Photoproduktion bei HERA unter Nachweis eines gestreuten Protons im H1-Vorwärtsprotonspektrometer

Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von
Carsten Wittek
aus Hamburg

Hamburg
1997

Gutachter der Dissertation:	Prof. Dr. F.-W. Büßer Prof. Dr. W. Schmidt-Parzefall
Gutachter der Disputation:	Prof. Dr. F.-W. Büßer Prof. Dr. G. Heinzelmann
Datum der Disputation:	02.02.1998
Dekan des Fachbereichs Physik und Vorsitzender des Promotionsausschusses:	Prof. Dr. G. Kramer

Abstract

Photoproduction at HERA detecting a scattered proton with the H1 Forward Proton Spectrometer

In this thesis the measurement of the differential semi-inclusive cross section in Photoproduction with a leading proton is presented. The data were taken 1995 using the H1 detector at the HERA *ep* storage ring, the corresponding integrated Luminosity is $\mathcal{L} = 2.05\,\mathrm{pb}^{-1}$. Protons were measured in the energy range of $580\,\mathrm{GeV} < E_{p'} < 740\,\mathrm{GeV}$ having a transverse momentum of $p_\perp < 200\,\mathrm{MeV/c}$. The cross section $\mathrm{d}\sigma(\gamma p \to Xp')/\mathrm{d}E_{p'}$ was calculated at $<W> \; = <\sqrt{s_{\gamma p}}> = 90$, 187 and 231 GeV.

The detection of leading protons with the H1 Forward Proton Spectometer (FPS) was possible for the first time in 1995. The FPS consists of two detector stations at 81 and 90 m and the proton magnets located between these stations and the interaction vertex. Using the measured proton track and the known beam optics, the proton energy $E_{p'}$ and the scattering angle $\vartheta_{p'}$ at vertex position are reconstructed. The resolution is $\Delta E_{p'} = 2 - 6\,\mathrm{GeV}$, $\Delta\vartheta_x = 5 - 10\,\mu\mathrm{rad}$ and $\Delta\vartheta_y = 5 - 100\,\mu\mathrm{rad}$ depending on the other quantities at a time. These values meet the design requirements.

The selection efficiency and acceptance as well as corrections used for the cross section measurement are calculated. The differential cross section is of the order of 7 nb/GeV and does within errors not depend on $E_{p'}$ and $<W>$. A Regge fit shows the data to be compatible with π° exchange. To get information about the contribution from hard Photoproduction 2-jet events have been selected using a cone algorithm. The 2-jet cross section is of the order of 140 pb/GeV. A comparison with predictions of the POMPYT model shows that the jet data can be described by Pion and Pomeron exchange within the Regge picture.

Kurzfassung

Gegenstand dieser Arbeit ist die Bestimmung des differentiellen, semi-inklusiven Wirkungsquerschnitts für Photoproduktionsereignisse mit einem unter kleinem Winkel in Vorwärtsrichtung gestreuten Proton. Die untersuchten Daten wurden 1995 am HERA-Speicherring mit dem H1-Detektor aufgezeichnet und entsprechen einer integrierten Luminosität von $\mathcal{L} = 2.05\,\mathrm{pb}^{-1}$. Es wurden Protonen im Energiebereich von $580\,\mathrm{GeV} < E_{p'} < 740\,\mathrm{GeV}$ mit einem Transversalimpuls von $p_\perp < 200\,\mathrm{MeV/c}$ gemessen. Der Wirkungsquerschnitt $\mathrm{d}\sigma(\gamma p \to Xp')/\mathrm{d}E_{p'}$ wurde für $<W> \; = <\sqrt{s_{\gamma p}}> = 90$, 187 und 231 GeV bestimmt.

Zum Nachweis der unter kleinem Winkel in Vorwärtsrichtung gestreuten Protonen, wurde erstmals das H1-Vorwärtsprotonspektrometer benutzt. Das Vorwärtsprotonspektrometer besteht aus zwei Detektorstationen bei 81 und 90 m, sowie aus den Magneten des Protonstrahlrohrs, die sich zwischen den Stationen und dem Wechselwirkungspunkt befinden. Mit der gemessenen Protonspur und der bekannten Dispersion der Magnetstrecke werden die Energie $E_{p'}$ und der Streuwinkel $\vartheta_{p'}$ des Protons am Wechselwirkungspunkt rekonstruiert. Die erreichte Auflösung beträgt $\Delta E_{p'} = 2 - 6\,\mathrm{GeV}$, $\Delta\vartheta_x = 5 - 10\,\mu\mathrm{rad}$ und $\Delta\vartheta_y = 5 - 100\,\mu\mathrm{rad}$ in Abhängigkeit von den jeweils anderen Größen. Diese Werte sind in Übereinstimmung mit den Konstruktionsvorgaben für das Vorwärtsprotonspektrometer.

Die Selektionseffizienz und die Akzeptanz, sowie Korrekturen zur Bestimmung des Wirkungsquerschnitts wurden ermittelt. Der differentielle Wirkungsquerschnitt liegt in der Größenordnung von 7 nb/GeV und zeigt im Rahmen der Fehler keine Abhängigkeit von $E_{p'}$ und $<W>$. Eine Anpassung mit den Vorhersagen der Regge-Theorie zeigt, daß die betrachteten Daten mit der Annahme von π°-Austausch verträglich sind. Um Informationen über den Anteil harter Photoproduktionsprozesse zu gewinnen, wurde mit Hilfe eines sogenannten Kegel-Algorithmus eine Selektion von 2-jet Ereignissen durchgeführt. Der 2-jet Wirkungsquerschnitt ist in der Größenordnung von 140 pb/GeV. Ein Vergleich mit den Vorhersagen des POMPYT Modells zeigt, daß eine Beschreibung der Jetdaten im Regge-Bild mit Anteilen des Pion- und des Pomeron-Austauschs möglich ist.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung

Streuexperimente hochenergetischer Leptonen an Hadronen haben in den letzten 30 Jahren wesentlich zum Verständnis über den Aufbau der Materie beigetragen. So wurde in den späten sechziger Jahren die Substruktur des Protons am SLAC entdeckt und mit den von Gell-Mann postulierten Quarks identifiziert.

Der Speicherring HERA ermöglicht Kollisionen von Positronen (Elektronen) mit einer Energie von 27.6 GeV und Protonen mit einer Energie von 820 GeV. Die erreichbare Schwerpunktsenergie beträgt $\sqrt{s} \approx 300\,\mathrm{GeV}$, was etwa eine Größenordnung mehr als bei Experimenten mit stationärem Target ist. Damit lassen sich Untersuchungen tiefunelastischer Streuprozesse bei großen Impulsüberträgen bis $Q^2 \approx 10^5\,\mathrm{GeV}^2$ als auch bei sehr kleinen Impulsbruchteilen $x \approx 5 \cdot 10^{-6}$ des gestreuten Quarks durchführen. Es ist möglich, Strukturen im Proton bis zu einer Größe von etwa 10^{-18} m aufzulösen.

Die Wechselwirkung bei Positron-Proton-Reaktionen[1] wird durch ein virtuelles Austauschboson (γ, Z°, oder $W^\pm$) vermittelt. Aufgrund der $1/Q^4$-Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von Photonaustausch, spielen die Beiträge der Eichbosonen der schwachen Wechselwirkung erst bei hohen $Q^2 \approx 10^4\,\mathrm{GeV}^2$ eine nicht vernachlässigbare Rolle.

Reaktionen mit Photonaustausch bei $Q^2 \gtrsim 4\,\mathrm{GeV}^2$ werden als tiefunelastische Streuung (DIS) bezeichnet. Die tiefunelastische Streuung wird mittels störungstheoretischer Quantenchromodynamik als Streuung eines punktförmigen, virtuellen Photons an einem Parton des Protons betrachtet, da die Wellenlänge des Photons ($\sim 1/Q$) sehr viel kleiner als der Protonradius ist. Ist die Virtualität des Photons (Q^2) klein und die Streuung erfolgt durch (quasi-)reelle Photonen, spricht man von Photoproduktion. Photoproduktion zeigt Merkmale von Hadron-Hadron-Reaktionen, was in Vektormeson-Dominanz-Modellen durch Fluktuation des Photons in ein virtuelles Vektormeson erklärt wird. Photoproduktionsereignisse können bei HERA bis zu einer Schwerpunktsenergie im Photon-Proton-System von $W_{\gamma p} \approx 250\,\mathrm{GeV}$ durchgeführt werden.

Ein wesentliches Merkmal von Hadron-Hadron-Reaktionen ist der hohe Anteil diffraktiver Prozesse, deren Kennzeichen ein exponentieller Abfall der Verteilung des Impulsübertrags t, ein sich mit der Schwerpunktsenergie nur schwach ändernder Wirkungsquerschnitt und im Falle der Dissoziation eines der Streupartner ein zu $\exp(bt)/M^2$ proportionales Massespektrum sind. Unter diffraktiver Streuung versteht man einen Prozeß, bei dem die Stoßpartner peripher kollidieren. Dabei ist die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung groß und Störungsrechnung daher zur Berechnung der Wirkungsquerschnitte im all-

---

[1] 1995 wurde HERA mit Positronen betrieben. Wenn nicht anders angegeben, wird im folgenden nicht zwischen Elektronen und Positronen unterschieden.

gemeinen nicht anwendbar. Eine erfolgreiche Beschreibung ermöglicht die Regge-Theorie, welche die Wechselwirkung durch Austausch sogenannter Regge-Trajektorien beschreibt. Die diffraktive Streuung wird von einer farbneutralen Trajektorie mit den Quantenzahlen des Vakuums, der Pomeron-Trajektorie, vermittelt. In bestimmten kinematischen Bereichen, z.B. bei einem relativen Energieverlust des Protons größer als 5 – 10 %, tragen weitere Trajektorien, besonders die f- und π-Trajektorie zum Wirkungsquerschnitt bei.

Diffraktive Prozesse spielen bei HERA eine große Rolle, so wurde 1993 bei etwa 10 % der tiefunelastischen Ereignisse die Abwesenheit von Teilchen im Winkelbereich gefunden, der zwischen Protonrest und der Richtung des gestreuten Partons liegt [52, 53]. Diese Lücke in der Pseudorapidität $\eta = -\ln\tan\vartheta/2$ wird nicht erwartet, wenn man annimmt, daß zwischen dem gestreuten Quark und dem Protonrest ein Farbfeld besteht. Ein Farbfeld führt bei der Fragmentation zur Produktion von Hadronen, die diese Lücke auffüllen würden. Streuprozesse mit einer Rapiditätslücke lassen sich durch ein Modell der Streuung an einem farbneutralen Bestandteil des Protons erklären, welcher mit dem Pomeron identifiziert wird.

Es gibt eine Klasse von Ereignissen unter Austausch von Regge-Trajektorien, die sich durch ein hochenergetisches Proton (oder Neutron beim π^+-Austausch) im Endzustand auszeichnen, welches unter kleinem Winkel ($\vartheta \lesssim 1\,\mathrm{mrad}$) gestreut wird. Diese können im zentralen H1-Detektor nicht nachgewiesen werden, da sie ihn durch das Strahlrohr verlassen. Ihr Nachweis ist aber zur Prozeßidentifizierung und zur Messung aller kinematischen Größen des Endzustands unabdingbar, weshalb man spezialisierte Detektoren in einer Entfernung von ca. 50 – 100 m vom Zentraldetektor aufgebaut hat.

Am H1-Detektor werden seit 1995 zwei Detektorstationen in 81 und 90 m Entfernung vom Wechselwirkungspunkt betrieben. Sie sind ausgestattet mit Spurdetektoren aus szintillierenden Fasern, die mit positionsempfindlichen Vielkanalphotomultipliern ausgelesen werden. Zusammen mit den Magneten des Protonstrahlrohrs bilden die Detektorstationen das H1-Vorwärtsprotonspektrometer. Zur Messung des Protonimpulses und des Streuwinkels am Wechselwirkungspunkt nutzt man die bekannte Ablenkung des gestreuten Protons im Feld der Fokussiermagneten der Protonmaschine.

Ziel dieser Arbeit ist es, unter Nachweis hochenergetischer Protonen mit dem Vorwärtsprotonspektrometer, den differentiellen Wirkungsquerschnitt $\mathrm{d}\sigma(\gamma p \to Xp')/\mathrm{d}E_{p'}$ für Photoproduktionsprozesse zu messen. Die Analyse erfolgt für Protonen mit einem Transversalimpuls von $p_\perp < 200\,\mathrm{MeV/c}$ und Energien von $580\,\mathrm{GeV} < E_{p'} < 740\,\mathrm{GeV}$.

