delta y/y$	-0.0073 ± 0.0029	0.106 ± 0.002

Tabelle 4.1: Die Mittelwerte und Halbwertsbreiten der relativen Fehler von kinematischen Größen nach Rekonstruktion.

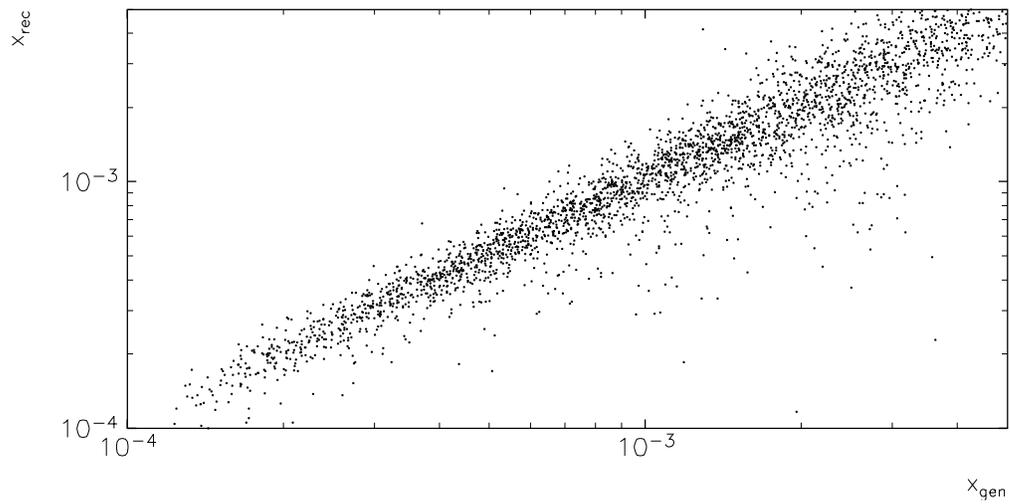


Abbildung 4.2: *Vergleich von generiertem und rekonstruiertem Wert für x_{Bj} .*

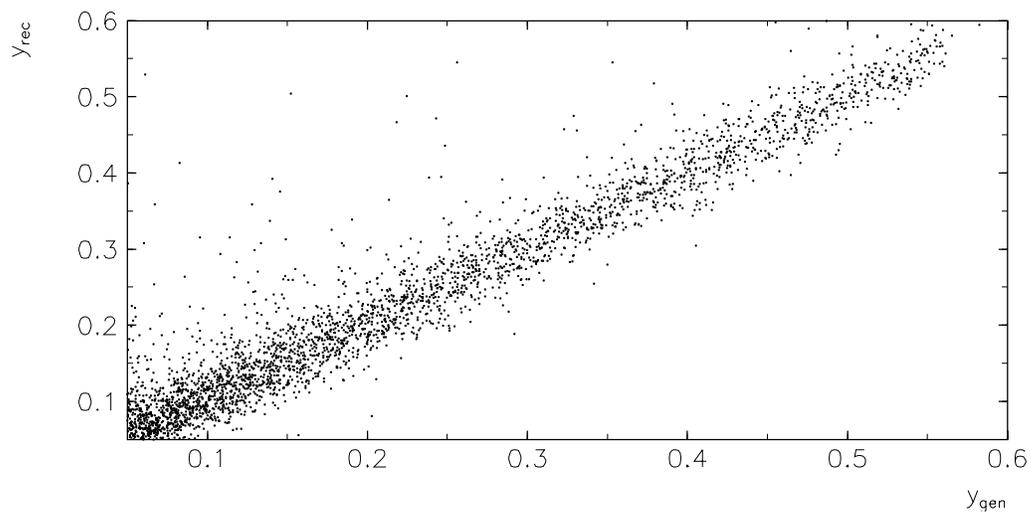


Abbildung 4.3: *Vergleich von generiertem und rekonstruiertem Wert für y .*

Der Vergleich der diffraktiven Variablen ist mit experimentellen Unsicherheiten behaftet, da bei der oft sehr hohen Energie des Pomerons die Teilchen des Pomeron-Photon-Systems in Vorwärtsrichtung auslaufen. Das Proton bleibt im Strahlrohr und entzieht sich so einem Nachweis durch den H1-Detektor. Bei der Rekonstruktion der Variablen ist weiterhin zu beachten, daß einige der erzeugten Teilchen wegen ihrer geringen Impulse das Kalorimeter nicht erreichen. Dies betrifft vor allem die Teilchen, die aus der Pomeron-Photon-Wechselwirkung stammen, also die Teilchen des Systems X' . Für die Rekonstruktion der invarianten hadronischen Masse wurde nur das Kalorimeter benutzt. In Abbildung 4.4 ist die relative Abweichung der rekonstruierten gegenüber der generierten Energiesumme von X' aufgetragen. Man erkennt, daß in den meisten Fällen nur ein Bruchteil der generierten Energie nachgewiesen wird.

Abbildung 4.5 zeigt den relativen Fehler der invariante hadronische Masse $m_X = (p_P + q)^2$. In vielen Fällen liegt der rekonstruierte Wert deutlich unter dem generierten. Eine genauere Analyse ergibt, daß dies vor allem für hohe m_X der Fall ist, da die Teilchen durch die Schwerpunktsbewegung des Photon-Pomeron-Systems stärker in Vorwärtsrichtung ausgerichtet und nicht im H1-Detektor nachgewiesen werden können. Für kleine Massen ist die Übereinstimmung besser.

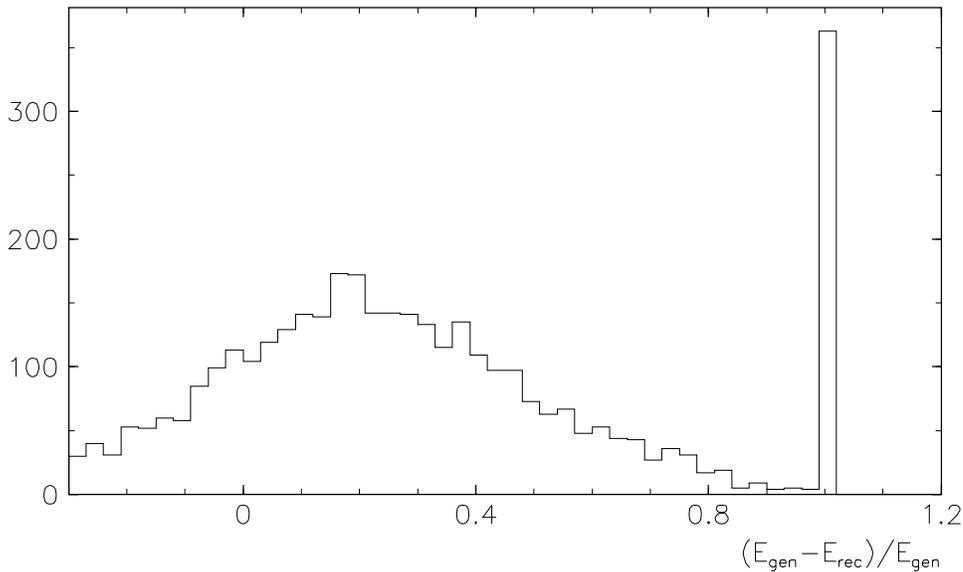


Abbildung 4.4: *Der relative Fehler der rekonstruierten Gesamtenergie aller Hadronen (ausgenommen das Proton, welches durch das Strahlrohr entweicht) gegenüber der generierten Energie.*

Somit ist das Kalorimeter zur Identifizierung und Untersuchung diffraktiver Endzustände wenig geeignet. Der Nachweis des gestreuten Protons erlaubt sowohl die Erkennung der Ereignisse als auch die Rekonstruktion der diffraktiven Variablen.

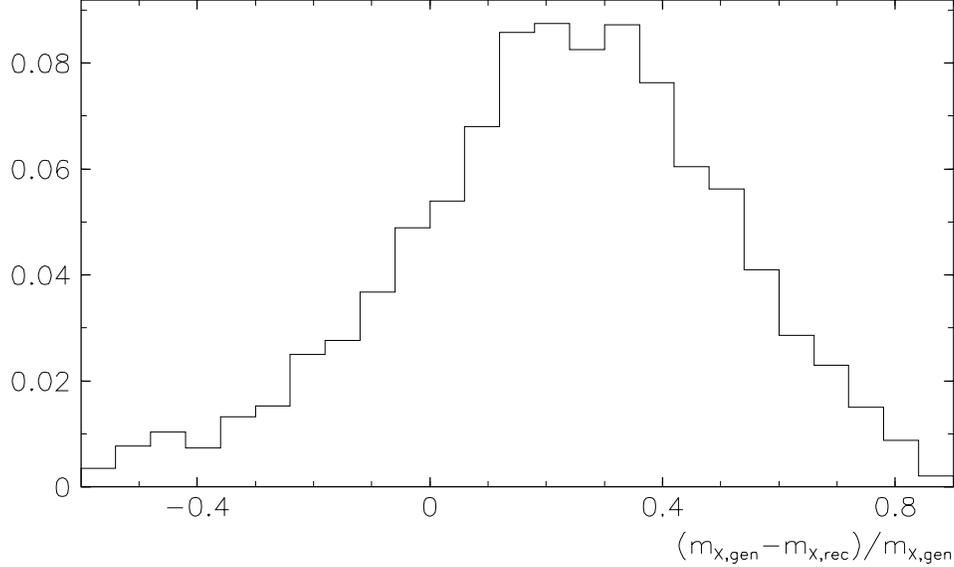


Abbildung 4.5: Der relative Fehler der invarianten Masse des hadronischen Endzustands, $m_X = (p_P + q)^2$, normiert auf ein Ereignis.

4.2 Vergleich mit rekonstruierten Meßdaten

Gegenstand dieses Abschnitts ist der Vergleich von einigen Verteilungen des Monte-Carlo-Generators POMPYT mit denen von gemessenen Ereignissen aus der Runperiode 1993, die als Kandidaten für diffraktive Prozesse in Frage kommen. Sie sind von T. Greenshaw selektiert worden [H194]. Die hier verglichenen Sätze von Meßdaten und rekonstruierten Monte-Carlo-Ereignissen wurden folgenden Auswahlkriterien unterworfen¹:

1. rekonstruierte Energie des gestreuten Elektrons $E'_e \stackrel{!}{\geq} 12 \text{ GeV}$,
2. rekonstruierter Winkel des gestreuten Elektrons $\theta'_e \stackrel{!}{\leq} 172.5^\circ$,
3. Einschränkung der Skalen-Variablen y , die aus den rekonstruierten Werten von E'_e und θ'_e bestimmt wurde: $0.05 < y < 0.6$,
4. fehlender Transversalimpuls p_t^{miss} von weniger als 10 GeV sowie
5. ein rekonstruierter Vertex im Bereich von -30 cm bis $+20 \text{ cm}$ um den nominalen Wechselwirkungspunkt $z = 0$

¹Es wurde von vorselektierten Daten ausgegangen, die zu *Physics Class* 10 oder 11 gehören. Diese Klassen umfassen Ereignisse, bei denen ein Elektron im BEMC identifiziert werden kann. Zur Selektion für die Klassen 10 und 11 siehe [Lap93], [Cha94].

Zur Identifizierung der tiefinelastischen Ereignisse ist der Nachweis des gestreuten Elektrons notwendig. Der zusätzliche Schnitt auf die Energie (1.) des gestreuten Elektrons ist experimentell motiviert und dient zur Unterdrückung von Untergrund durch Photoproduktionsereignissen, in denen die Verteilung der Elektronenergie zu kleinen Werten hin ansteigt. Bedingung 2 legt fest, daß das Elektron im rückwärtigen oder im Flüssig-Argon-Kalorimeter gefunden werden muß. Forderung 3 gewährleistet die genügend gute Rekonstruierbarkeit der kinematischen Variablen und ist ebenfalls experimentell motiviert. Die letzten beiden Schnitte dienen der Unterdrückung von Untergrundereignissen durch Strahl-Restgas-, Strahl-Wand-Reaktionen sowie durch kosmische Myonen hervorgerufenen Signale.

Zur Identifizierung der Ereignisse mit Rapiditätslücken werden bei Meßdaten zwei verschiedene Kriterien verwendet, die folgende Datensätze ergeben:

Data 1 Summe der Energien in den Zellen des Flüssig-Argon-Kalorimeter und im Eisen deponierter Energie $\stackrel{!}{<} 0.4 GeV$ im Winkelbereich $\theta < 18.8^\circ$ (entspricht $\eta > 1.8$) und

Data 2 Summe der Energien in den Zellen des hadronischen Kalorimeters (ohne instrumentiertes Eisen) $\stackrel{!}{<} 0.4 GeV$ im Winkelbereich $\theta < 18.8^\circ$.

Die Ergebnisse hängen für Meßdaten nicht wesentlich von der Wahl des Selektionskriteriums (Data 1, Data 2) ab, wie aus den Abbildungen zu sehen ist. Es wurde dieselbe Analyse auch für Monte-Carlo-Daten gemacht. Die Verteilungen mit und ohne Berücksichtigung von Signalen im Eisen unterscheiden hier sich für rekonstruierte Ereignisse nicht. Die obere Grenze von $0.4 GeV$ ist ein Ergebnis aus Monte-Carlo-Studien und kann um etwa $100 MeV$ variiert werden. Die Datensätze haben einen Umfang von 580 (Data 1) bzw. 737 (Data 2) Ereignissen.

Abbildung 4.6 zeigt die Verteilung der im H1-Kalorimeter gemessenen Gesamtenergie, Abbildung 4.7 die der Energie in Vorwärtsbereich ($\theta \leq 18.8^\circ$). Im Vorwärtsbereich wird in vielen Fällen keine Energie deponiert, daher das scharfe Maximum im ersten Bin. Energien größer als Null können durch Rauschen in den Kalorimeterzellen entstehen. Die den tiefinelastischen Prozeß beschreibenden Variablen x_{Bj} , y und Q^2 sind in den Abbildungen 4.8 und 4.9 verglichen. Die Abfall der y -Verteilung der POMPYT-Ereignisse hin zu großen y ist in den Daten kaum zu sehen, allerdings variiert die Verteilung wegen der niedrigen Statistik zu sehr, als daß eine genauere Aussage gemacht werden könnte. Die Übereinstimmung in Q^2 und x_{Bj} ist gut.

In Abbildung 4.10 ist die Verteilung der Pseudorapidität des Clusters im Flüssig-Argon-Kalorimeter, welcher am weitesten in Vorwärtsrichtung liegt und eine Energie von mehr als $400 MeV$ hat, η_{max} , dargestellt. Es zeigt sich, daß die Rapiditätslücke sich bis in den zentralen Bereich des Detektors ausdehnen kann.

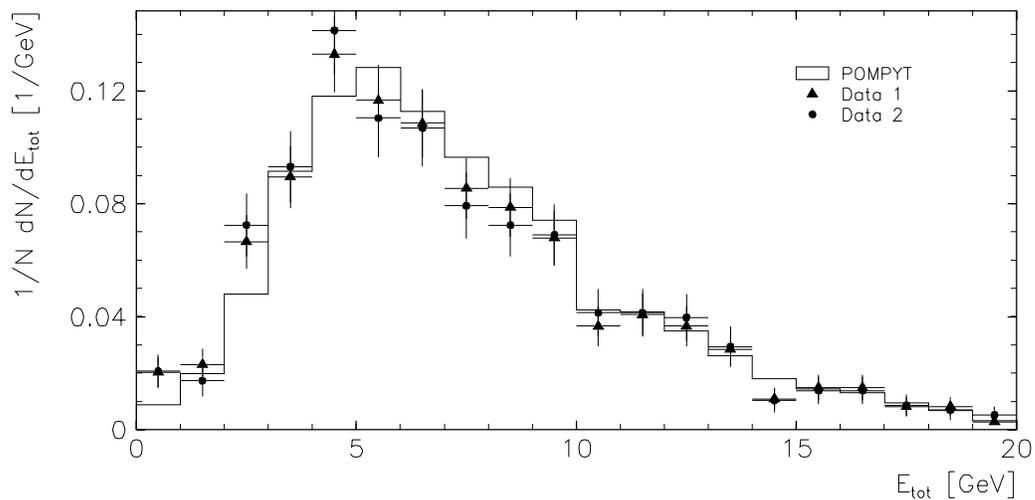


Abbildung 4.6: Vergleich zwischen rekonstruierten Monte-Carlo-Daten und Meßdaten: Die im H1-Detektor deponierten Gesamtenergie, summiert über alle Kalorimeterzellen.

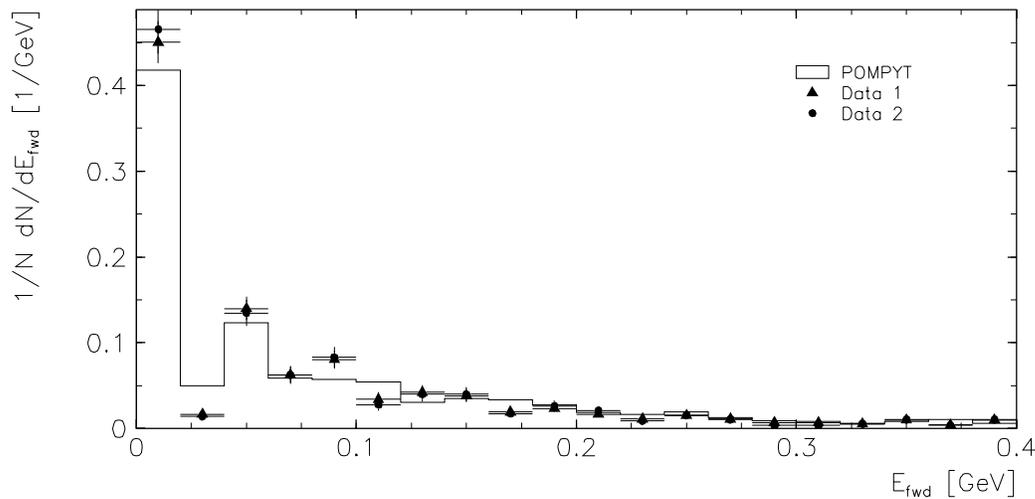
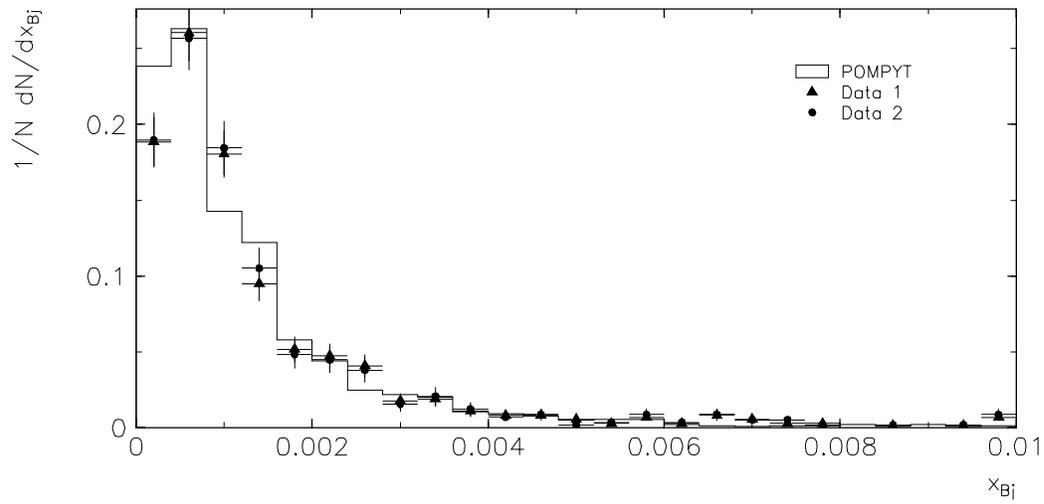
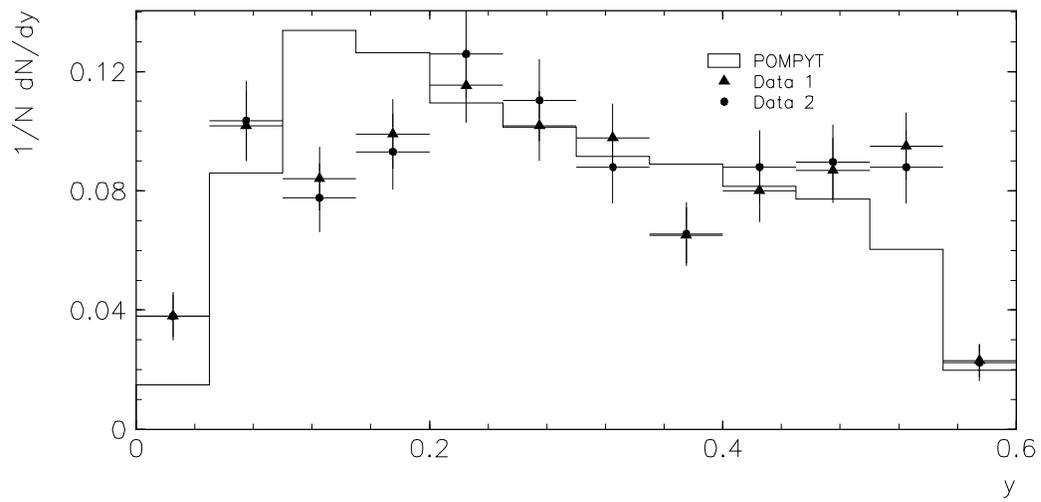


Abbildung 4.7: Vergleich zwischen rekonstruierten Monte-Carlo-Daten und Meßdaten: Im Winkelbereich $\eta \geq 1.8$ (Vorwärtsbereich) deponierte Energie, summiert über die Kalorimeterzellen.



(a)



(b)

Abbildung 4.8: Vergleich zwischen rekonstruierten Monte-Carlo-Daten und Meßdaten: Die kinematischen Variablen x_{Bj} , (a), und y , (b).

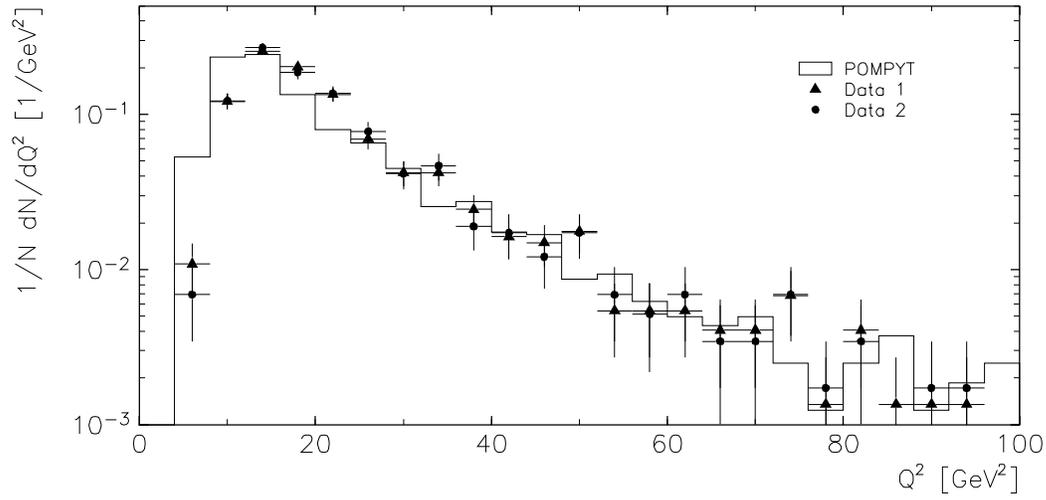


Abbildung 4.9: Vergleich zwischen rekonstruierten Monte-Carlo-Daten und Meßdaten: Verteilung der Photonvirtualität Q^2 .

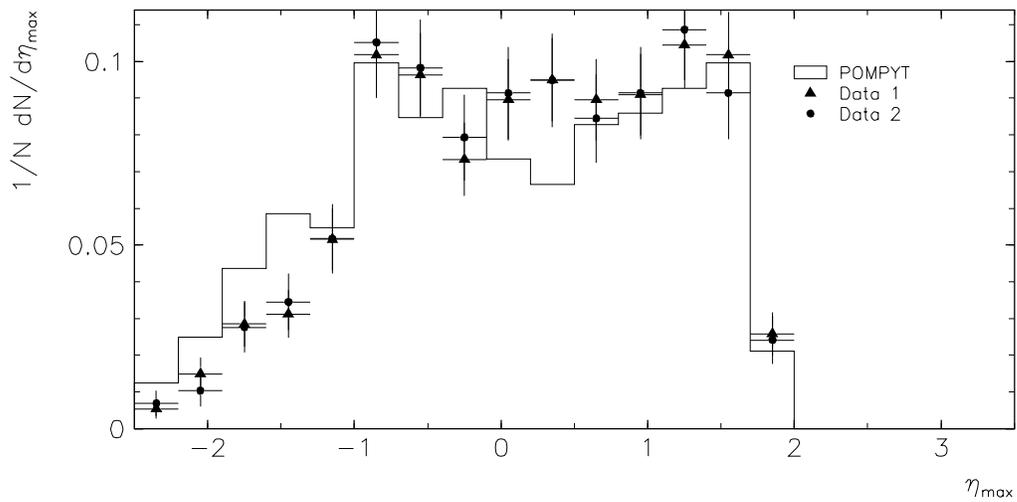


Abbildung 4.10: Vergleich zwischen rekonstruierten Monte-Carlo-Daten und Meßdaten: Die Rapidität des Energie-Clusters im Flüssig-Argon-Kalorimeter, welcher am weitesten in Vorwärtsrichtung liegt und eine Energie von mehr als 400 MeV hat.

Auch der Anstieg in der Verteilung der Transversalimpulse, p_t , (Abbildung 4.11) wird gut reproduziert.

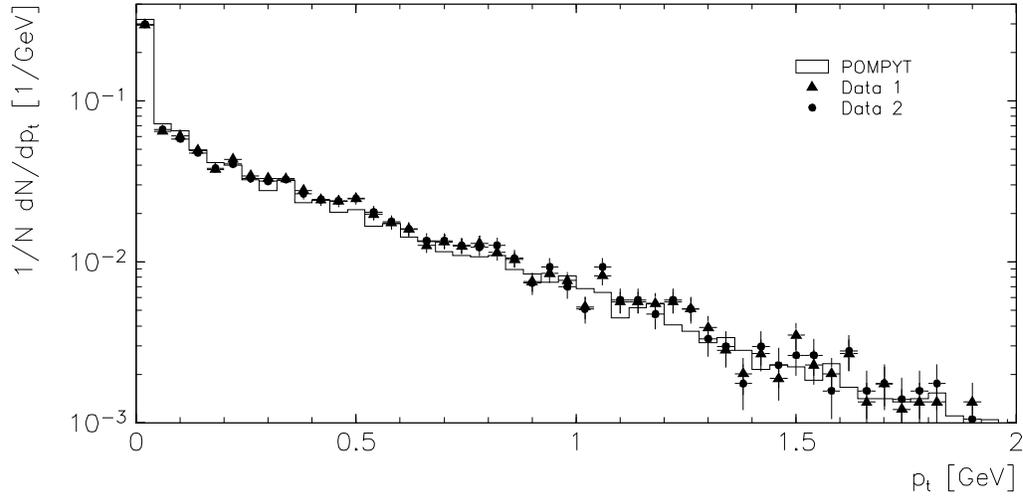


Abbildung 4.11: *Vergleich zwischen rekonstruierten Monte-Carlo-Daten und Meßdaten: Die Transversalimpulse aller Teilchen.*

Zusammengefaßt ergeben sich als Folgerungen:

- Die Simulationsprogramme geben die Meßeﬀekte des H1-Detektors bis auf kleine systematische Verschiebungen gut wieder.
- Die Verteilungen der nach obigen Kriterien selektierten Meßdaten der Datennahmeperiode 1993 sind insgesamt in guter Übereinstimmung mit den rekonstruierten POMPYYT-Daten.

Aus diesen Gründen eignet sich POMPYYT für die Akzeptanzstudien des Vorwärts-Protonenspektrometers, die Gegenstand von Abschnitt 4.3 sind.

4.3 Akzeptanzstudien für das Vorwärts-Protonspektrometer

Eine Möglichkeit zur Identifizierung von diffraktiven Ereignissen ist der Nachweis des quasielastisch gestreuten Protons im Vorwärts-Protonspektrometer (FPS). Da die Selektion in Abschnitt 4.2 unabhängig vom FPS gemacht worden ist, ist es möglich, mit POMPYT Voraussagen über die Akzeptanz des FPS für die durch den Generator beschriebenen diffraktiven Ereignisse zu machen. Dies ist der Gegenstand dieses Abschnitts.

Zunächst soll an zwei Beispielen gezeigt werden, daß die bisherige Selektion den kinematisch zugänglichen Bereich für diffraktive tiefinelastische Prozesse, in denen das Proton nicht dissoziiert, begrenzt.