Kapitel 1

Physik hochenergetischer Positron-Proton-Streuung

In diesem Kapitel werden zunächst die kinematischen Größen zur Beschreibung von *ep*-Streuung und die der diffraktiven Streuung definiert. Es folgt eine Einführung in die Theorie hochenergetischer *ep*-Streuung mit dem Schwerpunkt auf den Bereichen, die für diese Analyse benutzt werden. Es wird die Darstellung des Streuwirkungsquerschnitts mit Strukturfunktionen vorgestellt. Besonders die Photon-Proton-Streuung und die Photoproduktion sind für diese Arbeit von Bedeutung. Für das Verständnis der Photon-Proton-Streuung widmet sich ein Abschnitt der Struktur des Photons im Rahmen von Vektor-Meson-Dominanz-Modellen. Die Regge-Theorie wird eingeführt, da sie speziell für diffraktive Streuung von Bedeutung ist. Auf den Pion-Austausch wird in einem eigenen Abschnitt eingegangen, er trägt in dem kinematischen Bereich dieser Messung wesentlich zum Wirkungsquerschnitt bei. Weitere Abschnitte behandeln den Strukturfunktionsformalismus, sowie alternative Modelle zur Beschreibung diffraktiver Prozesse. Der letzte Abschnitt beschäftigt sich mit der Implementierung der Modelle in den für diese Arbeit verwendeten Monte-Carlo-Simulationsprogrammen.

1.1 Kinematik

Abbildung 1.1 zeigt schematisch die Reaktion $e + p \rightarrow l + X$ im Quark-Parton-Modell für Photonaustausch. Das einlaufende Positron e wechselwirkt mit dem einlaufenden Proton p über den Austausch eines virtuellen Photons (γ^*). Im Ausgangszustand befindet sich ein auslaufendes Lepton (hier: ein Positron) l und der hadronische Endzustand X. Die Reaktion kann auch durch ein virtuelles Z° oder $W^\pm$, den Austauschbosonen der schwachen Wechselwirkung vermittelt werden. Im Falle des W-Austausches findet sich im Endzustand ein (Anti-)Neutrino anstelle des Positrons, man spricht von Reaktionen des geladenen Stroms (CC). Analog werden γ-, und Z°-Austausch als neutraler Strom (NC) bezeichnet. Im Quark-Parton-Modell streut das Austauschboson an einem Parton des Protons.

Im folgenden bezeichnen k und k' die Vierervektoren des einlaufenden und des auslaufenden Positrons; der Viererimpuls des einlaufenden Protons sei P. Ferner bezeichnen E_e,

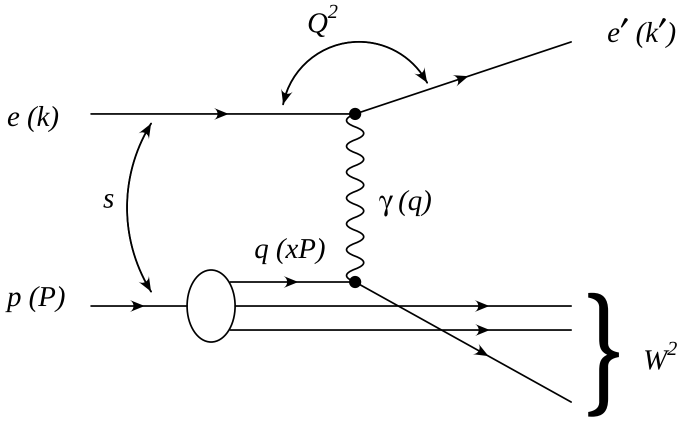


Abbildung 1.1: *ep-Streuung unter Austausch eines virtuellen Photons im Quark-Parton-Modell.*

E_p und E'_e die Energien von einlaufendem Positron e und Proton p, sowie auslaufendem Positron e' im Laborsystem; der Streuwinkel des Positrons sei ϑ_e. Die quadrierte Schwerpunktsenergie s ist gegeben durch:

$$s = (k+P)^2 \approx 4E_eE_p \tag{1.1}$$

Die Näherung erhält man nach Vernachlässigung der Teilchenmassen, welches bei HERA-Energien eine gute Näherung ist. Falls nicht anders angegeben, werden die Teilchenmassen auch im folgenden vernachlässigt. Der Viererimpulsübertrag

$$Q^2 = -q^2 = -(k-k')^2 = 4E_eE'_e\cos^2\frac{\vartheta_e}{2} \tag{1.2}$$

ist ein Maß für die Virtualität des ausgetauschten Photons. Er bestimmt ferner das Auflösungsvermögen für Strukturen im Proton bei der Streuung, dieses beträgt etwa $\lambda = 1/Q$. Die Inelastizität

$$y = \frac{q\cdot P}{k\cdot P} = 1 - \frac{E'_e}{E_e}\sin^2\frac{\vartheta_e}{2} \tag{1.3}$$

entspricht im Quark-Parton-Modell dem relativen Energieverlust des Elektrons im Ruhesystem des Protons. Die Bjorken-Skalenvariable x ist definiert als:

$$x = \frac{Q^2}{2q\cdot P} = \frac{E_eE'_e\cos^2\frac{\vartheta_e}{2}}{E_p(E_e - E'_e\sin^2\frac{\vartheta_e}{2})} \tag{1.4}$$

Sie ist im Quark-Parton-Modell der Impulsbruchteil des Protons, den das Parton trägt. Aus der Energieerhaltung folgt:

$$Q^2 = xys \tag{1.5}$$

Die Variablen sind somit nicht unabhängig voneinander.

Eine weitere wichtige Größe ist die invariante Masse des hadronischen Endzustandes, bzw. der Schwerpunktsenergie im Photon-Proton-System:

$$W^2 = (q+P)^2 = ys - Q^2 = Q^2\frac{1-x}{x} = 4\cdot\left[E_pE_e - E_pE'_e\sin^2\frac{\vartheta_e}{2} - E_eE'_e\cos^2\frac{\vartheta_e}{2}\right] \tag{1.6}$$

1.1.1 Kinematik diffraktiver ep-Streuung

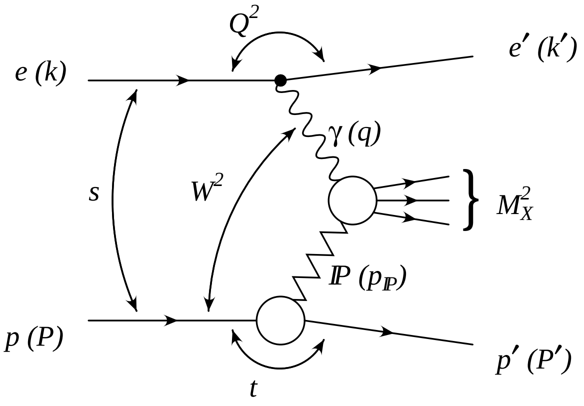


Abbildung 1.2: *Diffraktive ep-Streuung.*

Die diffraktive ep-Streuung ist in Abbildung 1.2 dargestellt, die Gegebenheiten am leptonischen Vertex sind unverändert. Das virtuelle Photon wechselwirkt bei der diffraktiven Streuung mit einem farbneutralen Bestandteil des Protons. Im Bild der Regge-Theorie (siehe Abschnitt 1.4) wird diffraktive Streuung durch Pomeron-Austausch ($I\!P$) beschrieben. Weitere sogenannte Trajektorien, wie ω-, f-, a- und die Pion-Trajektorie können ausgetauscht werden. Die Kinematik ist in allen Fällen die gleiche, daher kann „Pomeron“ hier durch jede andere Trajektorie ersetzt werden.

Im folgenden wird auf die kinematischen Größen eingegangen, die bei den diffraktiven Streuprozessen eine Rolle spielen. Neben x, y und Q^2 werden weitere kinematische Größen verwendet. Im folgenden bezeichnen P' den Viererimpuls, $E_{p'}$ die Energie und $p_{\perp,p'}$ den Transversalimpuls des auslaufenden Protons, sowie m_p dessen Ruhemasse. Dann ist $p_{I\!P} = P - P'$ der Viererimpuls des Pomerons ($I\!P$). Die Größe $x_{I\!P}$ bezeichnet den Bruchteil des Protonimpulses, den das Proton bei der Streuung verliert:

$$x_{I\!P} = \frac{p_{I\!P} \cdot q}{P \cdot q} = \frac{M_X^2 + Q^2 - t}{W^2 + Q^2 - m_p^2} \tag{1.7}$$

$$= 1 - \frac{E_{p'}}{E_p} \tag{1.8}$$

Mit dieser Beziehung läßt sich auch das Quadrat der invarianten Masse des hadronischen Endzustands X berechnen. Für den Viererimpulsübertrag am Protonvertex gilt

$$\begin{aligned} t &= p_{I\!P}^2 = (P - P')^2 \\ &\approx t_{\min} - \frac{p_{\perp,p'}^2}{1 - x_{I\!P}} \end{aligned} \tag{1.9}$$

wobei $t_{\min}$ der minimale Impulsübertrag ist, der für die Reaktion notwendig ist:

$$t_{\min} = -\frac{x_{I\!P}^2 m_p^2}{1 - x_{I\!P}} \tag{1.10}$$

Nimmt man an, das Pomeron besäße eine Substruktur, ist es zweckmäßig β als Impulsbruchteil des gestreuten Partons am Pomeron zu definieren:

$$x = \beta \cdot x_{\mathbb{P}} \tag{1.11}$$

1.2 Streuwirkungsquerschnitt und Strukturfunktionen

Der totale differentielle Wirkungsquerschnitt für tiefunelastische Reaktionen des neutralen Stromes kann mit drei Strukturfunktionen $F_{1,2,3}$ in Abhängigkeit von x und Q^2 folgendermaßen ausgedrückt werden [51]:

$$\frac{\mathrm{d}^2\sigma(e^{\pm}p)}{\mathrm{d}x\mathrm{d}Q^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4}\left[y^2 xF_1(x,Q^2) + (1-y)F_2(x,Q^2) \mp \left(y - \frac{y^2}{2}\right) xF_3(x,Q^2)\right] \tag{1.12}$$

Dieser sogenannte Born-Wirkungsquerschnitt berücksichtigt nur die störungstheoretisch niedrigste Ordnung der elektroschwachen Wechselwirkung ohne QED.

Über die Einführung der longitudinalen Strukturfunktion F_L, wird eine Beziehung zwischen F_1 und F_2 hergestellt:

$$F_L \equiv F_2 - 2xF_1 \tag{1.13}$$

In der Näherung des Quark-Parton-Modells, welches die Konstituenten des Protons als nicht wechselwirkende, punktförmige Teilchen mit Spin $\frac{1}{2}$ behandelt, wird $F_L = 0$, und man erhält die Callan-Gross-Beziehung $F_2 = 2xF_1$. Terme höherer Ordnung der störungstheoretischen Quantenchromodynamik bewirken eine Proportionalität von F_L zur Kopplungskonstanten der starken Wechselwirkung α_s.

Im Quark-Parton-Modell lassen sich die Strukturfunktionen folgendermaßen berechnen:

$$F_2^{\mathrm{L,R}}(x,Q^2) = \sum_f [xq_f(x,Q^2) + x\bar{q}_f(x,Q^2)]A_f^{\mathrm{L,R}}(Q^2) \tag{1.14}$$

$$xF_3^{\mathrm{L,R}}(x,Q^2) = \sum_f [xq_f(x,Q^2) - x\bar{q}_f(x,Q^2)]B_f^{\mathrm{L,R}}(Q^2) \tag{1.15}$$

Dabei sind $xq_f(x,Q^2)$ und $x\bar{q}_f(x,Q^2)$ die Wahrscheinlichkeiten ein Quark, bzw. ein Antiquark der Sorte f mit dem Impulsbruchteil x im Proton zu treffen, A_f und B_f sind die Kopplungskonstanten an das Austauschboson.

Die Kopplungskoeffizienten A_f und B_f sind unterschiedlich für links- (L) und rechtshändige (R) Elektronen, bzw. Positronen, sie können folgendermaßen geschrieben werden:

$$A_f^{\mathrm{L,R}}(Q^2) = e_f^2 - 2e_f(v_e \pm a_e)v_f P_Z + (v_e \pm a_e)^2(v_f^2 + a_f^2)P_Z^2 \tag{1.16}$$

$$B_f^{\mathrm{L,R}}(Q^2) = \mp 2e_f(v_e \pm a_e)a_f P_Z + (v_e \pm a_e)^2 v_f a_f P_Z^2 \tag{1.17}$$

Wobei e_f die elektrische Ladung eines Partons der Sorte f in Einheiten der Elementarladung ist, $v_f = [T_{3f} - 2e_f \sin^2\theta_W]/\sin^2\theta_W$ und $a_f = T_{3f}/\sin^2\theta_W$ sind die Standardmodell-Größen Vektor- und Axialkopplung ausgedrückt durch die dritte Komponente des schwachen Isospins. Es gilt $T_3 = -\frac{1}{2}$ für linkshändige Elektronen und d-Quarks, $T_3 = \frac{1}{2}$ für linkshändige Positronen und u-Quarks und $T_3 = 0$ für rechtshändige Elektronen und

Quarks. $P_Z = Q^2/(Q^2 + M_z^2)$ schließlich ist das Verhältnis von $Z°$- und γ-Propagator. In den obigen Ausdrücken gilt das $(-)$ für linkshändige Elektronen und rechtshändige Positronen. Für einen unpolarisierten Positronstrahl ergibt sich der Wirkungsquerschnitt als der Mittelwert von links- und rechtshändigem Querschnitt.