Rapidität

Der Schnitt auf die Größe der Rapiditätslücke (siehe Abschnitt 4.2) zur Identifizierung der diffraktiven Ereignisse beeinflusst die $x_{\mathcal{P}}$ -Verteilung. Dies zeigt Abbildung 4.12, in der $x_{\mathcal{P}}$ gegen η_{max}^2 aufgetragen ist sowohl für Ereignisse, die gemäß den in Kapitel 3 aufgeführten Schnitten generiert wurden, als auch für diejenigen dieser Ereignisse, die nach Rekonstruktion die in Abschnitt 4.2 angegebenen Schnitte passieren und somit als Ereignisse mit Rapiditätslücke identifiziert werden. Dabei bedeutet η_{max} die Rapidität des Teilchens, welches nach dem Proton am weitesten in Vorwärtsrichtung ausläuft und eine Energie von mehr als 400 MeV hat. Es zeigt sich eine starke Korrelation zwischen den beiden Größen $x_{\mathcal{P}}$ und η_{max} . Auf die oben angegebene Weise werden nur kleine Werte von $x_{\mathcal{P}}$ selektiert.

M_X -Spektrum

Abbildung 4.13 zeigt die Verteilung der im Kalorimeter deponierten Energie für Generatordaten, die gemäß den Angaben in Kapitel 3 und den zusätzlichen Forderungen $E'_e \geq 12 \text{ GeV}$ und $\theta'_e \leq 172.5^\circ$ generiert wurden. Diese Energie ist die des Pomeron-Photon-Systems m_X . Herausgehoben ist die Verteilung der Ereignisse, die eine Rapiditätslücke im Vorwärtsbereich aufweisen ($\eta_{max} \leq 1.8$). Es zeigt sich, daß der Bereich großer Massen nicht zugänglich ist.

²Die Definition von η_{max} ist auf Generatorebene eine etwas andere als die für rekonstruierte Daten aus Abschnitt 4.2. Für Generatordaten bedeutet η_{max} die Rapidität des *Teilchens*, welches nach dem Proton die größte Rapidität und eine Energie von mehr als 400 MeV hat, und auf Meßdatenniveau (also nach Rekonstruktion) die Rapidität des *Clusters* im H1-Kalorimeter, der am weitesten in Vorwärtsrichtung liegt und eine Energie von mehr als 400 MeV hat.

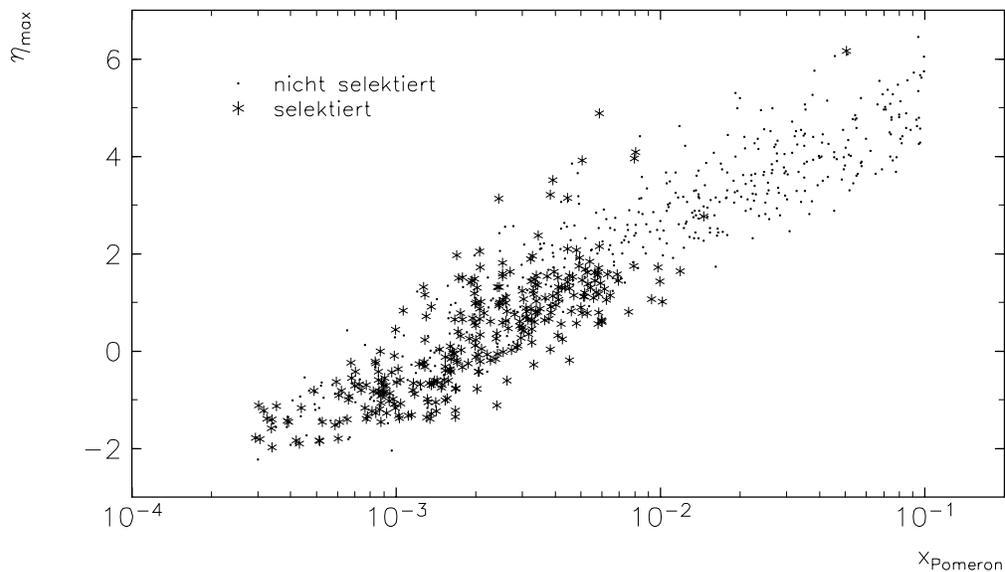


Abbildung 4.12: Impulsbruchteil vom Protonenimpuls, der an das Pomeron abgegeben wird, $x_{\mathbf{P}}$, gegen die Rapazität des Teilchens, welches nach dem Proton am weitesten in Vorwärtsrichtung ausläuft, für Generatordaten.

*: mit den in Abschnitt 4.2 angegebenen Bedingungen selektierte Ereignisse,
 ∙: alle Ereignisse

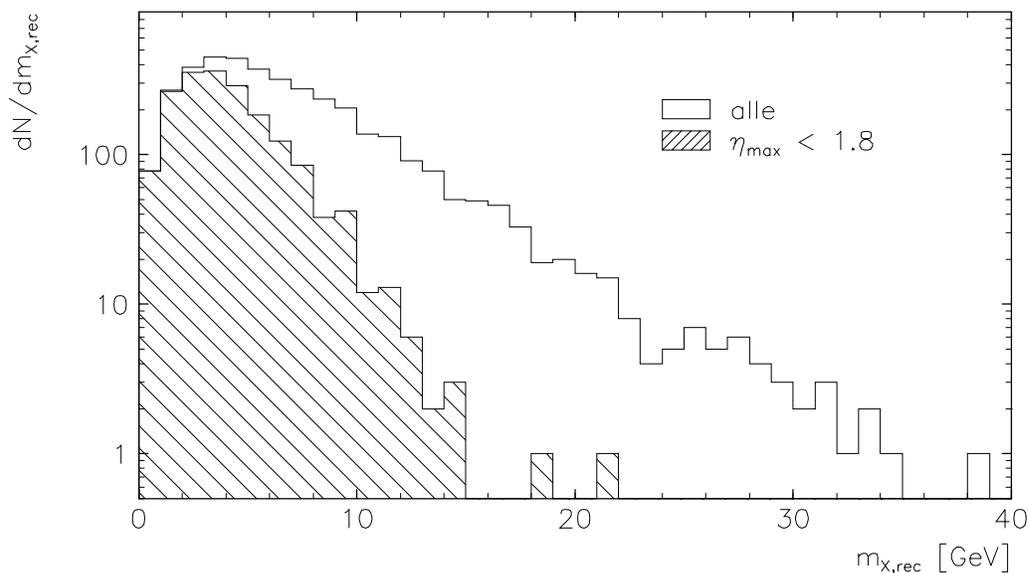


Abbildung 4.13: Die mit dem H1-Kalorimeter nachgewiesene invariante hadronische Masse (Generatordaten).

Mit dem Vorwärts-Protonenspektrometer (*Forward Proton Spectrometer, FPS*, siehe Abschnitt 2.2.2) können Protonen nachgewiesen werden, die eine Energie von etwa $550 \dots 800 \text{ GeV}$ und einen Streuwinkel von weniger als 1.3 mrad haben [Jan93]. Die Nachweiswahrscheinlichkeit ist abhängig von dem Abstand, den die Detektorfläche von der Strahlachse hat. In Tabelle 4.2 sind die Akzeptanzen für zwei verschiedene Abstände zur Strahlachse zu finden. Dabei gilt ein Ereignis als akzeptiert, wenn das auslaufende Proton die beiden Roman-Pot-Stationen bei $z = 81 \text{ m}$ und $z = 90 \text{ m}$ durchquert hat. Im folgenden werden zwei Datensätze benutzt, die aus den Ereignissen bestehen, die selektiert werden, wenn die Unterkante der Detektorfläche einen Abstand von 10σ bzw. 20σ zu der Strahlachse aufweist. Es bedeutet $\sigma \equiv \sigma_y$ die Standardgröße in y -Richtung, wenn man annimmt, daß die Teilchendichte im Strahl einer Gaußverteilung genügt. Die Abstände werden von der Strahlachse in y -Richtung bis zur Unterkante der Detektorfläche angegeben, siehe auch Abbildung 2.4 in Kapitel 2.

Entfernung	Abstand in cm bei		Akzeptanz	
	$z = 81 \text{ m}$	$z = 90 \text{ m}$		
10σ	0.23	0.34	10.1 %	7.8 %
20σ	0.46	0.68	3.6 %	2.8 %

Tabelle 4.2: Akzeptanzen des FPS bei verschiedenen Abständen der Detektorfläche zur Strahlachse für Ereignisse, die gemäß den Schnitten aus Kapitel 3 generiert wurden (vorletzte Spalte) und solche, an die zusätzlich folgende Anforderungen gestellt wurden: $\theta'_e \leq 175^\circ$, $E'_e \geq 8 \text{ GeV}$ (letzte Spalte).

Im folgenden werden alle Ereignisse aus Kapitel 3 den nach obigem Verfahren in Abhängigkeit vom Strahlabstand selektierten gegenübergestellt.

Abbildung 4.14 zeigt den Impulsübertrag t an das Pomeron in Abhängigkeit von der Energie E'_p des gestreuten Protons. Es zeigt sich, daß die Akzeptanz des FPS für $E'_p \geq 800 \text{ GeV}$ verschwindet (10σ Abstand zur Strahlachse). Mit einem Abstand von 20σ kann man Protonen bis zu $E'_p = 780 \text{ GeV}$ nachweisen.

In Abbildung 4.15 ist wie in Abbildung 4.12 $x_{\mathbb{P}}$ gegen η_{max} aufgetragen, jedoch hier für Ereignisse, an die keine Forderungen gestellt wurden (sie werden mit "unselektiert" bezeichnet), und solche, in denen das Proton beide Roman-Pot-Stationen durchquert ("Koinzidenz-Ereignisse"). Die diesem Kriterium genügenden Ereignisse wählen einen anderen Bereich in $x_{\mathbb{P}}$ aus als diejenigen, die wegen einer Rapiditätslücke als Kandidaten für einen diffraktiven Prozeß eingestuft worden waren, nämlich große $x_{\mathbb{P}}$. Dies ist unmittelbar einsichtig, da das Proton, um im FPS nach-

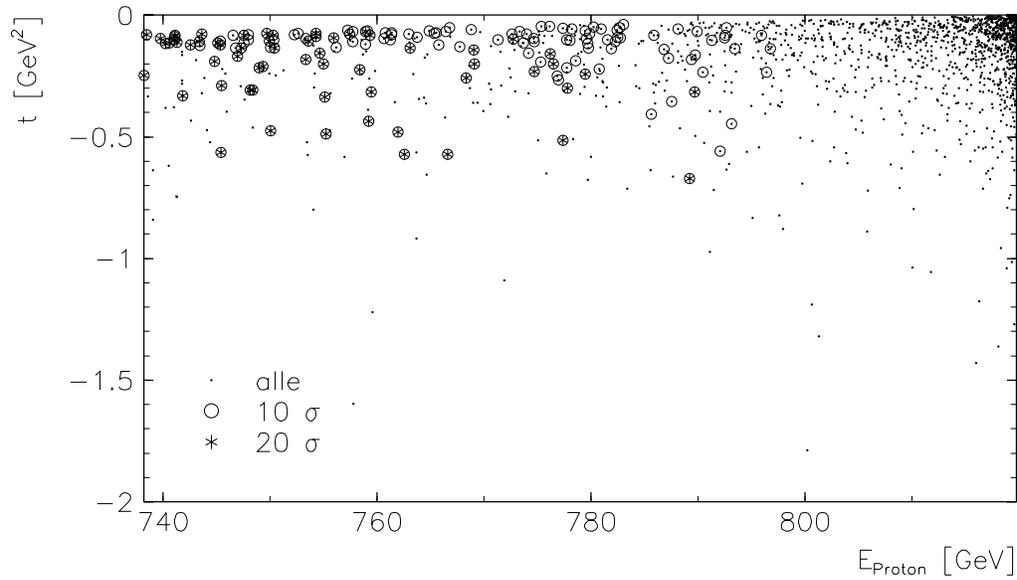


Abbildung 4.14: Die Energie des auslaufenden Protons, aufgetragen gegen den Impulsübertrag t an das Pomeron, für Generatordaten.

gewiesen werden zu können, genügend Energie verloren haben muß, um ausreichend weit von seiner ursprünglichen Bahn abgelenkt zu werden.

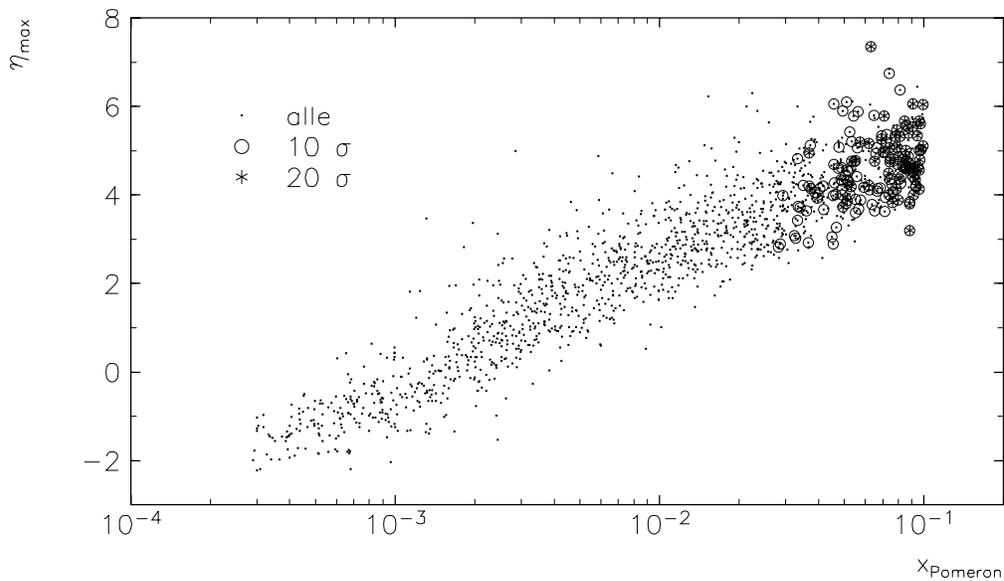


Abbildung 4.15: Die Rapidität η_{max} des am weitesten in Vorwärtsrichtung auslaufenden Teilchens in Abhängigkeit von dem Anteil des Pomeronimpulses am Protonimpuls, x_P , für Generatordaten. (Siehe auch Abbildung 4.12.)

Abbildung 4.16 zeigt die Verteilung der generierten invarianten hadronischen Masse $m_{X,gen}$, getrennt nach unselektierten und Koinzidenz-Ereignissen bei 10 und 20 σ Abstand. Die Figur ist mit Abbildung 4.13 zu vergleichen. Der Bereich hoher invarianter Massen wird durch den Nachweis des gestreuten Protons mit dem FPS erreicht. Die x_{Proton} - und t -Spektren für verschiedene Abstände des FPS-Detektors

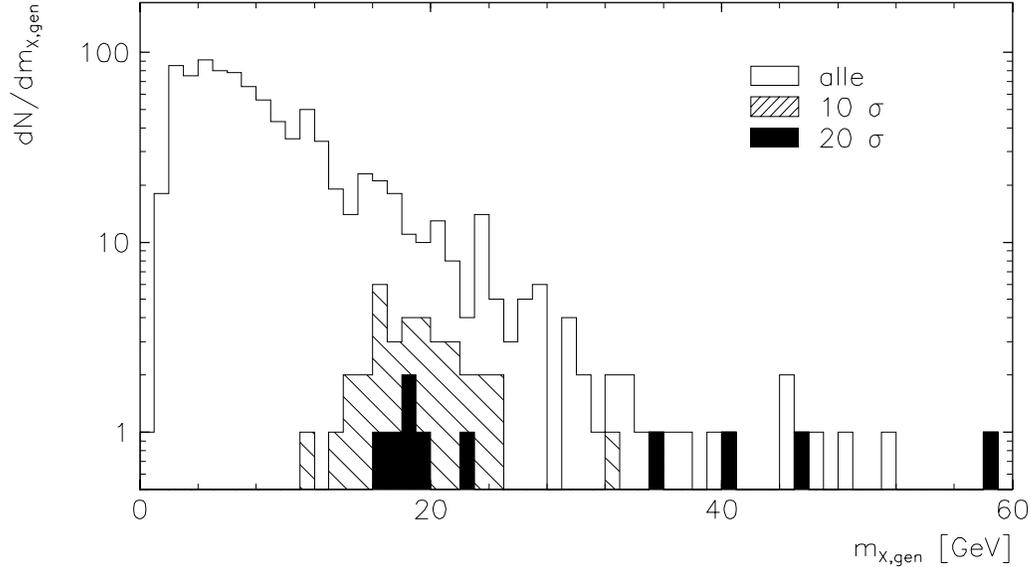


Abbildung 4.16: Die invariante hadronische Masse m_X für Ereignisse, die beide Roman-Pot-Stationen durchqueren, für verschiedene Abstände der Detektoren zur Strahlachse (Generatordaten). (Siehe auch Abbildung 4.13.)

von der Strahlachse sind in den Abbildungen 4.17 (a) und (b) gezeigt. Es zeigt sich, daß die Akzeptanz bis hinunter zu Werten von 0.02 (0.04) für $x_P = 1 - x_p$ und $-0.5 \text{ GeV}^2 \leq t \leq 0$ für t bei einem Abstand von 10 σ (20 σ) reicht.

Um den Akzeptanzbereich zu erweitern, kann der Versuch gemacht werden, auf ein Koinzidenzsignal zwischen beiden Roman-Pot-Stationen zu verzichten und ein Ereignis zu akzeptieren, wenn das Proton *einen* der beiden Töpfe durchquert hat. Jedoch kann mit den beiden Hodoskopen einer Station, die nur einen Abstand von 6 cm haben, der Winkel θ'_p des gestreuten Protons zur Strahlachse nur mit einer Auflösung von $\Delta\theta(90 \text{ m}) = 3 \text{ mrad}$ bestimmt werden. Dies resultiert in einer schlechteren Auflösung in p_t und damit in t . Aus geometrischen Gründen hat der Roman Pot bei $z = 90 \text{ m}$ eine höhere Akzeptanz als der bei $z = 81 \text{ m}$. Die Abbildungen 4.18 und 4.19 zeigen die Abhängigkeit des Streuwinkels des auslaufenden Protons und des Impulsübertrags t an das Pomeron von der Energie des gestreuten Protons. Die Akzeptanz reicht bis zu $E'_p \approx 815 \text{ GeV}$. Abbildung 4.20 (η_{max} als Funktion von

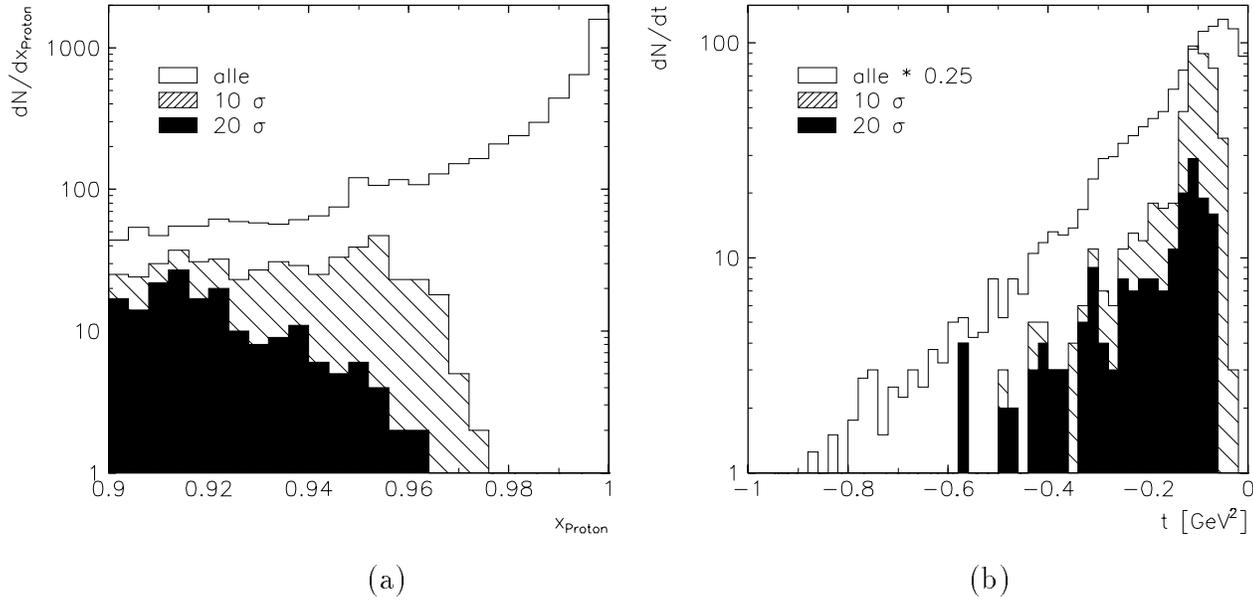


Abbildung 4.17: $x_{\mathcal{P}}$ und t der Ereignisse, die beide Roman-Pot-Detektoren durchqueren, für verschiedene Abstände der Detektoren zur Strahlachse (Generatordaten).

$x_{\mathcal{P}}$) zeigt, daß mit der einen Station der Bereich zu niedrigeren $x_{\mathcal{P}}$ hin erweitert wird. Dies zeigt auch Abbildung 4.21 (a), in der die Verteilung x_p gezeigt ist für Ereignisse, in denen die Protonen die 90 m-Station erreichen, und solche, in denen ein Koinzidenzsignal in beiden Stationen erzeugt wird. In Abbildung 4.21 (b) ist das t -Spektrum derselben Ereignisse zu finden. Die beiden Figuren sind mit denen aus Abbildung 4.17 zu vergleichen. Abbildung 4.22 ist auf dieselbe Weise ein Analogon zu Abbildung 4.16 für die invariante Masse des hadronischen Endzustands.

Zusammenfassend läßt sich aufgrund der Monte-Carlo-Studien sagen, daß mit dem Nachweis des gestreuten Protons durch das Vorwärts-Protonspektrometer ein weiterer Bereich in der diffraktiven Variablen $x_{\mathcal{P}}$ zugänglich ist. Zusätzlich kann so eine sehr gute Trennung zwischen Standard-DIS-Ereignissen und diffraktiven tiefinelastischen Reaktionen erzielt werden (Abschnitt 4.4).

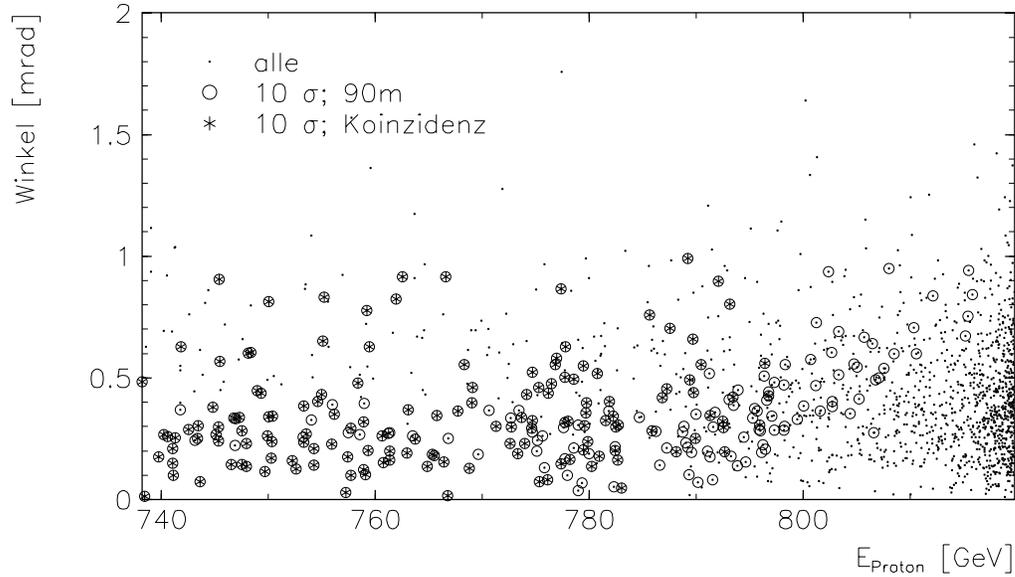


Abbildung 4.18: Der Winkel des gestreuten Protons mit der Strahlachse als Funktion gegen die Energie für 10σ Abstand zur Strahlachse (Generatordaten). Gekennzeichnet sind Daten, die ein Koinzidenzsignal in beiden Stationen verursachen, sowie solche, die die Station bei $z = 90\text{ m}$ erreichen.

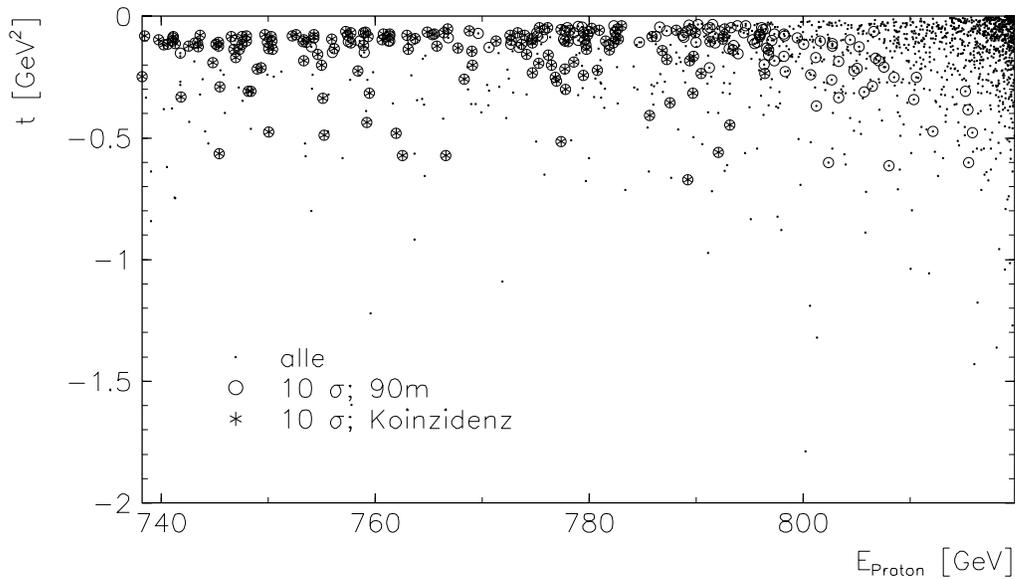


Abbildung 4.19: Der Impulsübertrag t des Protons als Funktion gegen die Energie für 10σ Abstand zur Strahlachse (Generatordaten). Gekennzeichnet sind Daten, die ein Koinzidenzsignal in beiden Stationen verursachen, sowie solche, die die Station bei $z = 90\text{ m}$ erreichen. (Siehe auch Abbildung 4.14.)

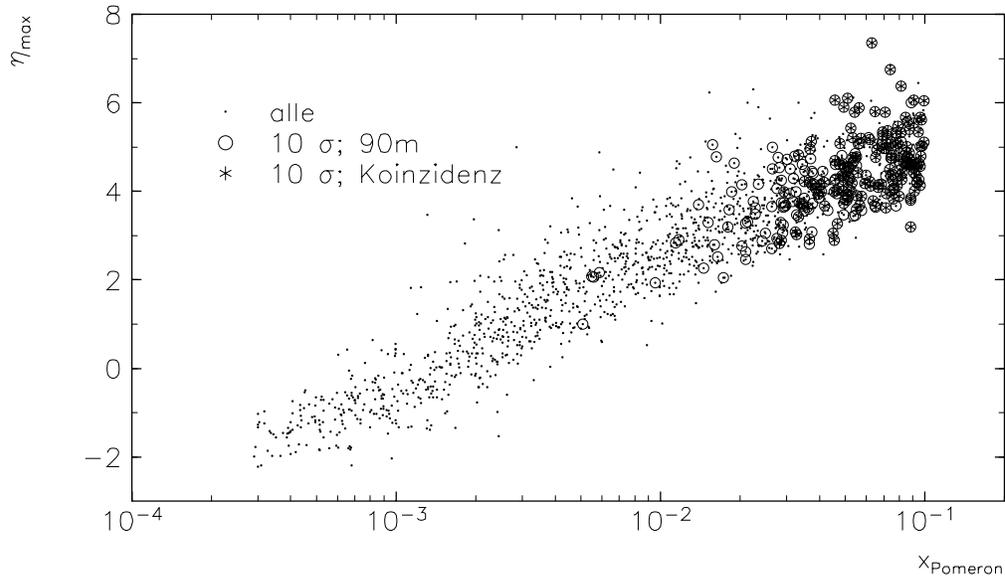


Abbildung 4.20: Die Rapidität des Teilchens, welches nach dem Proton am weitesten in Vorwärtsrichtung ausläuft (Generatordaten). Gekennzeichnet sind Daten, die ein Koinzidenzsignal in beiden Stationen verursachen, sowie solche, die die Station bei $z = 90\text{ m}$ erreichen. (Siehe auch Abbildungen 4.12, 4.15.)