Ist Q^2 klein ($Q^2 \ll M_Z^2$), können alle Terme mit P_Z vernachlässigt werden und nur Photonaustausch spielt eine Rolle. Für die Koeffizienten A_f und B_f gilt dann

$$A_f = e_f^2, \quad B_f = 0$$

und somit

$$F_2(x, Q^2) = \sum_f [xq_f(x, Q^2) + x\bar{q}_f(x, Q^2)]e_f^2 \tag{1.18}$$

$$F_3(x, Q^2) = 0 \tag{1.19}$$

Damit und unter Verwendung von F_L vereinfacht sich der totale differentielle Wirkungsquerschnitt zu:

$$\frac{\mathrm{d}^2\sigma(e^\pm p)}{\mathrm{d}x\mathrm{d}Q^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4}\left[(1 + (1-y)^2)F_2(x, Q^2) - y^2 F_L(x, Q^2)\right] \tag{1.20}$$

1.2.1 Photon-Proton-Streuung

Die Formel (1.20) beschreibt die Positron-Proton-Streuung neutralen Stroms in dem Bereich wo nur der Photonaustausch eine Rolle spielt und Beiträge des $Z°$-, bzw. W-Austausches vernachlässigt werden können ($Q^2 \ll M_Z^2$). Das Positron kann als Quelle virtueller Photonen betrachtet werden, die mit dem Proton wechselwirken. Es ist daher möglich, die ep-Streuung als Photon-Proton-Streuung anzusehen und den Wirkungsquerschnitt dieser Reaktion für Photonen der Energie ν und der Virtualität q^2 folgendermaßen zu schreiben:

$$\sigma_T(\nu, q^2) = \frac{4\pi^2\alpha}{\nu} W_1(\nu, q^2) \tag{1.21}$$

$$\sigma_L(\nu, q^2) = \frac{4\pi^2\alpha}{\nu}\left[\left(1 - \frac{\nu^2}{q^2}\right) W_2(\nu, q^2) - W_1(\nu, q^2)\right] \tag{1.22}$$

wobei σ_T und σ_L die Wirkungsquerschnitte für transversal und longitudinal polarisierte Photonen bezeichnen und W_1 und W_2 die zwei unabhängigen Terme der allgemeinsten Form des hadronischen Tensors $W^{\mu\nu}$ sind, der die Wechselwirkung am hadronischen Vertex beschreibt.

Um diesen Ausdruck mit dem Wirkungsquerschnitt tiefunelastischer ep-Streuung (Gleichung (1.20)) in Beziehung zu setzen, müssen die $W_i(\nu, q^2)$ mittels einer Variablentransformation in die $F_i(x, Q^2)$ überführt werden, wobei $x = Q^2/(2P \cdot q) = Q^2/(2m_p\nu)$ und $Q^2 = -q^2$ ist. Dann erhält man:

$$F_1(x, Q^2) = \frac{Q^2}{4\pi^2\alpha}\frac{1}{2x}\sigma_T(x, Q^2) \tag{1.23}$$

$$F_2(x, Q^2) = \frac{Q^2}{4\pi^2\alpha}\left(1 - \frac{4m_p^2x^2}{ys}\right)(\sigma_T(x, Q^2) + \sigma_L(x, Q^2)) \tag{1.24}$$

Mit der Gleichung (1.13) ergibt sich für F_L:

$$F_L(x,Q^2) = \frac{Q^2}{4\pi^2\alpha}\sigma_L(x,Q^2) \tag{1.25}$$

Man erkennt, daß xF_1 den Teil des Wirkungsquerschnitts beschreibt, der durch den Austausch transversal polarisierter Photonen vermittelt wird, F_2 die Summe von transversalem und longitudinalem und F_L nur den longitudinalen Anteil.

Mit einer Variablentransformation und unter Vernachlässigung der Protonmasse, kann der totale differentielle Wirkungsquerschnitt für Photonaustausch in Abhängigkeit von y und Q^2 geschrieben werden als:

$$\frac{\mathrm{d}^2\sigma(e^{\pm}p)}{\mathrm{d}y\mathrm{d}Q^2} = \frac{\alpha}{2\pi}\frac{1}{yQ^2}[(1+(1-y)^2)\sigma_T(y,Q^2) + 2(1-y)\sigma_L(y,Q^2)] \tag{1.26}$$

Führt man nun das Verhältnis R von longitudinalem zu transversalem Wirkungsquerschnitt ein:

$$R(x,Q^2) \equiv \frac{\sigma_L}{\sigma_T} = \frac{F_L(x,Q^2)}{2xF_1(x,Q^2)} \tag{1.27}$$

ergibt sich die Beziehung zwischen den totalen Wirkungsquerschnitten transversal und longitudinal polarisierter virtueller Photonen und der Strukturfunktion F_2:

$$\sigma_T(x,Q^2) = \frac{4\pi^2\alpha}{Q^2}\left(1+\frac{4m_p^2x^2}{Q^2}\right)\frac{1}{1+R(x,Q^2)}\cdot F_2(x,Q^2) \tag{1.28}$$

Mit dieser Relation kann der totale Photoproduktionswirkungsquerschnitt parametrisiert werden, wie im folgenden Abschnitt gezeigt wird.

1.2.2 Photoproduktion

Von Photoproduktion spricht man im Grenzfall $Q^2 \to 0$, die Wechselwirkung wird durch quasi-reelle Photonen vermittelt. In diesem Fall kann der Beitrag von longitudinal polarisierten Photonen vernachlässigt werden:

$$Q^2 \approx 0 \quad \Rightarrow \quad \sigma_L = 0, \quad R = 0 \quad \text{und} \quad F_L = 0$$

Die Bjorken-Skalenvariable wird dann Null (mit 1.6) und hat keine physikalische Bedeutung mehr:

$$x = \frac{Q^2}{Q^2+W^2-m_p^2} \approx \frac{Q^2}{W^2} \approx 0$$

Mit Gleichung 1.2 folgt, daß der Streuwinkel des Positrons fast 180° beträgt, die Variable y vereinfacht sich daher zu:

$$y \approx 1 - \frac{E_e'}{E_e} \tag{1.29}$$

Die invariante Masse des gesamten hadronischen Endzustandes, bzw. die Schwerpunktsenergie im Photon-Protonsystem läßt sich nähern durch:

$$W_{\gamma p}^2 = W^2 = ys(1-x) \approx ys \tag{1.30}$$

Die invarianten Masse des hadronischen Endzustands X bei der diffraktiven Streuung läßt sich nähern zu:

$$M_X^2 = x_{\mathbb{P}} ys + t \approx x_{\mathbb{P}} W^2 \tag{1.31}$$

Bei Vernachlässigung des Beitrages longitudinal polarisierter Photonen zum Wirkungsquerschnitt, kann $\sigma_T(x, Q^2)$ mit dem totalen Photoproduktionsquerschnitt $\sigma_{\text{tot}}^{\gamma p}$ gleichgesetzt werden. Mit Gleichung 1.28 folgt für den totalen Wirkungsquerschnitt *reeller* Photon-Proton-Streuung, der nur von einer kinematischen Variable (hier wurde $W_{\gamma p}$ gewählt) abhängt:

$$\sigma_{\text{tot}}^{\gamma p}(W_{\gamma p}) = \frac{4\pi^2\alpha}{Q^2} F_2(x, Q^2)\Big|_{Q^2=0} \tag{1.32}$$

Daraus folgt, daß $F_2 \propto Q^2$ für $Q^2 \to 0$, da der Wirkungsquerschnitt eine endliche Größe ist.

Die Messung des totalen Photoproduktionswirkungsquerschnitts über eine Messung von F_2 bei $Q^2 = 0$ ist praktisch nicht möglich, daher geht man vom differentiellen Wirkungsquerschnitt in Formel (1.26) aus. Schreibt man die Formel für den Grenzfall reeller Photoproduktion, so erhält man:

$$\frac{\mathrm{d}^2\sigma(ep)}{\mathrm{d}y\mathrm{d}Q^2} = \frac{\alpha}{2\pi Q^2}\left(\frac{(1+(1-y)^2)}{y}\right) \cdot \sigma_{\text{tot}}^{\gamma p}(ys) \tag{1.33}$$

Eine verbesserte Beschreibung ergibt sich, wenn man die erweiterte Weizsäcker-Williams-Näherung [6, 7, 8] für den Photonfluß verwendet:

$$\frac{\mathrm{d}^2\sigma(ep)}{\mathrm{d}y\mathrm{d}Q^2} = \mathcal{F}_{\gamma/e}(y, Q^2) \cdot \sigma_{\text{tot}}^{\gamma p}(ys) \tag{1.34}$$

Dabei ist

$$\mathcal{F}_{\gamma/e}(y, Q^2) = \frac{\alpha}{2\pi Q^2}\left(\frac{(1+(1-y)^2)}{y} - \frac{2(1-y)}{y}\frac{Q^2_{\text{min}}}{Q^2}\right) \tag{1.35}$$

und $Q^2_{\text{min}} = m_e^2 y^2/(1-y)$ ist die minimale Virtualität des Photons bei festem y. Die erweiterte Weizsäcker-Williams-Näherung für den Photonfluß $\mathcal{F}_{\gamma/e}$ gibt die Wahrscheinlichkeit an, daß ein Photon mit dem Energieanteil y und der Virtualität Q^2 vom Positron abgestrahlt wird. In dieser Betrachtungsweise wird die Positron-Proton-Streuung in zwei Schritte unterteilt: die Abstrahlung des Photons ist unabhängig von der anschließenden Wechselwirkung.

1.3 Die Struktur des Photons

Für das Verständnis der Photon-Proton-Streuung wird in diesem Abschnitt auf die Struktur des Photons und den Zusammenhang von Photon-Hadron- und Hadron-Hadron-Reaktionen eingegangen.

In der Klassifizierung der Elementarteilchen spielt das Photon die Rolle des Eichbosons und punktförmigen Teilchens, welches die elektromagnetische Wechselwirkung vermittelt. Es gibt weiterhin Gemeinsamkeiten von Reaktionen mit Photonaustausch mit hadronischen Wechselwirkungen, die darauf hindeuten, daß Photon-Proton-Wechselwirkungen gut im

Rahmen von Hadron-Hadron-Wechselwirkungen verstanden werden können. Die auffälligste Ähnlichkeit zwischen diesen Reaktionstypen ist die Abhängigkeit des totalen Wirkungsquerschnitts von der Schwerpunktsenergie (Abbildung 1.3). Sowohl Hadron-Proton-, als auch Photon-Proton-Reaktionen haben eine Resonanzregion bei kleinen Energien. Zu höheren Energien, ab einigen GeV, wird die Abhängigkeit strukturlos und flach und zeigt einen universellen, leichten Anstieg bei hohen Energien. Der totale Photon-Proton-Wirkungsquerschnitt ist etwa um den Faktor der Feinstrukturkonstanten kleiner als der Hadronische.

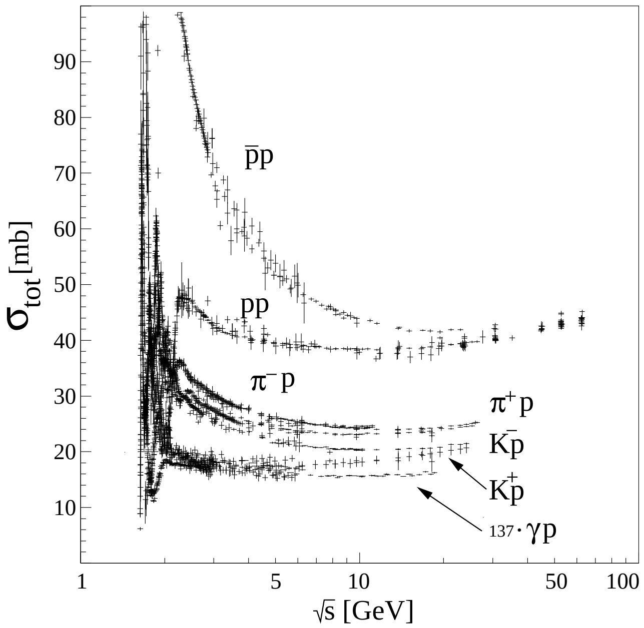


Abbildung 1.3: *Totale Wirkungsquerschnitte für Hadron-Hadron- und Photon-Hadron-Prozesse. (Aus [12])*

Ein weiterer Hinweis auf die hadronische Natur von Photon-Hadron-Wechselwirkungen ergibt sich aus dem Vergleich des Verhältnisses des elastischen Wirkungsquerschnitts zum totalen Wirkungsquerschnitt von Hadron-Hadron-Reaktionen mit Photon-Reaktionen (Abbildung 1.4). Für hadronische Reaktionen beträgt das Verhältnis etwa 10 – 20 %. Für den rein elektromagnetischen Prozeß der Proton-Compton-Streuung liegt es in der Größenordnung von α. Es erreicht aber für den totalen elastischen Querschnitt von Photon-Hadron-Reaktionen dasselbe Verhältnis wie bei Hadron-Hadron-Reaktionen. Dies wird durch den Beitrag von diffraktiver Photoproduktion neutraler Vektormesonen ($\gamma p \to V p'$) erklärt.

Desweiteren ist die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von der Masse M_X^2 von diffraktiven Prozessen, bei denen einer der Streupartner dissoziiert im Rahmen der Meßgenauigkeit gleich für elastische Hadron-Proton-Streuung und elastische Photoproduktion von Vektormesonen.