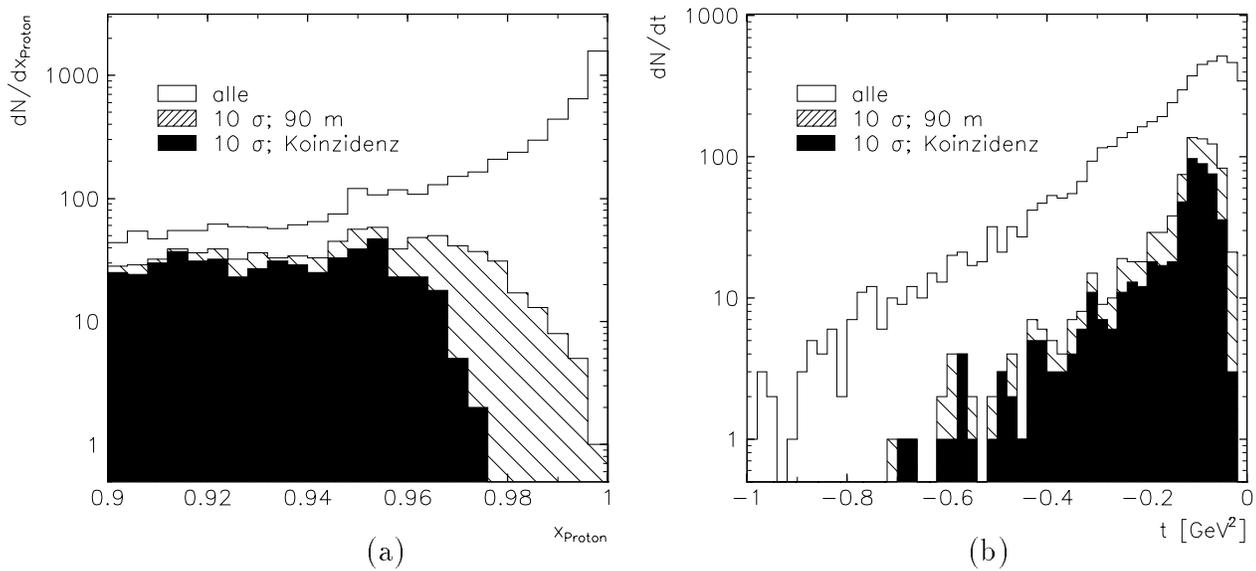


Abbildung 4.21: x_P und t (Generatordaten). Gekennzeichnet sind Daten, die ein Koinzidenzsignal in beiden Stationen verursachen, sowie solche, die die Station bei $z = 90\text{ m}$ erreichen. (Siehe auch Abbildungen 4.12, 4.17.)

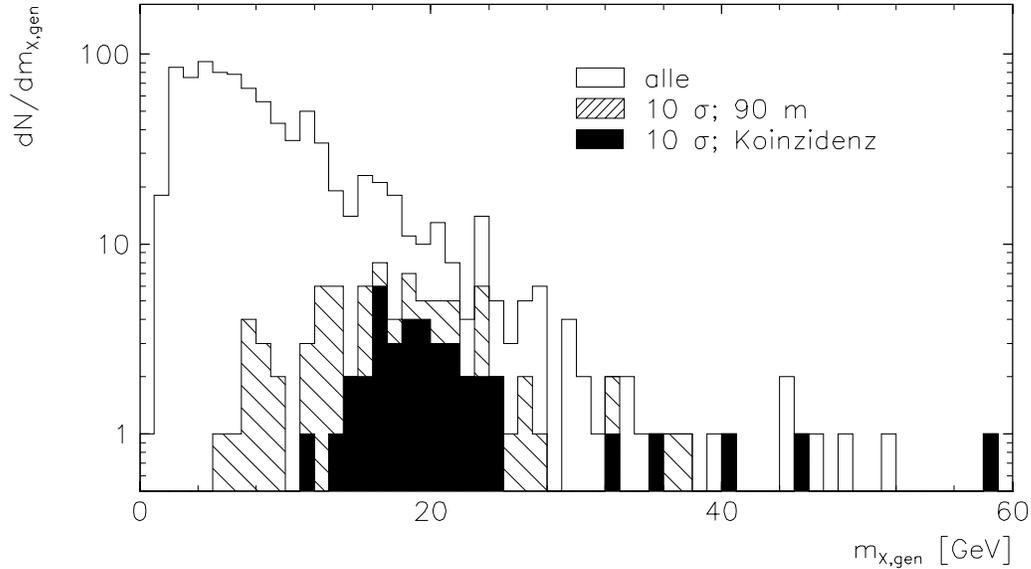


Abbildung 4.22: Die invariante hadronische Masse m_X (Generatordaten). Gekennzeichnet sind Daten, die ein Koinzidenzsignal in beiden Stationen verursachen, sowie solche, die die Station bei $z = 90$ m erreichen. (Siehe auch Abbildungen 4.13, 4.16.)

4.4 Untergrund durch Standard-DIS-Prozesse

Die Prozesse der Standard-DIS stellen einen Untergrund zu den diffraktiven tiefinelastischen Ereignissen dar. Zu ihrer Unterdrückung macht man von dem Umstand Gebrauch, daß bei diffraktiven Reaktionen im Gegensatz zu nicht-diffraktiven tiefinelastischen Prozessen im Vorwärtsbereich wenig Energie deponiert wird. Die Identifikation von Ereignissen mit Rapiditätslücke kann auf verschiedene Weisen erfolgen. Der Nachweis des gestreuten Protons verbessert die Trennung der Prozesse wesentlich. Jedoch ist wegen der Unsicherheit der Fragmentationsmodelle für StDIS bei der Behandlung des Protons-Restes nur eine qualitative Aussage möglich.

In Abbildung 4.23 sind die im Vorwärtsbereich $\theta \leq 18.77^\circ$ deponierten Energien rekonstruierter Monte-Carlo-Ereignisse aus diffraktiven und nicht-diffraktiven Ereignissen gegenübergestellt. Die Standard-DIS-Ereignisse erreichen hier höhere Energien als die diffraktiven.

Abbildung 4.24 vergleicht die Rapidität η_{max} des Energie-Clusters, der am weitesten in Vorwärtsrichtung liegt und eine Energie von mehr als 400 MeV hat, der beiden Prozesse. Die nicht-diffraktiven Prozesse weisen keine Rapiditätslücke auf.

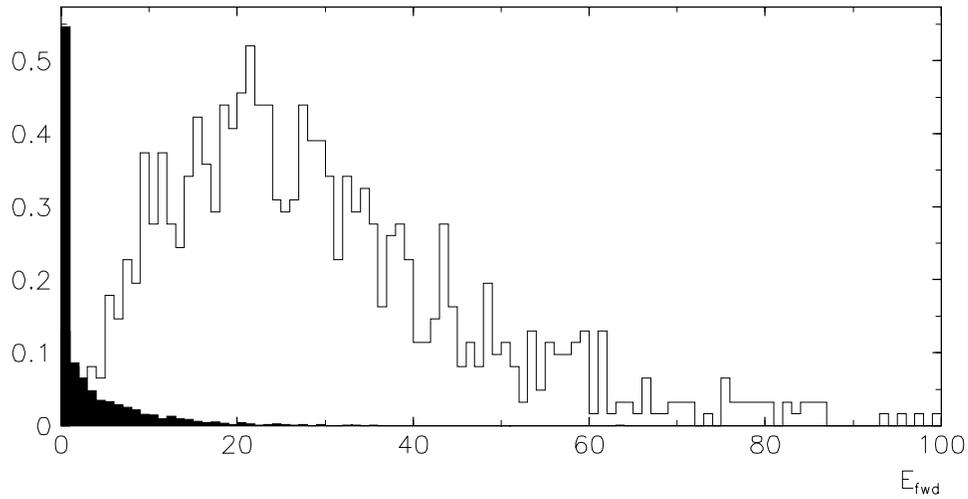


Abbildung 4.23: Vergleich der im Vorwärtsbereich des Kalorimeters deponierten Energie für diffraktive (schwarz) und nichtdiffraktive tiefinelastische Monte-Carlo-Ereignisse.

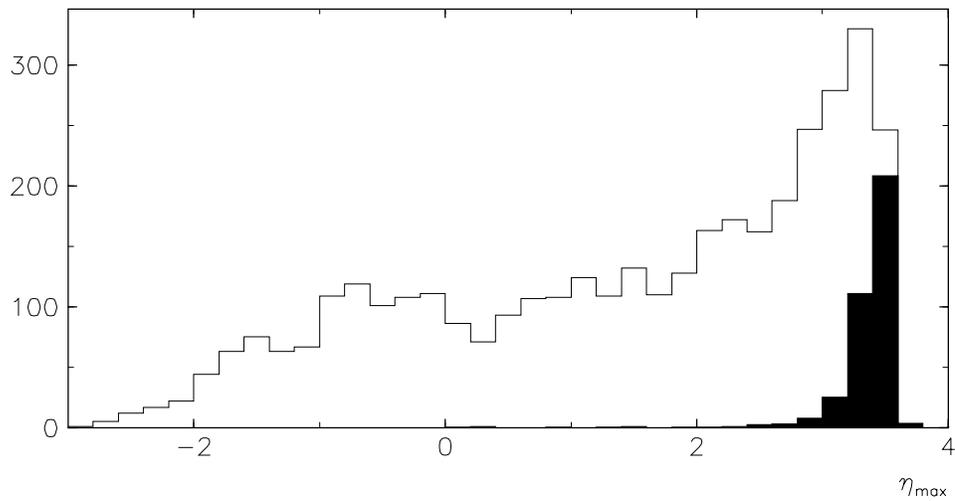


Abbildung 4.24: Vergleich der Rapidität η_{max} (Definition siehe Text) für diffraktive und nichtdiffraktive (schwarz) tiefinelastische Monte-Carlo-Ereignisse. Die Verteilungen sind nicht normiert.

Ein Vergleich der Effizienz für verschiedene mögliche Schnitte findet sich in Tabelle 4.3. Dabei bedeutet

$\sum E_h|_{\eta \geq 1.8}$ die Summe der Energien aller Kalorimeterzellen, deren Mittelpunkte einen Winkel $\theta \leq 18.77^\circ \hat{=} \eta \geq 1.8$ aufweisen,

E'_p die Energie gestreuten Protons und

η_{Proton} Rapidity des gestreuten Protons.

Die Effizienzen hängen nur wenig von der verlangten Mindestenergie pro Cluster und der Rapiditysgrenze ab. Die Wirkungsquerschnitte nach der Selektion $E'_e \geq 12 \text{ GeV}$, $\theta'_e \leq 172.5^\circ$, $0.05 \leq y \leq 0.6$ betragen $\sigma_{StDIS} = 61.2 \text{ nb}$ und $\sigma_{DiffDIS} = 16.9 \text{ nb}$.

Kriterium	Bruchteil der passierenden	
	DiffDIS- Ereignisse	StDIS- Ereignisse
$\eta_{max} \stackrel{!}{<} 1.8$	47.2%	0.04%
$\eta_{max} \stackrel{!}{<} 1.5$	42.0%	0.04%
$\sum E_h _{\eta \geq 1.8} \stackrel{!}{<} 10 \text{ GeV}$	89.3%	32.3%
$\sum E_h _{\eta \geq 1.8} \stackrel{!}{<} 15 \text{ GeV}$	95.0%	48.1%
$\sum E_h _{\eta \geq 1.8} \stackrel{!}{<} 20 \text{ GeV}$	98.1%	60.5%
$\eta_{Proton} \stackrel{!}{>} 5$	100%	2.3%
$E'_p \stackrel{!}{>} 740 \text{ GeV}^3$	100%	2.3%

Tabelle 4.3: Vergleich der Effizienz verschiedener Schnitte für diffraktive (DiffDIS) und nichtdiffraktive (StDIS) tiefinelastische Ereignisse nach vollständiger Simulation und Rekonstruktion.

Der direkte Schnitt auf die Rapidityslücke ist derjenige mit der niedrigsten Akzeptanz für Untergrund durch Standard-DIS-Prozesse, allerdings ist die Effizienz für diffraktive Ereignisse ebenfalls niedrig.

Es zeigt sich, daß der Schnitt auf die Summe der hadronischen Energie im Winkelbereich $\theta \leq 18.8^\circ \hat{=} \eta \geq 1.8$ die höchste Akzeptanz für diffraktive Ereignisse hat, jedoch auch einen großen Anteil an Untergrund zuläßt.

Der Nachweis des quasielastisch gestreuten Protons erlaubt die beste Identifizierung der diffraktiven Prozesse.

³Die Ereignisse sind so generiert, daß $x_F \leq 0.9$ gilt. Da $x_F \approx E'_p/E_p$, folgt $E'_p \geq 740 \text{ GeV}$. Auf die Rapidity des Protons ist nicht auf Generatorniveau geschnitten worden.

Kapitel 5

Ausblick

5.1 Jets

Bei Reaktionen, in denen einzelne, farbgeladene Quarks oder Gluonen freiwerden, müssen diese zu farblosen Hadronen kombiniert werden. Aus hochenergetischen Partonen entstehen eng kollimierte Bündel von Teilchen, sogenannte *Jets*. Zur Erkennung von Jets gibt es bei H1 mehrere Verfahren (Cone-¹, JADE-², Luclus-³, Arclus-⁴ und K_T -⁵-Algorithmus). Ein Vergleich dieser Algorithmen, die bei HERA verwendet werden, findet sich in [Hed93].

Wie in Abschnitt 1.3 dargestellt, erwartet man für eine Streuung an einem Quark des Pomerons zwei Jets, im Falle von Gluonen drei. Man geht davon aus, daß in beiden Fällen der Jet des Pomeron-Rests nicht beobachtet wird. Es sind Ereignisse mit einer Rapiditätslücke und Jet-Struktur beobachtet worden [Zeu94]. Es bleibt zu zeigen, ob anhand der Jetraten eine Trennung der Varianten für die Strukturfunktion möglich ist.

Die Untersuchungen ergeben, daß mit der bisherigen Selektion diffraktiver Ereignisse auf die Rapiditätslücke ($\eta_{max} \leq 1.8$) ein Massenbereich m_X ausgewählt wird, in welchem keine Jetbildung erwartet wird. Dies zeigt auch Abbildung 4.13 in Abschnitt 4.3: Die erzeugte invariante Masse m_X des hadronischen Endzustands liegt unter $15 GeV$.

¹Lucell: [Arn83]

²JADE: [Bar86]

³Luclus: [Sjo83]

⁴Arclus: [Lon93]

⁵ K_T : [Cat92]

Eine Lockerung des Schnitts auf die Elektron-Energie würde kinematische Bereiche mit hohen y -Werten zugänglich machen, in denen auch Ereignisse mit höheren m_X -Werten eine Rapiditätslücke im Flüssig-Argon-Kalorimeter aufweisen. Dies setzt aber eine bessere Trennung von Elektronen und Pionen im Rückwärtsbereich voraus, um den Photoproduktionsuntergrund gering zu halten. Dies wird voraussichtlich 1995 durch die Installation eines neuen Kalorimeters in Rückwärtsrichtung, das einen hadronischen Teil enthält, der Fall sein.