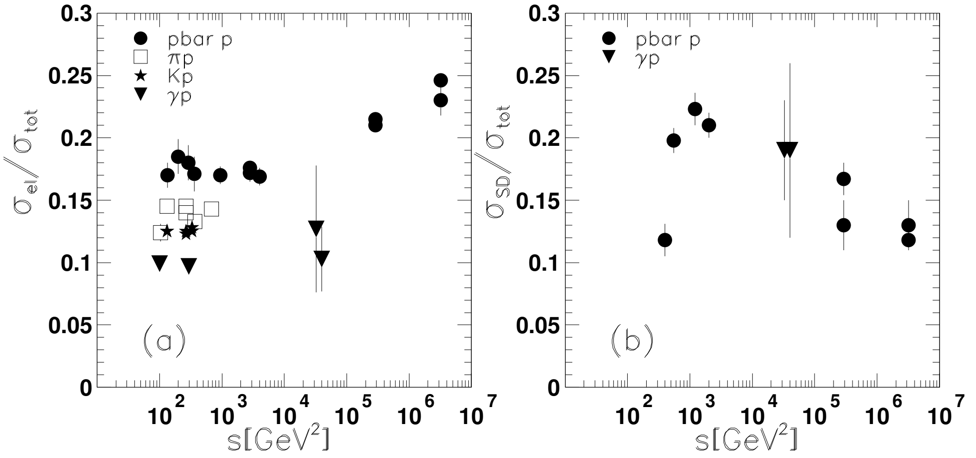


Abbildung 1.4: *Relativer Anteil des elastischen (a) und einfach diffraktiv-dissoziativen (b) Prozesses am totalen Wirkungsquerschnitt von Hadron-Hadron- und Photon-Hadron-Reaktionen. (Aus [14])*

1.3.1 Das Vektor-Meson-Dominanz-Modell

Die geschilderten Beobachtungen führten zur Formulierung des *Vektor-Meson-Dominanz-Modells* (VMD) [13], in welchem das Photon in ein hadronisches System mit den Quantenzahlen eines Vektormesons V fluktuieren kann und dann mit dem Proton wechselwirkt. Eine Bestätigung für diesen Ansatz erhält man aus dem Vergleich der Zeit t_f für die Fluktuation eines Photons in ein $q\bar{q}$-Paar (mit der Unschärferelation ergibt sich $t_f \approx 2E_\gamma/(Q^2+m_V^2)$) und der Wechselwirkungszeit t_{int}. Für reelle und quasi-reelle Photonen läßt sich zeigen, daß $t_f \gg t_{\mathrm{int}}$ gilt [14] und dieser Reaktionstyp mit großer Wahrscheinlichkeit zu erwarten ist.

Das VMD-Modell beschreibt das Photon als die Superposition eines „reinen“ Photons $|\gamma_{\mathrm{b}}>$, welches in der einfachsten Form des Modells überhaupt nicht mit Hadronen wechselwirkt, und eines hadronischen Anteils $\sqrt{\alpha}\,|h>$:

$$|\gamma> = \sqrt{Z_3}\,|\gamma_{\mathrm{b}}> + c\sqrt{\alpha}\,|h> \tag{1.36}$$

Dabei ist $Z_3 = 1 - c^2\alpha$ notwendig für die Normierung von $|\gamma>$ und $c = \mathcal{O}(1)$. Der Zustand $|h>$ muß dieselben Quantenzahlen wie das Photon haben ($J^{PC} = 1^{--}$, $Q = B = S = 0$), was für neutrale Vektormesonen im Grundzustand der Fall ist. Im einfachsten VMD-Modell ist die hadronische Komponente eine Superposition der drei Vektormesonen ρ^0, ω und ϕ:

$$c\sqrt{\alpha}\,|h> = \sum_{V=\rho^0,\omega,\phi} \frac{e}{f_V}\,|V> . \tag{1.37}$$

Der Faktor $(e/f_V)^2 = 4\pi\alpha/f_V^2$ ist die Wahrscheinlichkeit für den Übergang $\gamma \to V$. Anpassungen an Niederenergiemeßwerte ergeben für diese Faktoren 2.20 für das ρ^0, 23.6 für das ω und 18.4 für das ϕ [9]. Daraus ergibt sich die Wahrscheinlichkeit, das Photon im VMD-Zustand vorzufinden zu 0.4 %. Der γp-Wirkungsquerschnitt ist nur deshalb von

VMD-Reaktionen dominiert, weil der hadronische $\rho^0 p$-Wirkungsquerschnitt viel größer als der punktförmige γp-Wirkungsquerschnitt ist.

Die elastische Photoproduktion von Vektormesonen ist in Abbildung 1.5a) gezeigt. Damit sich im Endzustand ein reelles Vektormeson befinden kann, muß die Wechselwirkung durch einen farbneutralen Zustand, das Pomeron ($\mathbb{P}$), vermittelt werden (siehe Abschnitt 1.4). Bei dieser Reaktion können das Vektormeson (Abbildung 1.5b), das Proton, oder beide dissoziieren, man spricht von einfach (SD) oder zweifach (DD) dissoziativer, diffraktiver Photoproduktion. Abbildungsteil (c) steht für nicht diffraktive unelastische Streuung, die nur mit phänomenologischen Modellen beschrieben werden kann.

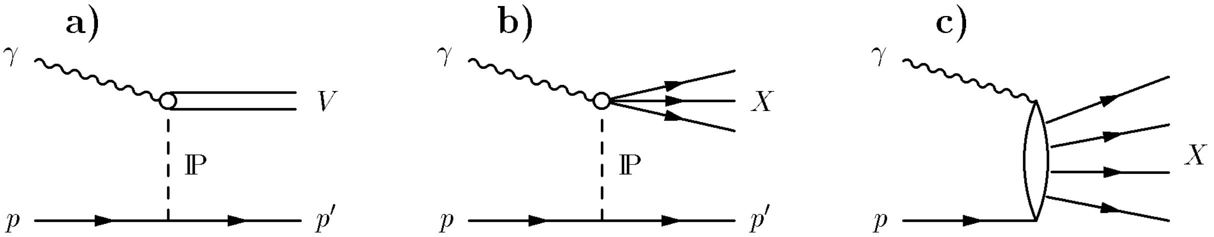


Abbildung 1.5: *Beispiele für weiche Photoproduktion: a) diffraktiv elastisch, b) diffraktive Photondissoziation und c) nicht diffraktiv, unelastisch.*

Während diese Form des VMD-Modells Photoproduktionsexperimente mit einem stationärem Target gut beschreibt, ergeben sich Abweichungen bei hohen Energien, bzw. bei hohem Transveralimpuls im Endzustand (harte Photoproduktion). Diese werden in erweiterten VMD-Modellen berücksichtigt.

Eine Erweiterungsmöglichkeit sind sogenannte direkte Ereignisse, bei denen das reine Photon $|\gamma_b>$ mit einem Parton des Protons wechselwirkt (siehe Abbildung 1.6).

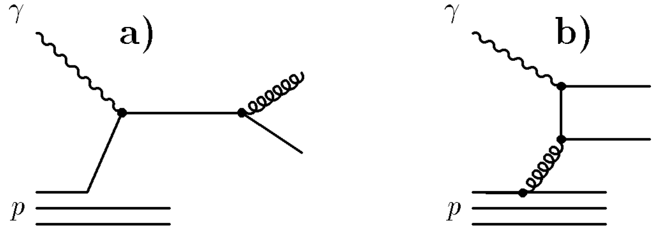


Abbildung 1.6: *Beispiele für harte, direkte Photoproduktion: a) QCD-Compton und b) Boson-Gluon-Fusion.*

Weiterhin kann man Fluktuationen in schwerere, bzw. nicht gebundene $q\bar{q}$-Zustände und mittels QCD-Strahlung Zustände mit zusätzlichen Quarks und Gluonen erlauben, also $|q\bar{q}q\bar{q}>$, $|q\bar{q}gg>$, usw. Diese Zustände wechselwirken nicht mehr als ein Teilchen, sondern die Partonen tragen einzeln zur Wechselwirkung bei, was zu Ereignistopologien mit hohem Transversalimpuls führen kann. Diese Art von Prozessen nennt man aufgelöste Photoproduktionsereignisse (Abbildung 1.7).

Zuletzt könnte man Fluktuationen in Leptonpaare berücksichtigen, da diese aber nicht

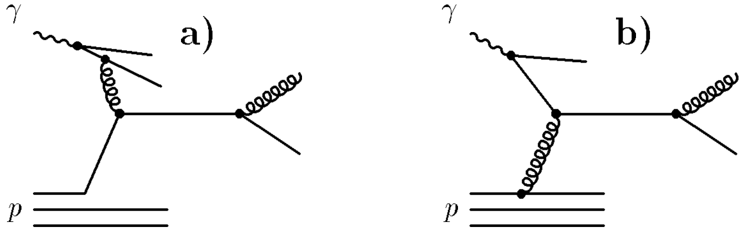


Abbildung 1.7: *Beispiele für harte, aufgelöste Photoproduktion: a) harter VMD-Prozeß und b) anomaler Prozeß.*

stark wechselwirken, ist ihr Beitrag vernachlässigbar gering.

1.3.2 Photonstrukturfunktionen

Die Beschreibung des Photons im Partonbild erlaubt es, den Formalismus der Strukturfunktionen analog zum Proton zu verwenden. Die Photonstrukturfunktionen lassen sich folgendermaßen schreiben:

$$F_1^\gamma \equiv \frac{Q^2}{4\pi^2\alpha}\frac{1}{2x}\sigma_{\mathrm{tt}} \tag{1.38}$$

$$F_2^\gamma \equiv \frac{Q^2}{4\pi^2\alpha}(\sigma_{tt} + \sigma_{\mathrm{tl}}) \tag{1.39}$$

Dabei bezeichnen σ_{tt} und σ_{tl} die einzigen zwei unabhängigen Komponenten des Matrixelementes der Reaktion $e^+e^- \to e^+e^-X$, bei der ein Elektron ein quasi-reelles Photon abstrahlt, welches durch ein virtuelles Austauschphoton mit dem anderen Elektron wechselwirkt. Es steht t für transversal und l für longitudinal polarisierte Photonzustände und x ist die Bjorken-Skalenvariable, die für ein masseloses Target die Form

$$x = \frac{Q^2}{Q^2 + W^2} \tag{1.40}$$

hat. Ist bei obiger e^+e^--Reaktion eines der Photonen quasi-reell, kann die Reaktion als tiefunelastische $e\gamma$-Streuung aufgefaßt werden (Vergleiche auch Abschnitt 1.2.2). Mit den Strukturfunktionen F_1^γ und F_2^γ kann der Wirkungsquerschnitt für tiefunelastische $e\gamma$-Streuung als

$$\frac{\mathrm{d}^2\sigma(e\gamma \to eX)}{\mathrm{d}x\mathrm{d}y} = \frac{4\pi\alpha^2 s}{Q^4}[(1-y)F_2^\gamma + xy^2F_1^\gamma] \tag{1.41}$$

– in Analogie zur ep-Streuung – geschrieben werden.

Wie bei den Protonstrukturfunktionen können die Photonstrukturfunktionen in Beziehung zu den Partonverteilungen im Photon gesetzt werden.

Die Photonstrukturfunktion F_2^γ wurde bei den Experimenten TPC/2γ, PLUTO, TOPAZ, OPAL, DELPHI, TASSO, JADE und AMY gemessen [15], die Partonverteilungen des Photons unter anderem bei H1 [16, 17, 18].

1.4 Regge Theorie

Photon-Hadron-Prozesse können gut im Rahmen von Hadron-Hadron-Reaktionen verstanden werden. Zur Beschreibung der Dynamik hadronischer Reaktionen hat sich die Regge-Theorie [19, 20, 29] bewährt, die in diesem Abschnitt vorgestellt werden soll. Die Regge-Theorie wurde in den späten 50er Jahren, vor der Quantenchromodynamik, entwickelt. In früheren Modellen wurden Hadron-Hadron-Reaktion der Art $A + B \to C + D$ durch den Austausch eines virtuellen Teilchens mit den passenden Quantenzahlen - analog zum Photon in der QED - beschrieben, dies war z.B. ein Pion oder ein Rho. In der Regge-Theorie ist dieser Ansatz verallgemeinert zum Austausch von *Regge-Trajektorien*. Bevor darauf näher eingegangen wird, sollen noch die Begriffe s- und t-Kanal erläutert werden.

1.4.1 Der s- und der t-Kanal

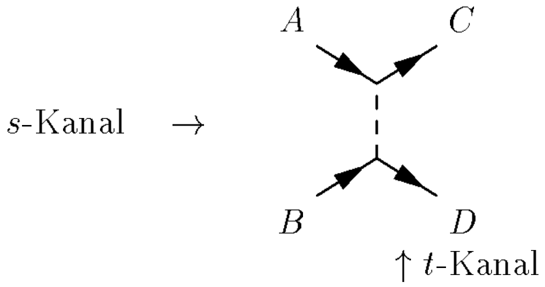


Abbildung 1.8: *Zur Erläuterung der Begriffe s- und t-Kanal*

Die Reaktion $A + B \to C + D$ kann im s- oder im t-Kanal betrachtet werden (Abbildung 1.8).