Eine neue Analyse [Uel94] benutzt die Vorwärtssysteme (Plug, Vorwärts-Myon-System und Protontagger), um diffraktive Ereignisse zu erkennen. Bei Standard-DIS-Prozessen wird in diesen Detektoren eine Energiedeposition des durch den Proton-Rest initiierten Target-Jet erwartet, für diffraktive Ereignisse jedoch nicht. Eine notwendige Bedingung, um ein Ereignis als Kandidaten für einen diffraktiven Prozess zu identifizieren, ist, daß keine Energie in den Vorwärtssystemen nachgewiesen wird. Durch diese Selektion läßt sich die Rapiditätslücke zu größeren η_{max} und somit zu größeren m_X ausdehnen. Abbildung 5.1 zeigt einen Kandidaten für ein diffraktives Ereignis mit Jetstruktur.

5.2 Erster Betrieb der Roman Pots

Zu Beginn der Datennahmeperiode 1994 wurden zwei Prototypen eines Roman-Pot-Detektors installiert und in Betrieb genommen [ROP94]. Ihre Position ist $z = 80.5 m$ und $z = 89.7 m$ in Protonrichtung. Sie sind mit zwölf Szintillatorplatten zu Triggerzwecken (*Trigger Tiles*) und, im Falle des "vorderen" Topfes ($81 m$) einem Prototyp eines Hodoskops aus szintillierenden Fasern instrumentiert. Jeweils drei Trigger Tiles sind zu einer Platte einer Fläche von $3 \times 6 cm^2$ zusammengesetzt. Vier in z -Richtung hintereinanderliegende Tiles einer Roman-Pot-Station werden zu sogenannten *Rows* zusammengefaßt. Diese Reihen werden mit a, b und c bezeichnet. Die beiden Hodoskope decken die der Ringmitte abgewandte Hälfte in x und die volle Höhe in y ab, siehe Abbildung 5.2. Die Trigger Tiles werden mit Photomultipliern ausgelesen, die Hodoskope mit positionsempfindlichen Photomultipliern.

Die Datenerfassung des FPS erfolgt zur Zeit noch unabhängig von der des H1-Detektors. Zusätzlich erfolgt eine Auslese der Triggerszintillatoren über das H1-Datennahme-System.

Zur Zeit befinden sich die Detektoren im "herausgefahrenen" Zustand, das bedeutet, daß sich der Boden des Tauchgefäßes in etwa $5 cm$ Abstand zur Strahlachse befindet. In dieser Position ist der Nachweis eines Protons direkt nicht möglich, jedoch können Teilchen, die durch Aufschauern des Protons an der Strahlrohrwand entstehen, nachgewiesen werden.

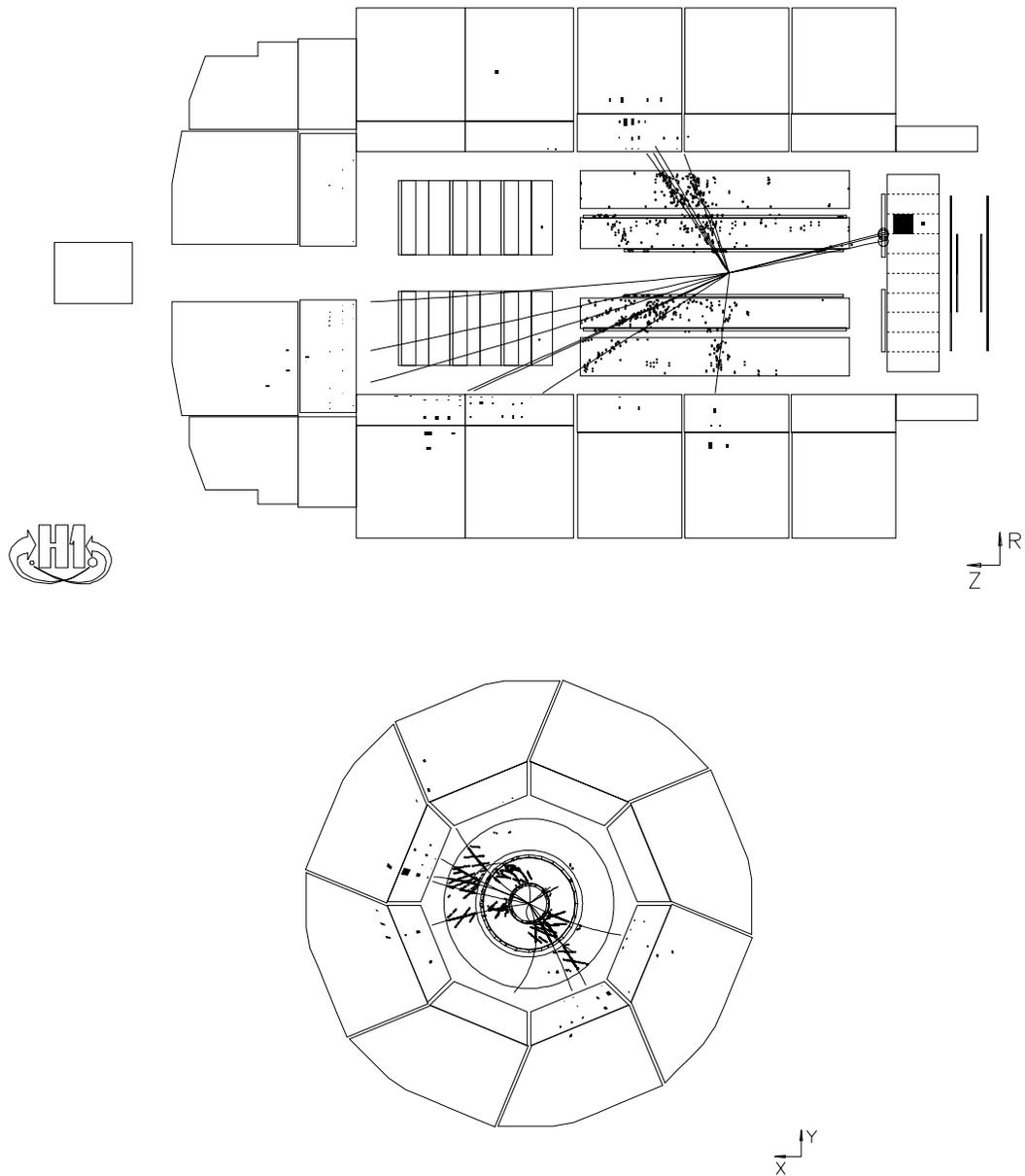


Abbildung 5.1: Ein diffraktives tiefinelastisches Ereignis mit Zwei-Jet-Struktur, selektiert von P. Uelkes. Das gestreute Elektron wird unter einem Winkel von $\theta'_e = 166^\circ$ mit einer Energie von $E'_e = 22.9 \text{ GeV}$ im Rückwärtskalorimeter nachgewiesen. In den Vorwärtssystemen ist wenig Energie deponiert. Zu erkennen sind zwei Jets.

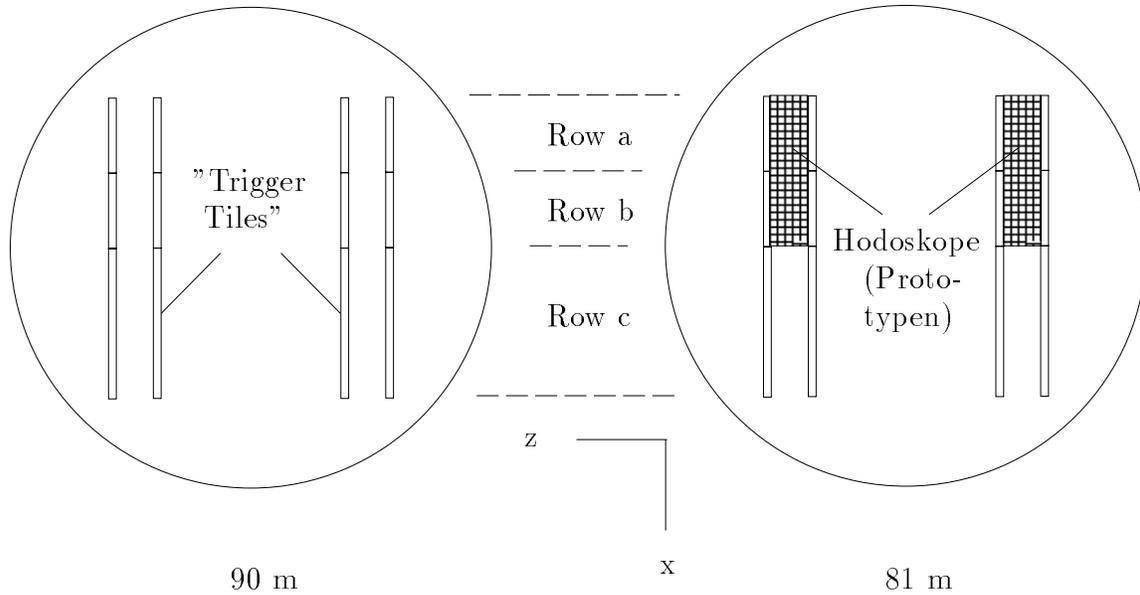


Abbildung 5.2: Der Prototyp des Vorwärts-Proton-Spektrometers. Die Roman-Pot-Station bei $z = 81\text{ m}$ ist mit einem Prototyp eines Hodoskops mit szintillierenden Fasern ausgestattet.

Für das Vorliegen eines FPS-Trigger-Signals ist das Ansprechen eines einzigen Trigger Tiles nicht ausreichend. Dies zeigt Abbildung 5.3, in der für die beiden Stationen getrennt nach Rows die Raten aufgetragen sind, und zwar für die Zeitscheiben $-5 \dots +3$, wobei eine Zeitscheibe 96 ns entspricht und $t = 0$ zu einem von H1 getriggerten Ereignis gehört. Dadurch, daß verlangt wird, daß mehrere Szintillatoren einer Row gleichzeitig ansprechen, wird ein deutliches Signal in der Zeitscheibe sichtbar, die mit einem Triggersignal im H1-Detektor korreliert ist.

Beobachtete Ereignistypen, die Signale in den Roman Pots erzeugten und gleichzeitig im H1-Detektor nachgewiesen wurden, waren tiefinelastische und Photoproduktionsereignisse, diffraktive Photoproduktionsereignisse, Vektormeson-Erzeugung und tiefinelastische diffraktive Streuung. Ein von H1 getriggertes tiefinelastisches Ereignis mit Rapiditätslücke und Einträgen in den Roman Pots zeigt Abbildung 5.4. Diese Art von Ereignissen, bei denen man das gestreute Proton mit dem Vorwärts-Protonspektrometer nachweist, werden Aufschluß über die Pomeron-Strukturfunktion geben.

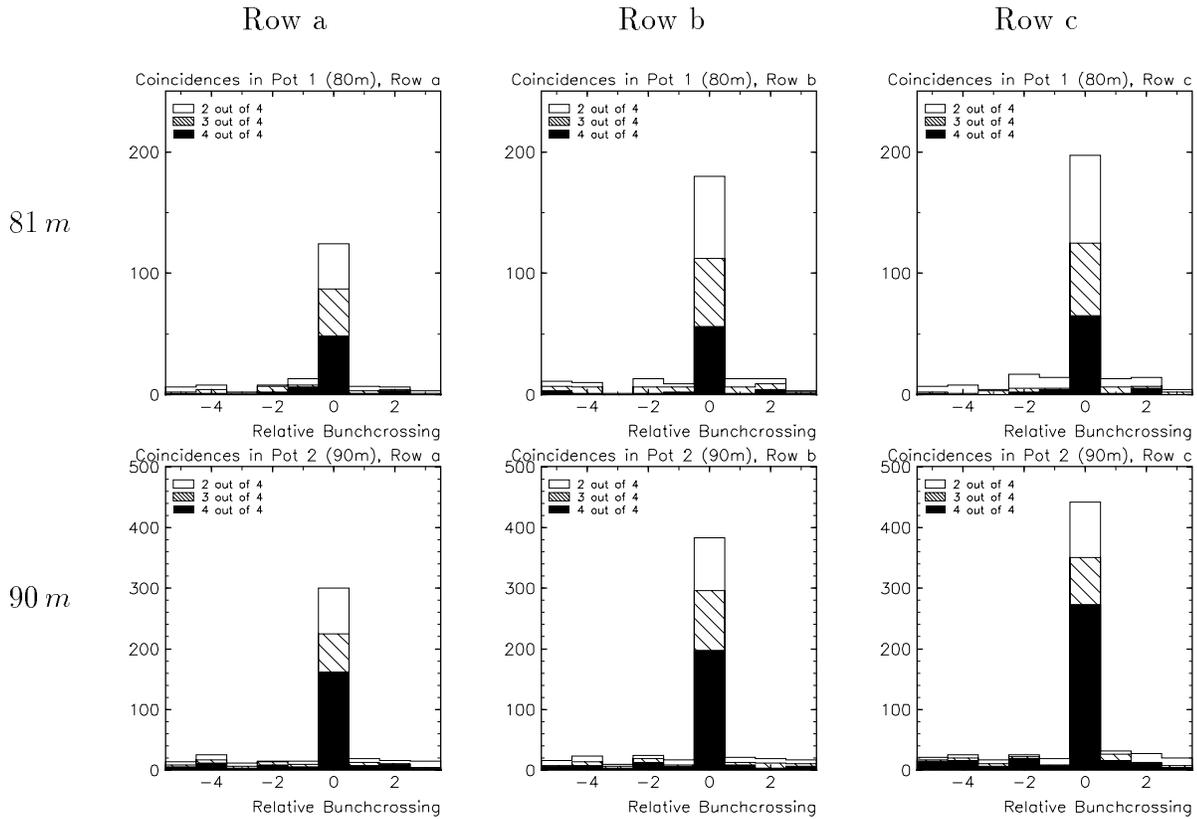


Abbildung 5.3: Die in den drei Rows a, b und c der beiden Stationen gesehenen Raten in den Zeitscheiben $-5 \dots +3$, wobei $t = 0$ die mit einem von H1 getriggerten Ereignis korrespondierende Zeitscheibe ist, mit unterschiedlich harten Koinzidenzforderungen. Es ist bereits ein deutliches Signal in der Soll-Zeitscheibe erkennbar, wenn eine 2-aus-4-Koinzidenz verlangt wird. (Aus [ROP94].)