Sei p_i der Viererimpuls des Teilchens i, so ist der Viererimpulsübertrag zum Quadrat t zwischen A und C (oder äquivalent zwischen B und D) definiert als:

$$t = (p_C - p_A)^2 = (p_B - p_D)^2$$

Es kann allerdings t auch als die quadrierte Schwerpunktsenergie der Reaktion $B + \bar{D} \to \bar{A} + C$[1] aufgefaßt werden:

$$t = (p_{\bar{A}} + p_C)^2 = (p_B + p_{\bar{D}})^2$$

Die quadrierte Schwerpunktsenergie s im System $A+B$ (oder äquivalent im System $C+D$) ist gegeben durch:

$$s = (p_A + p_B)^2 = (p_B - p_{\bar{A}})^2 = (p_C + p_D)^2 = (p_C - p_{\bar{D}})^2$$

Also kann s auch als quadrierter Viererimpulsübertrag der Reaktion $B + \bar{D} \to \bar{A} + C$ interpretiert werden.

---

[1] $\bar{A}$ bezeichnet das Antiteilchen von A.

1.4.2 Regge-Trajektorien

Gibt es einen Bindungszustand bei der t-Kanal-Reaktion mit Drehimpuls $l = L$ und der Masse M_B, so hat die t-Kanal Partialwellenamplitude $f_L(t)$ eine Polstelle bei $t = M_B^2$. Gibt es eine Resonanz im t-Kanal mit Drehimpuls $l = L$, der Masse M_R und der Breite Γ, so erhält man eine komplexe Polstelle bei $t = M_R^2 - \mathrm{i}M_R\Gamma$. Die Folge $f_l(t)$, $l = 0, 1, 2, \dots$ kann durch eine Funktion $f(l, t)$ verallgemeinert werden, die an den Stellen $l = 0, 1, 2, \dots$ mit $f_l(t)$ übereinstimmt und auch für komplexe l definiert ist. Die Folge von Polen für $l = L_1, L_2, \dots$ für jeweils $t = t_1, t_2, \dots$ wird als fortschreitender Regge-Pol bei $l = \alpha(t)$ interpretiert. Die Funktion $\alpha(t)$ ist eine Trajektorienfunktion, so daß $\alpha(t_1) = L_1, \dots$.

Diese Regge-Trajektorien sind Funktionen von t, folgender Form:

$$\alpha(t) = \alpha_0 + \alpha' t$$

Dabei heißen α_0 Achsenabschnitt und α' Steigung der Trajektorie. Im Fall der t-Kanal-Reaktion, entsprechen ganzzahlige Werte von α dem Spin J eines reellen Teilchens der Masse $\sqrt{t}$. Dieser Zusammenhang ist in der Chew-Frautschi-Darstellung [21] zu erkennen, der die Trajektorien und Teilchen in der (t, J)-Ebene zeigt (Abbildung 1.9). Abgesehen vom Spin sind die Quantenzahlen der Teilchen einer Trajektorie identisch. Bei der s-Kanal-Reaktion ist t der Viererimpulsübertrag zum Quadrat und negativ.

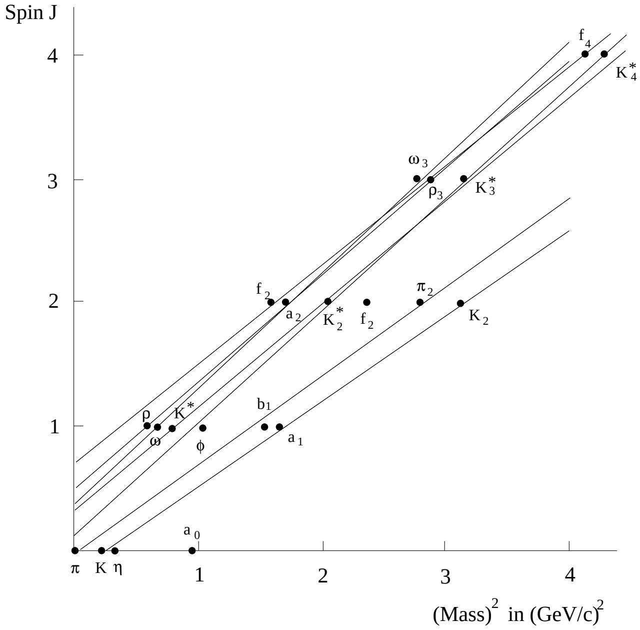


Abbildung 1.9: *Chew-Frautschi-Darstellung.*

Die wichtigsten Trajektorien sind:

Pomeron	$\alpha_{\mathbb{P}}(t) = \alpha_{\mathbb{P}}(0) + \alpha'_{\mathbb{P}} \cdot t$	$I = 0,\ P = C = +1$
Reggeon	$\alpha_{\mathbb{R}}(t) \approx 0.55 + 0.86\,\mathrm{GeV}^{-2} \cdot t$	siehe Text
Pion	$\alpha_\pi(t) \approx 0 + 0.8\,\mathrm{GeV}^{-2} \cdot t$	$I = 1,\ P = -1,\ C_{\pi_0} = +1$

Die Pomeron-Trajektorie hat die Quantenzahlen des Vakuums, sie beschreibt diffraktive Streuung (s.u.). Die Reggeon-Trajektorie ist eine effektive Trajektorie aus einer gemeinsamen Anpassung an die vier Trajektorien $\rho - \rho_3 - \rho_5$, $\omega - \omega_3$, $f_2 - f_4 - f_6$ und $a_2 - a_4 - a_6$. Diese vier liegen sehr dicht beieinander und daher läßt sich der Formalismus durch Einführung der Reggeon-Trajektorie vereinfachen. Alle Trajektorien haben Achsenabschnitte $\alpha_0 \equiv \alpha(0) < 1$, bis auf das Pomeron. Eine Anpassung der Regge-Vorhersagen für den Austausch von Reggeon- und Pomeron-Trajektorie an die totalen Wirkungsquerschnitte von Hadron-Hadron- und Photon-Hadron-Streuung durch Donnachie und Landshoff [25] ergab für den Achsenabschnitt der Pomeron-Trajektorie $\alpha_{\mathbb{P}}(0) = 1 + \epsilon = 1.0808$ und für $\alpha'_{\mathbb{P}} = 0.25\,\mathrm{GeV}^{-2}$

1.4.3 Wirkungsquerschnitte

Ausgehend von der Streuamplitude in der Regge-Formulierung können Wirkungsquerschnitte mit Hilfe des optischen Theorems vorhergesagt werden, welches den totalen Wirkungsquerschnitt mit dem Imaginärteil der Streuamplitude bei $t = 0$ in Beziehung setzt. Für den totalen Wirkungsquerschnitt der Reaktion $A + B \to X$ ergibt sich danach:

$$\sigma_{\mathrm{tot}}^{AB} = \sum_k \beta_{Ak}(0)\beta_{Bk}(0)\left(\frac{s}{s_0}\right)^{[\alpha_k(0)-1]} \tag{1.42}$$

Für den differentiellen elastisch-diffraktiven Wirkungsquerschnitt der Reaktion $A + B \to C + D$ erhält man:

$$\frac{\mathrm{d}\sigma_{\mathrm{el}}^{AB}}{\mathrm{d}t} = \sum_k \frac{\beta_{Ak}^2(t)\beta_{Bk}^2(t)}{16\pi}\left(\frac{s}{s_0}\right)^{2[\alpha_k(t)-1]} \tag{1.43}$$

Schließlich für den einfach-diffraktiven Fall (SD), bei dem Teilchen A diffraktiv dissoziiert $(A + B \to X + B)$, ergibt sich folgender Wirkungsquerschnitt:

$$\frac{\mathrm{d}^2\sigma_{\mathrm{SD}}^{AB}}{\mathrm{d}t\mathrm{d}M_X^2} = \sum_{k,l} \frac{\beta_{Ak}(0)\beta_{Bl}^2(t)g_{kll}(t)}{16\pi}\left(\frac{s}{s_0}\right)^{2[\alpha_l(t)-1]}\left(\frac{M_X^2}{M_0^2}\right)^{\alpha_k(0)-2\alpha_l(t)} \tag{1.44}$$

Dabei laufen k und l über alle beteiligten Regge-Trajektorien, s_0 und M_0^2 sind Normierungsskalen und werden häufig gleich $1\,\mathrm{GeV}^2$ gesetzt, die Funktionen $\beta_{ik}(t)$ sind Residuenfunktionen der Integralform der Streuamplitude für die Polstellen bei $l = \alpha_k(t)$, sie können als Kopplungskonstanten für die Kopplung des Streupartners i an die Trajektorie k aufgefaßt werden. Die Funktion $g_{kll}(t)$ beschreibt in diesem Bild die Kopplung dreier Trajektorien. Der Zusammenhang wird in Abbildung 1.10 illustriert.

Der Wirkungsquerschnitt für doppelt-diffraktive Dissoziation (DD) $A+B \to X_1+X_2$ kann mittels eines Faktorisierungsansatzes beschrieben werden [26]. Er wird als das Produkt der einfach-diffraktiven Wirkungsquerschnitte je eines der Streupartner A und B, normiert auf den elastischen Wirkungsquerschnitt ausgedrückt:

$$\frac{\mathrm{d}^3\sigma_{\mathrm{DD}}^{AB\to X_1X_2}}{\mathrm{d}t\mathrm{d}M_{X_1}^2\mathrm{d}M_{X_2}^2} = \frac{\dfrac{\mathrm{d}^2\sigma_{\mathrm{SD}}^{AB\to X_1B}}{\mathrm{d}t\mathrm{d}M_{X_1}^2}\cdot\dfrac{\mathrm{d}^2\sigma_{\mathrm{SD}}^{AB\to AX_2}}{\mathrm{d}t\mathrm{d}M_{X_2}^2}}{\dfrac{\mathrm{d}\sigma_{\mathrm{el}}^{AB}}{\mathrm{d}t}} \tag{1.45}$$

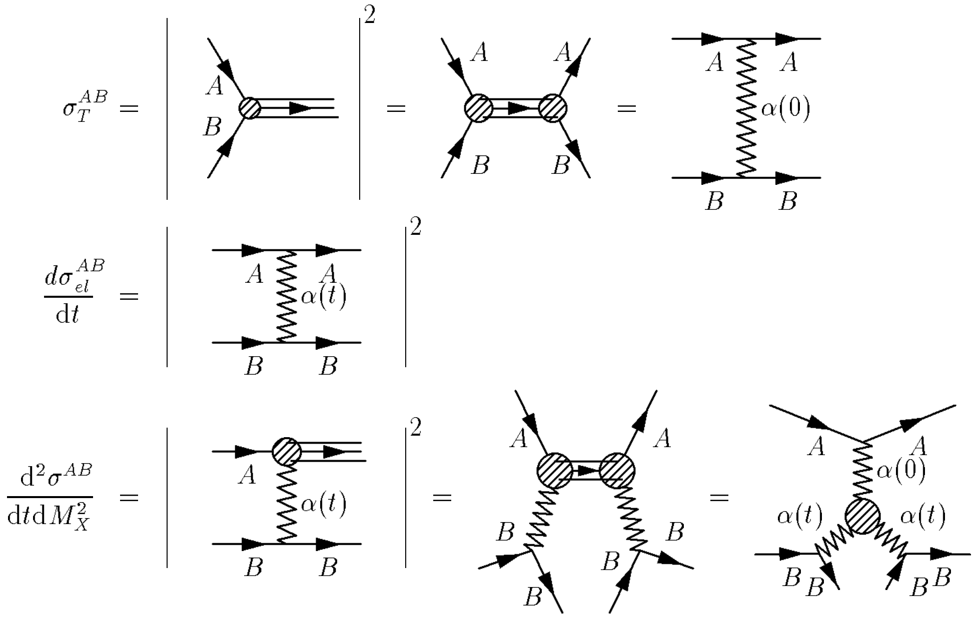


Abbildung 1.10: *Berechnung der Wirkungsquerschnitte im Regge-Bild. Die s-Kanal-Reaktion $A + B \to A + B$ mit einem intermediären Zustand X wird in eine äquivalente t-Kanal-Reaktion transformiert, bei der eine Regge-Trajektorie α ausgetauscht wird (oben). Analog wird die Reaktion $A + B \to X + B$ behandelt.*

1.4.4 Eigenschaften der diffraktiven Wirkungsquerschnitte

Die totalen Wirkungsquerschnitte von Hadron-Hadron- und Photon-Hadron-Reaktionen weisen einen moderaten Anstieg bei großen s auf (Abbildung 1.3 in Abschnitt 1.3). Dies zeigt, daß Pomeronaustausch bei hohen Energien die Wirkungsquerschnitte dominiert, denn nur die Pomeron-Trajektorie mit $\alpha_0 = 1 + \epsilon$ kann aufgrund der $s^{\alpha_0 - 1}$-Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts einen Anstieg mit s bewirken. Die im letzten Abschnitt erwähnte Anpassung durch Donnachie und Landshoff ergab, daß die Summe der Beiträge anderer Trajektorien mit steigender Energie proportional zu $s^{-0.4525}$ abfällt. Der totale Wirkungsquerschnitt erhält im Grenzfall großer s daher folgende Form:

$$\sigma_{\rm tot}^{AB}(s) = \beta_{A\mathbb{P}}(0)\beta_{B\mathbb{P}}(0)\left(\frac{s}{s_0}\right)^{\epsilon} = \text{const}\cdot s^{\epsilon} \tag{1.46}$$

Der Wirkungsquerschnitt ist also ein Produkt von Faktoren, die nur von der Kopplung β der Streupartner an die Trajektorie $\mathbb{P}$ abhängen, dies wird als Faktorisierung bezeichnet.

Für den elastischen Wirkungsquerschnitt ergibt sich unter diesen Voraussetzungen:

$$\frac{\mathrm{d}\sigma_{\rm el}^{AB}(s,t)}{\mathrm{d}t} = \frac{\beta^2_{A\mathbb{P}}(t)\beta^2_{B\mathbb{P}}(t)}{16\pi}\left(\frac{s}{s_0}\right)^{2\alpha'_{\mathbb{P}}(t)t}\left(\frac{s}{s_0}\right)^{2\epsilon} \tag{1.47}$$

und für kleine $|t|$:

$$\frac{\mathrm{d}\sigma_{\rm el}^{AB}(s,t)}{\mathrm{d}t} = \frac{\sigma^2_{\rm tot}}{16\pi}e^{b(s,t)t} \tag{1.48}$$

Der Steigungsparameter b ist dabei $b(s,t) = b(s_0,t) + 2\alpha'_{\mathbb{P}}(t)\ln(s/s_0)$. Es zeigt sich für kleine $|t|$ ein starker Anstieg des elastischen Wirkungsquerschnitts, welcher als *Elastischer-Vorwärts-Peak* bezeichnet wird. Mit wachsender Schwerpunktsenergie wird die t-Verteilung durch das Anwachsen von b immer schmaler. Dies wird als *Shrinkage* bezeichnet. Siehe dazu auch Abbildung 1.11.

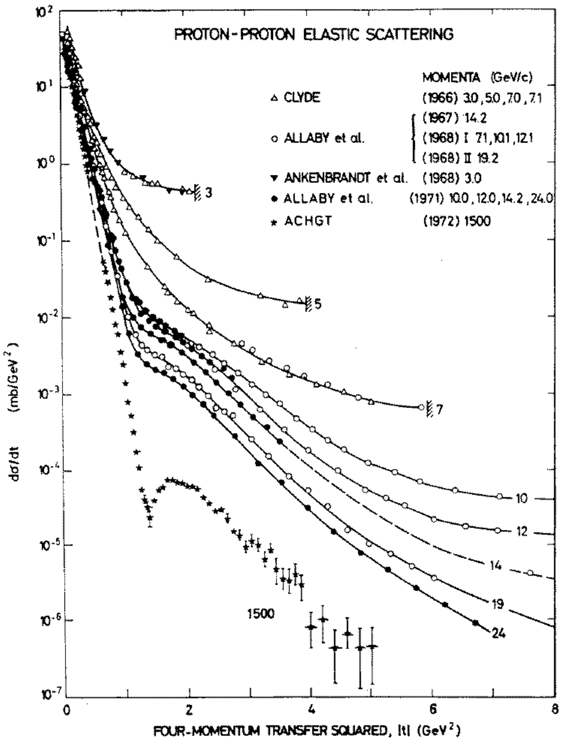


Abbildung 1.11: *Differentieller elastischer Wirkungsquerschnitt von Proton-Proton-Streuung* $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}t$ *gegen* $|t|$, *aufgetragen für unterschiedliche Protonimpulse. Der Wirkungsquerschnitt zeigt einen exponentiellen Anstieg zu kleinen* $|t|$ *(Elastischer-Vorwärts-Peak), der mit wachsender Schwerpunktsenergie* s *schmaler wird (Shrinkage). (Aus [29])*

Der differentielle Wirkungsquerschnitt für die einfach-diffraktive Dissoziation wird im Grenzfall großer s:

$$\frac{\mathrm{d}^2\sigma_{\mathrm{SD}}^{AB}(s,M_X^2,t)}{\mathrm{d}t\mathrm{d}M_X^2} = \frac{\beta_{A\mathbb{P}}(0)\beta_{B\mathbb{P}}^2(t)g_{\mathbb{P}\mathbb{P}\mathbb{P}}(t)}{16\pi}\left(\frac{s}{s_0}\right)^{2\epsilon}\left(\frac{M_X^2}{M_0^2}\right)^{-(1+\epsilon)} e^{(b_D(s,M_X^2,t)t)} \tag{1.49}$$

Dabei ist

$$b_D(s,M_X^2,t) = b_D(s_0,M_0^2,t) + 2\alpha'_{\mathbb{P}}(t)\ln\left(\frac{s}{s_0}\frac{M_0^2}{M_X^2}\right) \tag{1.50}$$

Die Drei-Pomeron-Kopplung $g_{\mathbb{P}\mathbb{P}\mathbb{P}}(t)$ ist in guter Näherung unabhängig von t. Ihr Wert wurde zu $0.364\ \mathrm{mb}^{\frac{1}{2}}$ bestimmt [27].

Für kleine $|t|$ und da $\epsilon \approx 0$, kann man nähern:

$$\frac{\mathrm{d}^2\sigma_{\mathrm{SD}}^{AB}(s,M_X^2,t)}{\mathrm{d}t\mathrm{d}M_X^2} \approx \frac{A}{M_X^2}e^{b_D(s,M_X^2,t)t} \tag{1.51}$$

Die Parametrisierung (1.49) gibt das t- und M_X-Spektrum der diffraktiven Protondissoziation im Bereich $4\,\mathrm{GeV}^2 \lesssim M_X^2 \lesssim 0.1s$ gut wieder. Bei kleineren Massen variiert b stark mit M_X^2, so daß sich resonanzartige Erhöhungen im M_X-Spektrum bei festem t ergeben. Diese Erhöhungen finden sich bei den Massen der Nukleonresonanzen, die durch Pomeronaustausch angeregt werden können. Für große Massen zeigt sich das $\exp(bt)/M_X^2 \approx 1/M_X^2$-Verhalten des Wirkungsquerschnitts, gemäß der Näherung (1.51) (Siehe Abbildung 1.12).

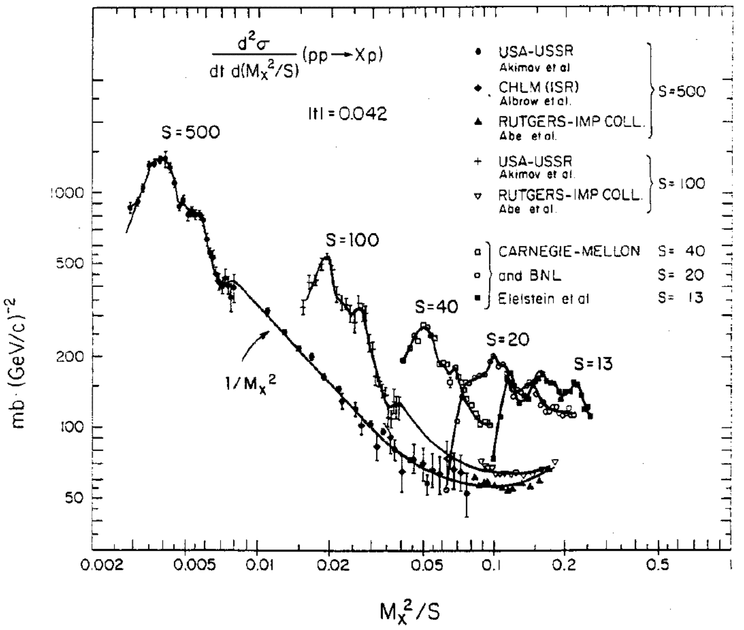


Abbildung 1.12: *Zweifach differentieller Wirkungsquerschnitt für unelastisch-diffraktive Streuung, Aufgetragen gegen M_X^2/s. (Aus [29])*

Für den doppelt-diffraktiven Wirkungsquerschnitt erhält man unter Benutzung der $\exp(bt)$-Abhängigkeit für die einfach-diffraktive Dissoziation und die elastische Streuung, nach Integration über t:

$$\frac{\mathrm{d}^2\sigma_{\mathrm{DD}}^{AB\to X_1X_2}}{\mathrm{d}M_{X_1}^2\mathrm{d}M_{X_2}^2} = k\frac{1}{\sigma_{\mathrm{el}}^{AB}}\frac{\mathrm{d}\sigma_{\mathrm{SD}}^{AB\to X_1B}}{\mathrm{d}M_{X_1}^2}\frac{\mathrm{d}\sigma_{\mathrm{SD}}^{AB\to AX_2}}{\mathrm{d}M_{X_2}^2} \tag{1.52}$$

mit $k = \frac{r^2}{2r-1}$; $r = \frac{b_d}{b}$.

Die Integration über die M^2 ergibt den totalen Wirkungsquerschnitt der doppelt-diffraktiven Dissoziation:

$$\sigma_{\mathrm{DD}} = k\frac{\sigma_{\mathrm{SD}}^2}{\sigma_{\mathrm{el}}} \tag{1.53}$$

Da k unabhängig von s und t ist, ist dies eine universelle Relation und der Anteil der doppelt-diffraktiven Dissoziation ist mit k bestimmt. Für Proton-Proton-Reaktion wurde $r \approx 2/3$ gemessen, woraus $k \approx 4/3$ folgt [42].

1.4.5 Grenzen des Wirkunsquerschnittsanstiegs

Nach Gleichung (1.46) wächst der totale Wirkungsquerschnitt mit steigender Schwerpunktsenergie s bis unendlich. Die Unitaritätsbedingung, die aus der Wahrscheinlichkeitserhaltung folgt, beschränkt den totalen Wirkungsquerschnitt. Sie besagt, daß für jede Partialwelle der Streuamplitude zu einem festen Drehimpuls l die auslaufende Intensität nicht größer als die zugehörige Einlaufende sein kann.

Eine spezifischere Grenze ist die Froissart-, oder auch Martin-Froissart-Schranke [22, 23]. Durch eine Partialwellenanalyse der Streuamplituden konnte Froissart zeigen, daß alle Partialwellen mit $l \geq l_{\max} = c\sqrt{s}\ln s$ (wobei c eine Konstante ist) vernachlässigbar sind. Durch Aufsummieren der Partialwellenserie unter Annahme maximaler Streuung für jede Partialwelle erhielt er als asymptotische Grenze für den totalen Wirkungsquerschnitt:

$$\sigma \leq c\ln^2 s \tag{1.54}$$

wobei sich für c eine obere Schranke zu $\pi/m_\pi^2 \approx 60\text{mb}$ bestimmen läßt. Der totale Regge-Wirkungsquerschnitt verletzt diese Schranke erst bei Energien von etwa $\sqrt{s} = 10^{29}\,\text{GeV}$, bzw $\sqrt{s} = 10^{47}\,\text{GeV}$ für pp-, bzw. γp-Streuung.

Eine stärkere Grenze ist die Pumplin-Schranke [28, 30]. Aus der Eikonalnäherung der Streuamplitude und mit Hilfe des optischen Theorems kann man den diffraktiven Beitrag zum totalen Wirkungsquerschnitt einschränken:

$$\sigma_{\text{el}} + \sigma_{\text{diffraktiv}} \leq \frac{1}{2}\sigma_{\text{tot}} \tag{1.55}$$

woraus folgt:

$$\frac{\sigma_{\text{el}}}{\sigma_{\text{tot}}} \leq \frac{1}{2} \tag{1.56}$$

Benutzt man die Gleichungen (1.46) und (1.47) und integriert über t, erhält man die folgende Grenze für den totalen Wirkungsquerschnitt [12]:

$$\sigma_{\text{tot}} = const \cdot s^{\epsilon} \leq \frac{1}{2}16\pi b \tag{1.57}$$

Diese Ungleichung wird schon bei etwa $\sqrt{s} = 6 \cdot 10^6\,\text{GeV}$ für pp-Streuung und bei etwa $\sqrt{s} = 10^{24}\,\text{GeV}$ für γp-Streuung verletzt.

Der Wert von ϵ kann daher nicht als fester Wert angesehen werden, ein leichter Abfall mit steigender Energie ist notwendig, um den totalen Wirkungsquerschnitt unterhalb obiger Grenzen zu halten. Für heutzutage erreichte Energien ist das s^{ϵ}-Verhalten des Wirkungsquerschnitts bisher ohne Einschränkung bestätigt. Da der Wert von ϵ aus Daten gewonnen wurde und nicht aus der Regge-Theorie folgt, erhofft man sich Fortschritte auf diesem Gebiet von der Quantenchromodynamik.

1.4.6 Das Pomeron

Die Regge-Theorie macht keine Aussage darüber, was das Pomeron ist. Da es farbneutral ist und die Quantenzahlen des Vakuums trägt, ist es naheliegend, das Pomeron im Rahmen der QCD als Mehrfach-Gluonaustausch zu beschreiben, ein einfaches Modell dafür kann der Austausch von zwei Gluonen sein. Dieses Modell [24] sagt allerdings nicht den leichten Anstieg des Wirkungsquerschnitts mit der Schwerpunktsenergie vorher.