Run 76767 Event 44217

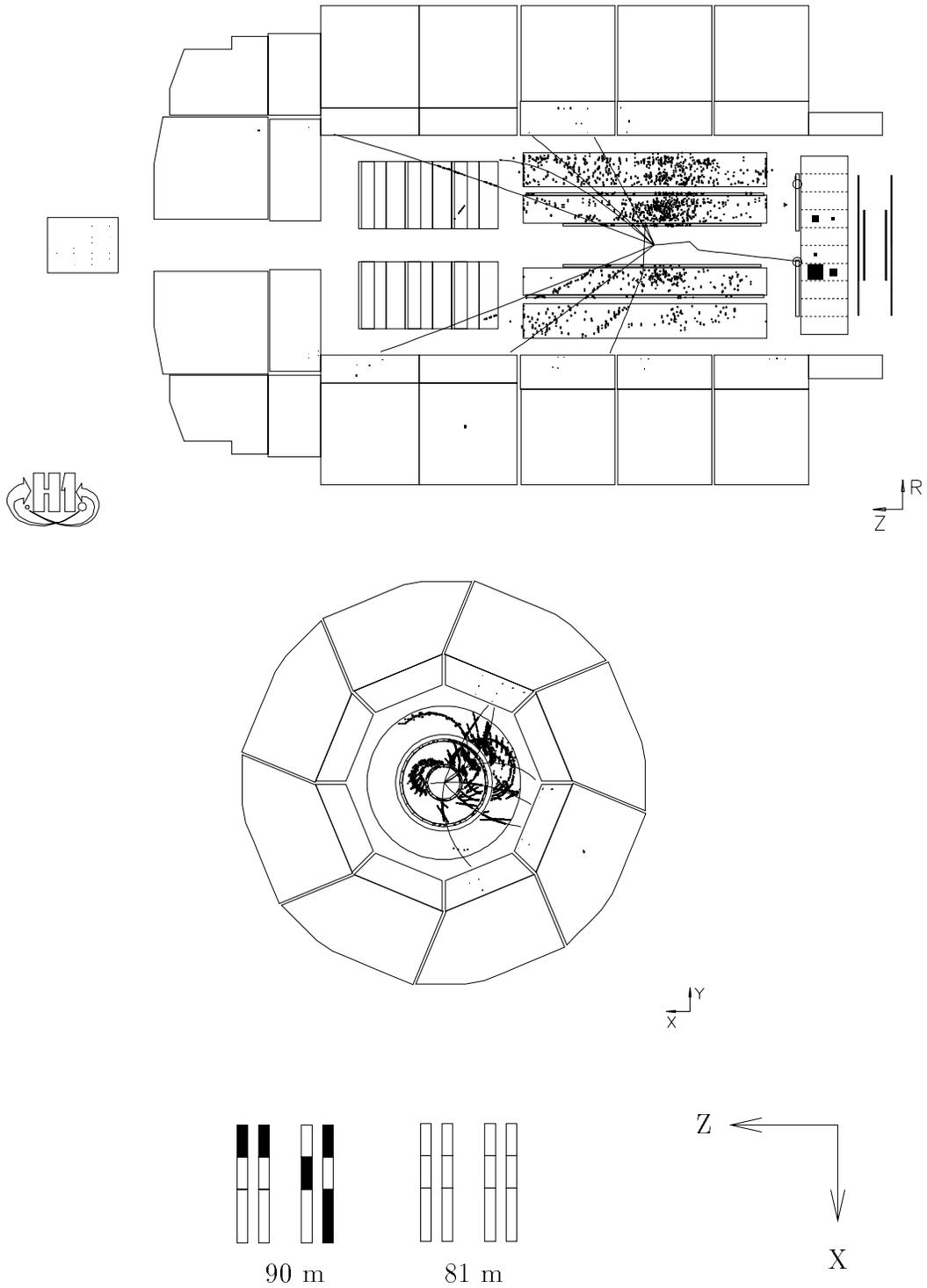


Abbildung 5.4: Ein Ereignis der Datennahmeperiode 1994 mit Rapiditätslücke und Treffern im Vorwärtsprotonenspektrometer (B. List). Die rekonstruierten Werte der kinematischen Variablen sind $Q^2 = 7.3 \text{ GeV}$, $x_{Bj} = 4.5 \cdot 10^{-4}$, $y = 0.18$. (Aus [ROP94].)

Zusammenfassung

Die Erweiterung des Konzepts der diffraktiven Streuung auf tiefinelastische ep -Prozesse bei HERA ist seit einiger Zeit in der Diskussion. Die Charakteristika der diffraktiven Streuung sind niedrige Multiplizitäten im Endzustand, eine quadratische Abhängigkeit von der erzeugten invarianten Masse, exponentielle Abhängigkeit von Impulsübertrag und, bedingt durch den Austausch eines farblosen Teilchens, des Pomerons, fehlender Farbfluß zwischen den Reaktionspartnern, der zu einer Rapiditätslücke führt.

Bei HERA reagiert das vom Elektron emittierte quasireelle Photon in weichen Prozessen als Vektormeson und tauscht in einem diffraktiven Prozeß ein Pomeron mit dem Proton aus. Das virtuelle Photon kann auch, analog zur tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuung, in einer tiefinelastischen Reaktion die Struktur des Pomerons auflösen: Das virtuelle Photon wechselwirkt mit einem Quark- oder Gluon-Konstituenten des Pomerons.

Mit Monte-Carlo-Generatoren wird diese Reaktion simuliert. Gegenstand dieser Arbeit ist unter anderem der Generator POMPYT, welcher die diffraktiv-tiefinelastischen Prozesse mit verschiedenen Strukturfunktionen des Pomerons bei einem quasielastisch gestreuten Proton beschreibt. Der Generator wurde im Rahmen dieser Arbeit in die H1-Software integriert.

Es wurde gezeigt:

- Der Monte-Carlo-Generator POMPYT gibt die Charakteristika der diffraktiven sowie der tiefinelastischen Prozesse wieder. Man findet, daß die Rapiditätslücke in vielen Fällen nicht im vom H1-Detektor abgedeckten Bereich liegt.
- Der Generator POMPYT beschreibt die nach einer Rapiditätslücke selektierten Daten gut. Jedoch schränkt diese Art, diffraktive Ereignisse zu erkennen, den kinematisch zugänglichen Bereich ein. Insbesondere kann keine signifikante Jetrates erwartet werden. Es ist daher notwendig, ein weiteres, unabhängiges Selektionskriterium zu verwenden. Dieses liefert zumindest für Prozesse, in denen das Proton nicht dissoziiert, der Nachweis des gestreuten Protons durch das aus Ablenkmagneten und Roman-Pot-Stationen gebildete Vorwärts-Proton-Spektrometer.

- Der Nachweis des gestreuten Protons im Vorwärts-Proton-Spektrometer ist zur Identifizierung der diffraktiven Prozesse geeignet. Die Akzeptanz reicht bis zu einer Energie der gestreuten Protonen von $E'_p \approx 810 \text{ GeV}$. Der Bruchteil, mit dem diffraktive Ereignisse erkannt werden, liegt, abhängig vom Abstand, den die Detektoren zur Strahlachse haben, bei mehreren Prozent. Dieser Nachweis erlaubt eine von der Rapiditätslücke unabhängige Selektion von Kandidaten für diffraktive Reaktionen.

In der Datennahmeperiode 1994 waren zwei Prototypen eines Roman-Pot-Detektors in einer Entfernung von 81 m und 90 m vom Wechselwirkungspunkt in Betrieb genommen. Es wurden erste tiefinelastische Ereignisse beobachtet, die ein Rapiditätslücke im Vorwärtsbereich und Aktivität in den Roman-Pot-Detektoren aufweisen.

Anhang A

Grenzen für t

In diesem Abschnitt bedeuten p und p' die Viererimpulse des ein- und auslaufenden Protons; $p = (E, 0, 0, p_z)$, $p' = (E', p'_x, p'_y, p'_z)$, $p_\perp^2 = p_x'^2 + p_y'^2$, $p'_z = x_F p_z$.

$$\begin{aligned} t &= (p - p')^2 = 2m_p - 2p^\mu p'_\mu \\ &= 2m_p - 2(E E' - p_z p'_z) \\ &= 2m_p - 2(E \sqrt{p_\perp^2 + x_F^2 p_z^2} + m_p^2 - x_F p_z^2) < 0. \end{aligned}$$

Hieraus erhält man

$$p_\perp = \sqrt{\frac{1}{4E^2} (2m_p^2 - t + 2x_F p_z^2)^2 - (x_F^2 p_z^2 + m_p^2)}.$$

Die Grenzen für t bestimmen sich aus der Bedingung $p_\perp^2 \stackrel{!}{\geq} 0$, also

$$\frac{1}{4E^2} (2m_p^2 - t + 2x_F p_z^2)^2 \stackrel{!}{\geq} (x_F^2 p_z^2 + m_p^2),$$

was auf

$$|t|^2 + 4(m_p^2 + x_F p_z^2)|t| + \underbrace{8m_p^2 x_F p_z^2 - 4m_p^2 p_z^2 - 4m_p^2 x_F^2 p_z^2}_{=-4m_p^2 p_z^2 (1-x_F)^2} \stackrel{!}{\geq} 0$$

führt. Damit sind alle $|t|$ mit $\max\{0, \min\{|t_1|, |t_2|\}\} < |t| < \max\{0, \max\{|t_1|, |t_2|\}\}$ ausgeschlossen, wobei $|t_1|$ und $|t_2|$ sich aus

$$\frac{1}{4E^2} (2m_p^2 - t + 2x_F p_z^2)^2 \stackrel{!}{=} (x_F^2 p_z^2 + m_p^2)$$

bestimmen.

Man erhält:

$$\begin{aligned}
 |t_{1,2}| &= -2(m_p^2 + x_F p_z^2) \pm \sqrt{4(m_p^2 + x_F p_z^2)^2 + 4m_p^2 p_z^2 (1 - x_F)^2} \\
 &= -2(m_p^2 + x_F p_z^2) \pm 2E \sqrt{m_p^2 + x_F^2 p_z^2}
 \end{aligned}$$

Die "-"-Lösung ist irrelevant, da sie < 0 ist. Es bleibt zu zeigen, daß die "+"-Lösung positiv ist und somit eine echte Schranke für $|t|$ darstellt:

$$|t_2| = -2(m_p^2 + x_F p_z^2) + \sqrt{4(m_p^2 + x_F p_z^2)^2 + 4m_p^2 p_z^2 (1 - x_F)^2} > 0,$$

da

$$\begin{aligned}
 \iff (m_p^2 + x_F p_z^2)^2 &< (m_p^2 + x_F^2 p_z^2)(m_p^2 + p_z^2) \\
 0 &< m_p^2 x_F^2 p_z^2 p_z^2 x_F^2 - 2m_p^2 x_F p_z^2 \\
 &= m_p^2 p_z^2 (1 - x_F)^2,
 \end{aligned}$$

was für $x_F < 1$ erfüllt ist.

Somit existiert für jede Wahl von x_F eine untere Schranke für $|t|$.

Anhang B

H1POMPYT

Die BOS-Textbanken MPOM, PPOM und PLIM enthalten die Werte der folgenden Steuervariablen, mit denen der H1-Job `pompyt` in der Version 1.0 gesteuert werden kann. Sie basiert auf PYTHIA 5.6 und JETSET 7.3. Die Bedeutung der einzelnen Werte der COMMON-Block-Variablen in POMPYT sind der Programmbeschreibung [POM93] zu entnehmen.¹

MPOM, PPOM MPOM und PPOM sind direkt korreliert mit den Arrays MPOM und PARPOM im COMMON-Block POMPAR in POMPYT.

PLIM

	korrespondierende Variable in POMPYT	Bedeutung
PLIM(1)	XML	untere Grenze für M_X
PLIM(2)	XMU	obere Grenze für M_X
PLIM(3)	XFL	untere Grenze für t
PLIM(4)	XFU	obere Grenze für t
PLIM(5)	TL	untere Grenze für x_F
PLIM(6)	TU	obere Grenze für x_F

Diese Variablen befinden sich im POMPYT-COMMON-Block POMLIM.

¹Inzwischen liegt die bezüglich Programmsteuerung erweiterte und verbesserte POMPYT-Version 2.3 vor, die als zusätzliche Prozesse Pion-Austausch und γp -Wechselwirkung sowie weitere Pomeron-Strukturfunktionen enthält.