Die Verallgemeinerung des Zwei-Gluonaustauschs ist die Einführung von Leitergraphen (Abbildung 1.13b), bei welchen Gluon-Gluon-Wechselwirkungen zwischen den beiden Austauschgluonen erlaubt werden. Führt man die Reihensummation über alle Leitersegmente durch, erhält man das sogenannte BFKL-Pomeron[2] [39, 40, 41], dessen Trajektorienfunktion $\alpha(t)$ den folgenden Achsenabschnitt hat:

$$\alpha_{\mathbb{P}}^{\mathrm{BFKL}}(0) = 1 + \frac{12\alpha_s}{\pi} \ln 2 \tag{1.58}$$

Setzt man $\alpha_s \approx 0.2$, erhält man $\alpha_{\mathbb{P}}^{\mathrm{BFKL}}(0) \approx 1.5$ und damit einen deutlich höheren Wert als 1.0808, wie er sich aus der Datenanpassung von Donnachie und Landshoff ergab. Dieses Pomeron wird daher auch das „harte“ Pomeron genannt, es führt zu einem deutlich stärkeren Anstieg der Wirkungsquerschnitte mit der Schwerpunktsenergie ($s^{0.5}$) als das Pomeron in der Regge-Theorie.

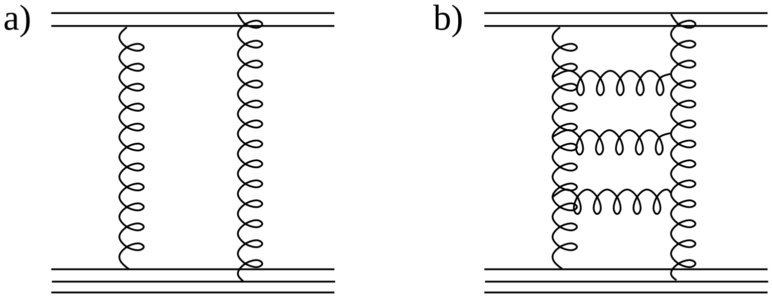


Abbildung 1.13: *QCD-Modelle des Pomeron, Zwei-Gluon-Austausch (a) und Gluonleiter (b).*

1.4.7 Harte und weiche Prozesse

Im letzten Abschnitt wurde gezeigt, daß ein Modell der Quantenchromodynamik für das Pomeron einen stärkeren Anstieg von Wirkungsquerschnitten vorhersagt, als das Pomeron der Regge-Theorie nach Donnachie und Landshoff. Bisher ist nicht bekannt, ob beide Theorien unterschiedliche Ausprägungen derselben zugrundeliegenden Physik beschreiben, aber man erhofft sich durch die Erforschung der Übergangsregion zwischen weichen und harten Prozessen hier neue Erkenntnisse.

Abbildung 1.14 zeigt den totalen Wirkungsquerschnitt von Photoproduktion in Abhängigkeit von W, zusätzlich sind die Wirkungsquerschnitte der elastischen Vektormeson-Produktion für ρ, ω, ϕ und J/Ψ eingetragen. Während die Messungen des totalen Wirkungsquerschnitts und derjenigen für ρ- [43, 44], ω- [44] und ϕ-Photoproduktion [45] den Erwartungen der Regge-Theorie folgen, steigt der Wirkungsquerschnitt für die Produktion von J/Ψ-Mesonen [46] deutlich stärker an ($\propto W^{0.8}$). Dieses von dem phänomenologischen

---

[2] Balitski, Fadin, Kuraev, Lipatov

Ansatz von Donnachie und Landshoff abweichende Verhalten wird immer dann beobachtet, wenn große Massen oder Transversalimpulse involviert sind. Bei der Photoproduktion von J/Ψ-Mesonen ist das die große Masse des Charm-Quarks, bei anderen Reaktionstypen sind es großes Q^2 oder große Transversalimpulse von Teilchen im Endzustand.

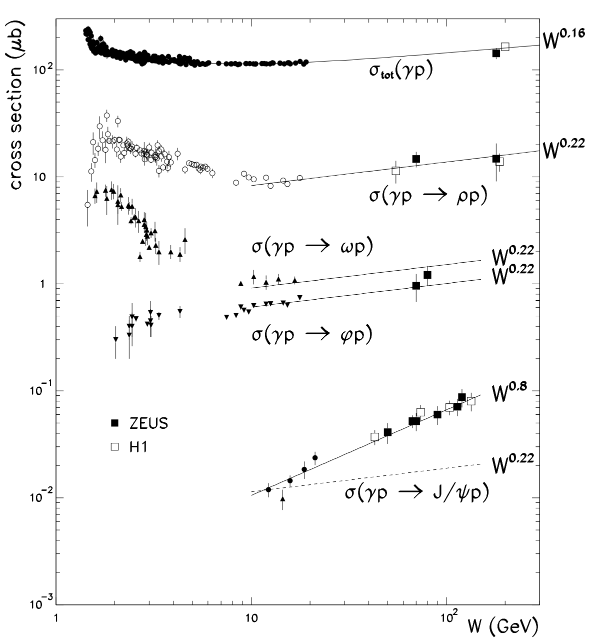


Abbildung 1.14: *Totaler und elastischer Vektormeson-Wirkungsquerschnitt in Photoproduktion in Abhängigkeit von W, für die Vektormesonen ρ, ω ϕ und J/Ψ. Die Anpassung an den totalen Wirkungsquerschnitt ist die von Donnachie und Landshoff ($W^{0.16}$), die anderen sind Funktionen der Form $W^{0.22}$ und $W^{0.8}$.*

1.5 Diffraktion und Strukturfunktionen

In Analogie zur Protonstrukturfunktion wurde 1985 das Konzept einer Pomeronstrukturfunktion vorgeschlagen [32]. Unter Berücksichtigung der Faktorisierung, der Regge-Theorie, wird der Hadron-Hadron-Wirkungsquerschnitt in ein Produkt aus einem Pomeron-Flußfaktor und dem Pomeron-Hadron-Wirkungsquerschnitt aufgeteilt.

$$\frac{\mathrm{d}\sigma^{AB\rightarrow XB}}{\mathrm{d}t\mathrm{d}M_X^2} = \mathcal{F}_{\mathbb{P}/B}(x_{\mathbb{P}},t)\cdot\sigma^{A\mathbb{P}\rightarrow X}(x_{\mathbb{P}}s) \qquad (1.59)$$

Dies ist analog zum Photonfluß $\mathcal{F}_{\gamma/e}$, der den ep- mit dem γp-Wirkungsquerschnitt verbindet (Gleichung (1.34), Abschnitt 1.2.2). Im Unterschied zur Photoproduktion handelt es sich beim Pomeron-Austausch nicht um den Austausch eines virtuellen Teilchens mit einer einzigen Polstelle bei $t = M^2$, bzw. $t = 0$ für Photoproduktion. Es gibt keinen Wirkungsquerschnitt für reelle Pomeron-Hadron-Streuung, daher ist die Normierung beider Faktoren willkürlich, nur das Produkt ist meßbar.

Im Fall harter, diffraktiver Prozesse, kann der Pomeron-Hadron-Wirkungsquerschnitt durch Partondichten und Parton-Parton-Wirkungsquerschnitte ausgedrückt werden:

$$\sigma^{A\mathbb{P}\to jj} = \sum_{i,k} \int_{x_{i/\mathbb{P}}} \int_{x_{k/A}} i_{\mathbb{P}}(x_{i/\mathbb{P}}) k_A(x_{k/A}) \hat{\sigma}(ik \to jj) \tag{1.60}$$

wobei $i_{\mathbb{P}}$ die Partondichten der Partonen i im Pomeron, k_A die Partondichten im Hadron A sind. Damit ergibt sich für die diffraktive ep-Streuung:

$$\begin{aligned} \frac{\mathrm{d}^4\sigma^D}{\mathrm{d}\beta \mathrm{d}Q^2 \mathrm{d}x_{\mathbb{P}} \mathrm{d}t} &= \mathcal{F}_{\mathbb{P}/p}(x_{\mathbb{P}}, t) \frac{\mathrm{d}^2\sigma^{e\mathbb{P}}}{\mathrm{d}\beta \mathrm{d}Q^2} & (1.61) \\ &= \mathcal{F}_{\mathbb{P}/p}(x_{\mathbb{P}}, t) \frac{4\pi\alpha^2}{\beta Q^2} \left[1 - \tilde{y} + \frac{\tilde{y}^2}{2(1+R^{\mathbb{P}})}\right] F_2^{\mathbb{P}}(\beta, Q^2) & (1.62) \end{aligned}$$

mit $\tilde{y} = (q \cdot p_{\mathbb{P}})/(k \cdot p_{\mathbb{P}})$. Wegen $p_{\mathbb{P}} \approx x_{\mathbb{P}} P$ gilt auch $\tilde{y} \approx y$.

Zur Bestimmung des Flußfaktors $\mathcal{F}_{\mathbb{P}/p}(x_{\mathbb{P}}, t)$ betrachtet man die Reaktion $Ap \to Xp$. Mit der Definition

$$x_{\mathbb{P}} = \frac{p_A \cdot p_{\mathbb{P}}}{p_A \cdot p_B} \approx \frac{M_X^2}{s} \tag{1.63}$$

erhält man aus (siehe Gleichung 1.44):

$$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}t \mathrm{d}M_X^2} = \frac{\beta_{A\mathbb{P}}(0)\beta_{p\mathbb{P}}^2(t) g_{\mathbb{P}\mathbb{P}\mathbb{P}}(t)}{16\pi} \left(\frac{s}{s_0}\right)^{2[\alpha_{\mathbb{P}}(t)-1]} \left(\frac{M_X^2}{M_0^2}\right)^{\alpha_{\mathbb{P}}(0)-2\alpha_{\mathbb{P}}(t)} \tag{1.64}$$

den Ausdruck

$$\begin{aligned} \frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}t \mathrm{d}x_{\mathbb{P}}} &= s\frac{\beta_{A\mathbb{P}}(0)\beta_{p\mathbb{P}}^2(t) g_{\mathbb{P}\mathbb{P}\mathbb{P}}(t)}{16\pi} \left(\frac{s}{s_0}\right)^{2[\alpha_{\mathbb{P}}(t)-1]} \left(\frac{x_{\mathbb{P}} s}{M_0^2}\right)^{\alpha_{\mathbb{P}}(0)-2\alpha_{\mathbb{P}}(t)} & (1.65) \\ &= \frac{\beta_{A\mathbb{P}}(0)\beta_{p\mathbb{P}}^2(t) g_{\mathbb{P}\mathbb{P}\mathbb{P}}(t)}{16\pi s_0^2} \left(\frac{x_{\mathbb{P}} s}{s_0}\right)^{\alpha_{\mathbb{P}}(0)-1} \left(\frac{s_0}{M_0^2}\right)^{\alpha_{\mathbb{P}}(0)-2\alpha_{\mathbb{P}}(t)} x_{\mathbb{P}}^{1-2\alpha_{\mathbb{P}}(t)} \end{aligned}$$

Das kann man aufspalten in den Pomeron-Fluß (Gleichung (1.66) und den $A\mathbb{P}$-Wirkungsquerschnitt (Gleichung 1.67).

$$\mathcal{F}_{\mathbb{P}/p}(x_{\mathbb{P}}, t) = \frac{\beta_{p\mathbb{P}}^2(t)}{4\pi^2} x_{\mathbb{P}}^{1-2\alpha_{\mathbb{P}}(t)} \approx \frac{\beta_{p\mathbb{P}}^2(0)}{4\pi^2} x_{\mathbb{P}}^{-(1+2\epsilon)} \exp(bt) \tag{1.66}$$

(wobei $b(s,t) = b(s_0,t) + 2\alpha'_{\mathbb{P}} \ln x_{\mathbb{P}}$ ist)

$$\sigma^{\mathbb{P}A}(x_{\mathbb{P}} s, t) = \frac{\pi\beta_{A\mathbb{P}}(0) g_{\mathbb{P}\mathbb{P}\mathbb{P}}(t)}{4 s_0^2} \left(\frac{x_{\mathbb{P}} s}{s_0}\right)^{\alpha_{\mathbb{P}}(0)-1} \left(\frac{s_0}{M_0^2}\right)^{\alpha_{\mathbb{P}}(0)-2\alpha_{\mathbb{P}}(t)} \tag{1.67}$$

$\sigma^{A\mathbb{P}}(x_{\mathbb{P}} s, t)$ ist dabei näherungsweise unabhängig von t. Die verwendete Normierung ist die von Donnachie und Landshoff.

1.6 Pion-Austausch

Bei hohen Energien dominiert der Pomeronaustausch den totalen Wirkungsquerschnitt, es gibt aber kinematische Bereiche in denen andere Regge-Trajektorien einen wesentlichen Beitrag dazu liefern. Bei hohem $x_{\mathbb{P}} \gtrsim 0.1$ ist besonders die Pion-Trajektorie

$\alpha_\pi(t) \approx 0 + 0.8\,\mathrm{GeV}^{-2} \cdot t$ wichtig [35]. In diesem kinematischen Bereich wurden 1995 die Daten für diese Arbeit mit dem H1-Vorwärtsprotonspektrometer gemessen.