Abbildungsverzeichnis

1.1	DIS-Feynmangraph	6
1.2	Das H1-Koordinatensystem	8
1.3	Streuung an einer schwarzen und an einer grauen Scheibe	9
1.4	Erzeugung von Resonanzen im s -Kanal und Wechselwirkung durch Teilchenaustausch im t -Kanal	10
1.5	Elastische und dissoziative diffraktive Prozesse	11
1.6	Die ρ -Trajektorie	12
1.7	Beiträge der Kopplungsfunktionen für den Wirkungsquerschnitt des einfach-dissoziativen diffraktiven Prozesses	13
1.8	Feynmangraphen zur diffraktiven Vektormeson-Proton-Streuung	16
1.9	Feynmangraphen zur harten diffraktiven ep -Streuung	17
1.10	Verschiedene Subprozesse der Reaktion $IP\gamma \rightarrow X'$	20
1.11	M_X^2 -Spektrum	21
1.12	Kandidat für ein diffraktives tiefinelastisches Ereignis	23
1.13	Feynmangraph zum Pion-Austausch	24
1.14	Beiträge diffraktiver und der Pion-Austausch-Prozesse zum totalen Wirkungsquerschnitt	25
2.1	Der Speicherring HERA	27
2.2	Der H1-Detektor	28

2.3	Dispersionskurven	30
2.4	Roman Pots	31
3.1	Ein POMPYT-Ereignis	36
3.2	POMPYT, Generatorebene: Energien aller stabilen Teilchen	40
3.3	POMPYT, Generatorebene: θ -Verteilung der Teilchen aus dem System X'	41
3.4	POMPYT, Generatorebene: Generierte Energie, aufgetragen gegen in H1 sichtbare Energie, $2^\circ \leq \theta \leq 175^\circ$	41
3.5	POMPYT, Generatorebene: Energie gegen Winkel der gestreuten Protonen	42
3.6	POMPYT, Generatorebene: Photonvirtualität Q^2	42
3.7	POMPYT, Generatorebene: x_{Bj}, y	43
3.8	POMPYT, Generatorebene: Pseudorapidität η für $Q^2 \geq 4GeV^2$ und $Q^2 \geq 100 GeV^2$	43
3.9	POMPYT, Generatorebene: Pseudorapiditätslücke	44
3.10	POMPYT, Generatorebene: p_z , aufgetragen gegen p_t des γ^*P -Systems	45
3.11	POMPYT, Generatorebene: $\ln M_X^2$	45
3.12	POMPYT, Generatorebene: t, x_p	46
3.13	POMPYT, Generatorebene: Multiplizitäten	46
3.14	POMPYT und RAPGAP, Generatorebene: η_{Proton}	48
3.15	POMPYT und RAPGAP, Generatorebene: x_p	49
3.16	POMPYT und RAPGAP, Generatorebene: η_{max}	49
4.1	Vergleich von generiertem und rekonstruiertem Wert für Q^2	52
4.2	Vergleich von generiertem und rekonstruiertem Wert für x_{Bj}	53
4.3	Vergleich von generiertem und rekonstruiertem Wert für y	53

4.4	Relativer Fehler der Energiebestimmung durch die Rekonstruktion . . .	54
4.5	Relativer Fehler in der Bestimmung der invarianten Masse des hadronischen Endzustands, m_X , nach Rekonstruktion	55
4.6	Vergleich zwischen rekonstruierten Monte-Carlo-Daten und Meßdaten: Im H1-Detektor deponierte Gesamtenergie	57
4.7	Vergleich zwischen rekonstruierten Monte-Carlo-Daten und Meßdaten: Energie im Vorwärtsbereich	57
4.8	Vergleich zwischen rekonstruierten Monte-Carlo-Daten und Meßdaten: Die kinematischen Variablen x_{Bj} und y	58
4.9	Vergleich zwischen rekonstruierten Monte-Carlo-Daten und Meßdaten: Die Photonvirtualität Q^2	59
4.10	Vergleich zwischen rekonstruierten Monte-Carlo-Daten und Meßdaten: η_{max}	59
4.11	Vergleich zwischen rekonstruierten Monte-Carlo-Daten und Meßdaten: Die Transversalimpulse aller Teilchen	60
4.12	$x_{\mathcal{P}}$ gegen η_{max} , generierte und nach Rapiditätslücke selektierte Ereignisse	62
4.13	m_X , generierte und nach Rapiditätslücke selektierte Ereignisse	62
4.14	Energie der gestreuten Protonen, E'_p , gegen den Impulsübertrag t	64
4.15	$x_{\mathcal{P}}$ gegen η_{max} , generierte und nach Koinzidenzen in Roman Pots selektierte Ereignisse	64
4.16	$m_{X,gen}$, generierte und nach Koinzidenzen in Roman Pots selektierte Ereignisse	65
4.17	$x_{\mathcal{P}}$ und t von nach Koinzidenzen in den Roman Pots selektierten Ereignissen, für verschiedene Abstände der Detektoren zur Strahlachse	66
4.18	Protonstreuwinkel θ'_p in Abhängigkeit von der Energie E'_p ; alle, 81 m \otimes 90 m und 90 m	67
4.19	Impulsübertrag t in Abhängigkeit von der Energie E'_p ; alle, 81 m \otimes 90 m und 90 m	67
4.20	η_{max} in Abhängigkeit von $x_{\mathcal{P}}$; alle, 81 m \otimes 90 m und 90 m	68

4.21	$x_{\mathcal{P}}$ und t ; alle, $81\text{ m} \otimes 90\text{ m}$ und 90 m	68
4.22	$m_{X,gen}$, alle, $81\text{ m} \otimes 90\text{ m}$ und 90 m	69
4.23	Vergleich der im Vorwärtsbereich deponierten Energien für diffraktive und Standard-DIS-Prozesse	70
4.24	Vergleich von η_{max} zwischen Standard-DIS- und diffraktiven Prozessen	70
5.1	Diffraktives tiefinelastisches Ereignis mit Zwei-Jet-Struktur	74
5.2	Prototyp des Vorwärts-Proton-Spektrometers	75
5.3	Unterdrückung des Untergrunds in den Roman Pots durch Forderung von Koinzidenzen	76
5.4	DIS-Ereignis mit Rapiditätslücke und Roman-Pot-Hits	77

Literaturverzeichnis

- [Alb81] G. Alberi, G. Goggi
Diffraction of Subnuclear Waves
Phys. Rep. **74**, No. 1 (1981) 1-207
- [And83] B. Anderson, G. Gustafson, G. Ingelman, T. Sjöstrand
Parton Fragmentation and String Dynamics
Phys. Rep. **97** (1983) 31-145
- [Arn83] G. Arnison et al., UA1 Collaboration
Observation of Jets in High Transverse Energy Events at the CERN Proton Antiproton Collider
Phys.Lett. B **123** (1983) 115-122
G. Arnison et al., UA1 Collaboration
Jet Fragmentation Into Charged Particles at the CERN Proton-Antiproton Collider
Phys.Lett. B **132** (1983) 223-229
- [Bar76] A.V. Barnes et al.
Pion Charge-Exchange Scattering at High Energies
Phys. Rev. Lett. **37**, No. 2 (1976) 76-79
- [Bar86] W. Bartel et al., JADE Collaboration
Experimental Studies on Multijet Production in e^+e^- Annihilation at PETRA Energies
Z. Phys. C **33** (1986) 23-31
S. Bethge et al., JADE Collaboration
Experimental Investigation of the Energy Dependence of the Strong Coupling Strength
Phys.Lett. B **213**, No. 2 (1988) 235-241
- [Bau78] T.H. Bauer, R.D. Spital, D.R. Yennie, F.M. Pipkin
The Hadronic Properties of the Photon in High-Energy Interactions
Phys. Rev. Mod. **50** (No.2) (1979) 261-436

- [Ben87] H.-U. Bengtsson, T. Sjöstrand
PYTHIA
 Computer Physics Commun. **46** (1987) 43
- [Bru93] P. Bruni, G. Ingelman
Diffractive Hard Scattering at ep and p \bar{p} Colliders
 DESY Report DESY-93-187 (1993) und in Proc. International Europhysics
 Conference on High Energy Physics, Marseille 1993, p. 595
Diffractive W and Z Production at p \bar{p} Colliders and the Pomeron Parton Con-
tent
 DESY Report DESY-93-019 und Phys. Lett. B **311** (1993) 317
- [Cal93] H1 Calorimeter Group
The H1 Liquid Argon Calorimeter System
 DESY Report DESY-93-078 (1993)
- [Cat92] S. Catani, Yu.L. Dokshitzer, B.R. Webber
The k_{\perp} -Clustering Algorithm for Jets in Deep Inelastic Scattering and Hadron
Collisions
 Phys. Lett. B **285** (1992) 291-299
- [Cha94] F. Charles, J.-F. Laporte, E. Perez
Deep Inelastic Scattering low and medium Q^2 events selection for 1993 data
 H1 note H1-05/94-357
- [Cof66] C. Coffin et al.
 π^+p Elastic Differential Cross Sections from 3.4 to 4 GeV/c
 Phys. Rev. Lett. **17** (1966) 458-461
- [Col77] P.D.B. Collins
An Introduction to Regge Theory and High Energy Physics
 Cambridge University Press (1977)
- [Coo81] R.L. Cool et al.
Diffraction Dissociation of π^{\pm} , K^{\pm} , and p^{\pm} at 100 and 200 GeV/c
 Phys. Rev. Lett. **47** (1981) 701-704
- [Don88] A. Donnachie, P.V. Landshoff
Hard Diffraction: Production of High p_T Jets, W or Z, and Drell-Yan Pairs
 Nucl. Phys. B **303** (1988) 634-652
- [Don92] A. Donnachie, P.V. Landshoff
Total Cross Sections
 Nucl. Phys. B **296** (1992) 227-232

- [Gou83] K. Goulianos
Diffractive Interactions of Hadrons at High Energies
 Phys. Rep. **101** (1981) 169-219
- [Hed93] V. Hedberg, C. Jacobsson, L. Jönsson, G. Ingelman
Study of Jet Reconstruction Algorithms for HERA ep-Collider Events
 DESY Report DESY-93-190
- [H193] H1 Collaboration
The H1 Detector at HERA
 DESY Report DESY-93-103
- [H194] H1 Collaboration
Deep Inelastic Scattering Events with a Large Rapidity Gap
 DESY Report DESY-94-133 (submitted to Nucl.Phys. B)
- [Ing85] G. Ingelman, P.E. Schlein
Jet Structure in High Mass Diffractive Scattering
 Phys. Lett. B **152**, No. 3,2 (1985) 256-260
- [Ing90] G. Ingelman
Small-x and the Pomeron Structure in QCD
 Nucl. Phys. B (Proc.Suppl.) 18C (1990) 172-186
- [Ing93] G. Ingelman
Partons and QCD Effects in the Pomeron
 DESY Report DESY-93-109 (1993)
- [IPr93] G. Ingelman, K. Prytz
The Pomeron Structure in DIS and Gluon Recombination Effects
 Z. Phys. C **58** (1993) 285-293
- [Jan93] T. Jansen
Impulsaufösung des Vorwärts-Proton-Spektrometers
 Vortrag im Roman Pot Meeting (9.2.1993)
- [Jun93] H. Jung
Charge Exchange Reactions
 Vortrag in der Diffractive Working Group
- [Kai89] A.B. Kaidalov
Diffractive Production Mechanisms
 Phys. Rep. **50**, No. 3 (1979) 157-226
- [Lan90] P.V. Landshoff
Diffractive Processes
 Nucl. Phys. **B** (Proc. Suppl.) 12, (1990) 397-412

- [Lap93] J.-F. Laporte
ELAN miniDST Selection used for DIS analysis of H1 1992 DATA: Technical references
 H1 note H1-04/93-284
- [Lis93] B. List
Diffraktive J/ψ -Produktion in Elektron-Proton-Stößen am Speicherring HERA
 Diplomarbeit Technische Universität Berlin (1993)
 H1 note H1-10/93-319
- [Lon93] L. Lönnblad
ARCLUS- A new jet clustering algorithm inspired by the Colour Dipole Model
 Z. Phys. C **58** (1993) 471-478
- [Low75] F.E. Low
Model of the Bare Pomeron
 Phys. Rev. D **12** (1975) 163-173
- [Nik92] N.N. Nikolaev, B.G. Zakharov
Pomeron structure function and diffraction dissociation of virtual photons in perturbative QCD
 Z. Phys. C **53** (1992) 331-345
- [Nus76] S. Nussinov
Perturbative Recipe for Quark-Gluon Theories and some of its Applications
 Phys. Rev. D **14** (1976) 246-257
- [Per82] D.H. Perkins
Introduction to High-Energy Physics
 2nd Edition, Addison-Wesley (1982)
- [PDG92] K. Hisaka et al., Particle Data Group
Review of Particle Properties
 Phys. Rev. D **45**, No. 11 (1992)
- [POM93] P. Bruni, G. Ingelman
POMPYT version 1.0 – A Monte Carlo to Simulate Diffractive Hard Scattering Processes
 (unpublished manual), DESY Report in Vorbereitung
 siehe auch [Bru93]
- [RAP93] H. Jung
Hard Diffractive Scattering in High-Energy e-p-Collisions and the Monte Carlo Generator RAPGAP
 DESY Report DESY-93-182 (1993)

- [Reg59] T. Regge
Introduction to Complex Orbital Momenta
 Nuovo Cim. **14** (1959) 951
- [ROP94] H1 Collaboration
Proposal for a Forward Proton Spectrometer for H1
 (in Vorbereitung) (1994)
- [Sch93] G. Schuler, T. Sjöstrand
Towards a Complete Description of High-Energy Phenomenology
 CERN Preprint CERN-TH. 6837/93, Geneva
- [Sjo83] T. Sjöstrand
The LUND Monte Carlo for e^+e^- -Jet Physics
 Computer Physics Commun. **28** (1983) 229, *ibid.* **43** (1987) 367
- [Sjo86] T. Sjöstrand
JETSET
 Computer Physics Commun. **39** (1986) 347
- [Sjo87] T. Sjöstrand, M. Bengtsson
JETSET
 Computer Physics Commun. **43** (1987) 367
- [Sjo88] T. Sjöstrand, M. Bengtsson
Status of Fragmentation Models
 Int. J. Mod. Phys. A **3** (1988) 751-823
- [Sjo89] T. Sjöstrand et al. in 'Z Physics at LEP1', ed. G. Altarelli, R. Kleiss and C. Verzegnassi
QCD Generators
 CERN 89-08 (Geneva, 1989) Vol. 3, 143-177
- [Uel94] P. Uelkes
 Vortrag auf dem HADES-Meeting, Diffractive Subgroup (29.6.94)
- [Zeu94] ZEUS Collaboration
Observation of Jet Production in Deep Inelastic Scattering with a Large Rapidity Gap at HERA
 DESY Report DESY-94-063 und Phys. Lett. B **332** (1994) 228-243

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Dies betrifft vor allem diejenigen Mitglieder der H1-Kollaboration, die für eine angenehme und produktive Arbeitsatmosphäre gesorgt haben, indem sie mir Unterstützung gewährten, wann immer ich sie brauchte.

Mein spezieller Dank gilt

Herrn Prof. Dr. K. Heilig für die Vergabe und Betreuung der Arbeit,
Herrn Prof. Dr. N. Dragon für die "Starthilfe" und die Übernahme des Koreferats,
Herrn Prof. Dr. W. Bartel für die äußerst angenehme und gründliche Betreuung am DESY sowie für die ständige Bereitschaft, Zeit für Diskussionen aufzubringen, und alle Arten von Ermutigung,
Herrn Dr. G. Ingelman und Herrn Dr. P. Bruni für die vielfältige Hilfe nicht nur in POMPYT-Angelegenheiten,
den Herren B. List und U.-P. Krüger als "betreuenden Doktoranden" für Diskussionen, Rat und Hilfe in Physik- und Unix-Fragen und für viel Korrekturlesen,
Herrn Dr. O. Dünger für die kompetente und umfangreiche BOS-, FPack- und Unix-Beratung,
den Mitgliedern der "Diffractive Working Group", vor allem Herrn Dr. T. Greenshaw und Herrn J. Phillips für die gute Zusammenarbeit beim Vergleich mit Daten und mit RAPGAP,
den Mitgliedern der "Roman Pot Collaboration", insbesondere den Herren B. List, T. Jansen und T. Wilksen,
Herrn G. Schmidt für das Korrekturlesen einer frühen Version sowie
den Diplomanden, Doktorandinnen, Doktoranden und PostDocs der Myongruppe für die vielen Diskussionen und Auflockerung des Alltags.

Ich versichere, diese Arbeit unter Angabe aller wesentlichen Hilfsmittel und Quellen selbständig angefertigt zu haben.