Zu reeller Pion-Hadron-Streuung gibt es – anders als beim Pomeron – Daten, daher läßt sich der Pion-Flußfaktor $\mathcal{F}_{\pi/p}$ absolut normieren [79]:

$$\mathcal{F}_{\pi/p}(x_{\mathbb{P}}, t) = \frac{\beta^2_{p\pi}(t)}{4\pi^2} x_{\mathbb{P}}^{1-2\alpha_\pi(t)} \approx \frac{\beta^2_{p\pi}(0)}{4\pi^2} x_{\mathbb{P}}^{-[1-2\alpha_\pi(t)]} \exp(bt) \tag{1.68}$$

hier bezeichnet die Variable $x_{\mathbb{P}}$ den Impulsbruchteil des virtuellen Pions.

Der Wirkungsquerschnitt ist

$$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}t\mathrm{d}x_{\mathbb{P}}} = s\frac{\beta_{A\mathbb{P}}(0)\beta^2_{p\pi}(t) g_{\mathbb{P}\pi\pi}}{16\pi} \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha_{\mathbb{P}}(t)-1} x_{\mathbb{P}}^{\alpha_{\mathbb{P}}(0)-2\alpha_\pi(t)} \tag{1.69}$$

skaliert also mit s und steigt bei kleinem $|t|$ etwa linear mit $x_{\mathbb{P}}$ an, da $\alpha_{\mathbb{P}}(0) - 2\alpha_\pi(t) \approx 1$.

Das Pion ist ein isovektorielles Teilchen, neben der Streuung am π° gibt es auch die Streuung am π^+, wobei im Endzustand Neutronen entstehen, die mit Vorwärts-Neutron-Kalorimetern nachgewiesen werden können.

1.7 Andere Modelle für diffraktive ep-Streuung

In diesem Abschnitt sollen zwei alternative Modelle zur Beschreibung diffraktiver Streuung erwähnt werden. Im Modell der „Wee-Partonen“ [37] wird angenommen, daß sich Partonen im Proton zu Gruppen *(Clustern)* mit Spin 0 und den Quantenzahlen des Vakuums zusammenfinden. Durch die Streuung des Elektrons an diesen Clustern lassen sich Ereignisse mit einer Rapiditätslücke auch erklären. Ein anderes Modell ist das des weichen Farbaustausches [38]. Hier wird davon ausgegangen, daß der Wirkungsquerschnitt von Positron-Proton-Streuung im Bereich $x < 10^{-3}$ von Photon-Gluon-Fusion (Abbildung 1.6b) dominiert wird. Das dabei entstehende $q\bar{q}$-Paar übernimmt die Farbladung des Gluons. Es kann allerdings noch weitere Gluonen mit dem Protonrest austauschen, da es sich in dessen Farbfeld befindet. Dies führt zu einer Rotation des Farbspins, der anschließend statistisch verteilt ist. Es wird daher erwartet, daß das Quark-Antiquark-Paar mit einer Wahrscheinlichkeit von 8/9 im Oktett-Zustand und mit einer Wahrscheinlichkeit von 1/9 im Singlett-Zustand ist. Diese Vorhersage paßt gut zu dem experimentellen Ergebnis, daß etwa 10 % aller tiefunelastischen ep-Ereignisse eine Rapiditätslücke aufweisen.

1.8 Monte-Carlo-Modelle

Im folgenden Abschnitt wird auf die Implementierung der theoretischen Modelle in den für diese Arbeit verwendeten Monte-Carlo-Simulationsprogrammen eingegangen.

1.8.1 PHOJET

Das Monte-Carlo-Programm PHOJET [73] wurde entwickelt um alle Prozesse, die zum totalen Wirkungsquerschnitt von Photoproduktion beitragen, zu simulieren. Insbesondere müssen dabei die Anteile harter und weicher Prozesse vereinheitlicht werden, was mit einem Unitarisierungsverfahren bewerkstelligt wird. PHOJET basiert auf dem Dualen-Parton-Modell (DPM) in einer Formulierung für weiche und harte Beiträge (zweikomponentiges DPM) [11], welches erfolgreich die meisten Eigenschaften hochenergetischer hadronischer Prozesse beschreibt.

Die Kinematik der Ereignisse wird mittels eines speziellen Programms für die Abstrahlung quasi-reeller Photonen gemäß dem Photonfluß (IJRAY) simuliert.

Harte Streuungen werden für $\hat{p}_\perp > 3\,\mathrm{GeV/c}$ mittels störungstheoretischer Quantenchromodynamik zusammen mit dem Quark-Parton-Modell generiert. Dabei werden die Matrixelemente in niedrigster Ordnung der QCD benutzt.

Weiche Prozesse werden im Rahmen der Regge-Phänomenologie modelliert, eine explizite Simulation von Pion-, und Reggeon-Austausch ist dabei nicht enthalten. Das Spektrum der Transversalimpulse von Partonen, die zu weichen Prozessen gehören, hat dabei die Form:

$$\frac{\mathrm{d}N_{\mathrm{weich}}}{\mathrm{d}p_\perp} \approx \exp(-\beta \cdot p_\perp) \tag{1.70}$$

Um einen fließenden Übergang von weichen zu harten Streuungen zu erreichen, wird der Steigungsparameter β mit folgender Bedingung angepaßt:

$$\left.\frac{\mathrm{d}N_{\mathrm{weich}}}{\mathrm{d}p_\perp}\right|_{p_\perp=3\,\mathrm{GeV/c}} = \left.\frac{\mathrm{d}N_{\mathrm{hart}}}{\mathrm{d}p_\perp}\right|_{p_\perp=3\,\mathrm{GeV/c}} \tag{1.71}$$

Dieses Verfahren führt zu einer reduzierten Abhängigkeit der Ergebnisse von dem gewählten Abschneideparameter $\hat{p}_\perp^{\mathrm{min}} \geq 3\,\mathrm{GeV}$

Der Übergang von Partonen mit Farbladung zu farbneutralen Hadronen *(Fragmentation)*, wird gemäß dem Lund-String-Modell durchgeführt, wie es in dem Programm JETSET [75] implementiert ist.

1.8.2 POMPYT

POMPYT [74] ist ein Programm zur Simulation harter diffraktiver Prozesse in pp-, ep- und γp-Streuung. Auch Prozesse, die auf Pion-Austausch basieren sind implementiert. Für diese Analyse wurden in POMPYT der Kanal des Pomeron- und des π°-Austauschs für Photoproduktion verwendet.

Für den Pomeron-Austausch wird ein phänomenologischer Ansatz zur Parametrisierung des Pomeron-Fluß verwendet [80]:

$$\mathcal{F}_{\mathbb{P}/p}(x_{\mathbb{P}}, t) = \frac{\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}x_{\mathbb{P}}\mathrm{d}t}{\sigma(\mathbb{P}p \to X)} = \frac{1}{\sigma(\mathbb{P}p \to X)} \frac{1}{x_{\mathbb{P}}^{p}} \sum_{1}^{3} a_i e^{b_i t} \tag{1.72}$$

Dieser Fluß wird aus dem Verhältnis des einfach-diffraktiven Wirkungsquerschnitts und dem totalen Pomeron-Proton-Wirkungsquerschnitt gewonnen. Die Parameter b_i und p werden durch Anpassung an einfach-diffraktive Wirkungsquerschnitte bestimmt. Die verwendete Pomeron-Strukturfunktion ist aus einer Anpassung an tiefunelastische diffraktive

Ereignisse durch die H1-Kollaboration gewonnen [77]. Eine detaillierte Beschreibung des Verfahrens findet sich in [78].

Der Pion-Fluß ist gemäß dem Pion-Wolken-Modell [33] parametrisiert:

$$\mathcal{F}_{\pi/p}(x_{\mathbb{P}}, t) = 3.257 x_{\mathbb{P}} \frac{-t}{(m_\pi^2 - t)^2} \exp\left(-\frac{m_\pi^2 - t}{1.21 x_\pi}\right) \tag{1.73}$$

wobei $x_{\mathbb{P}}$ hier den Impulsbruchteil des Pions bezeichnet. Als Partondichten des ausgetauschten Pions werden die Partondichten des reellen Pions verwendet. In dieser Arbeit werden die Parametrisierungen von Glück, Reya und Vogt in niedrigster (LO) und erster (NLO) Ordnung benutzt [76, 79].

Auch POMPYT benutzt für die Fragmentation das Lund-String-Modell über das Programm JETSET [75].

Kapitel 2

Das Experiment

Die in dieser Analyse verwendeten Meßdaten wurden mit dem H1-Experiment aufgezeichnet. Das H1-Experiment befindet sich an einem Wechselwirkungspunkt der Proton-Elektron, bzw. Proton-Positron-Speicherringanlage HERA (Hadron-Elektron-Ring-Anlage). Die Anlage wird seit 1992 am Deutschen Elektronen Synchrotron (DESY) in Hamburg betrieben. In diesem Kapitel wird zunächst der HERA-Speicherring beschrieben, dann folgt eine Vorstellung des H1-Experiments. Dabei wird auf die einzelnen Detektorteile und den H1-Trigger eingegangen. Eine Beschreibung des für diese Analyse besonders wichtigen Vorwärtsprotonspektrometers erfolgt in einem extra Kapitel (3).

2.1 Der Speicherring HERA

Der Speicherring HERA ist ein Elektron-, bzw. Positron-Proton Speicherring, in dem Elektronen auf 30 GeV und Protonen auf 820 GeV beschleunigt und gespeichert werden können. Der Umfang des 1991 fertiggestellten Beschleunigers beträgt 6.3 km, er befindet sich in einem Tunnel 10 – 30 m unter der Erde. In zwei von vier Wechselwirkungszonen werden Teilchen, die in räumlich begrenzten „Paketen“ beschleunigt werden, alle 96 ns zur Kollision gebracht. In diesen Zonen sind die beiden Experimente H1 und ZEUS aufgebaut, die im Mai 1992 die ersten Ereignisse von Elektron-Proton-Kollisionen beobachtet haben. Weitere Experimente am HERA-Speicherring sind HERMES zur Untersuchung der Nukleon-Spinstruktur und HERA-B, das zur Untersuchung CP-verletzender Prozesse von B-Mesonen dienen soll.

Abbildung 2.1 zeigt eine schematische Ansicht des HERA-Speicherringes und seiner Vorbeschleuniger. Die Beschleunigung von Positronen und Protonen erfolgt bei HERA in unterschiedlichen Schritten. Positronen werden in dem Linearbeschleuniger LINAC II auf 500 MeV, anschließend in DESY II auf 7 GeV beschleunigt. In PETRA II erhalten die Positronen eine Energie von 12 GeV, mit der sie in HERA injiziert und auf ihre Endenergie beschleunigt werden. Protonen werden als H^--Ionen im LINAC III auf 50 MeV beschleunigt und nach Abstreifen der Elektronen in DESY III geführt, wo sie auf 7.5 GeV beschleunigt werden. In PETRA II erhalten die Protonen eine Injektionsenergie von 40 GeV und in HERA die endgültige Energie von 820 GeV. In HERA werden für die Positronen normalleitende, für die Protonen supraleitende Ablenkmagnete benutzt. Das Hochfrequenzbeschleunigersystem ermöglicht die Speicherung der Teilchenstrahlen in bis zu 210 gleichmäßig auf den Speicherring verteilten Teilchenpaketen. In der Datennahmeperiode 1995 betrug die Positronenergie 27.55 GeV. Es wurden Teilchenkollisionen mit 174 Teilchenpaketen durchgeführt.

Abbildung 2.1: *Der ep-Speicherring HERA*

2.2 Das H1-Experiment

2.2.1 Aufbau des H1-Detektors

Der H1-Detektor (siehe Abbildung 2.2) befindet sich in der Experimentierhalle NORD. Mit seiner Hilfe sollen Energie und Impuls aller bei den Positron-Proton Kollisionen enstehenden Teilchen gemessen werden. Er hat ein Volumen von etwa $12 \cdot 10 \cdot 15\,\mathrm{m}^3$ und füllt – bis auf wenige konstruktionsbedingte inaktive Bereiche wie Kabelschächte – den gesamten Raumwinkelbereich um den Wechselwirkungspunkt aus. Da die Protonen einen wesentlich größeren Impuls als die Positronen haben, wird ein großer Teil der Kollisionsprodukte in Vorwärtsrichtung gestreut. Vorwärtsrichtung bedeutet bei H1 positive z-Richtung, bzw. Protonflugrichtung. Aus diesem Grund ist der H1-Detektor nicht symmetrisch um den Wechselwirkungpunkt aufgebaut.

Es folgt eine Beschreibung der Komponenten des H1-Detektors. Die Numerierung bezieht sich auf die Abbildung 2.2. Eine vollständige Beschreibung findet sich in [62] und [63].

Die Spurkammern

Zentraler Siliziumvertexdetektor Dem Wechselwirkungspunkt am nächsten umschließt der zentrale Siliziumvertexdetektor das Strahlrohr [66]. Er besteht aus zwei konzentrischen, polygonförmigen Schalen mit 12, bzw. 20 Flächen. Jede Fläche besteht aus

Abbildung 2.2: *Der H1-Detektor*

sechs Siliziumsensoren, die in z-Richtung hintereinander angeordnet sind, und wird von der Ausleseelektronik an beiden Enden abgeschlossen. Jeder der insgesamt 192 Siliziumsensoren (Detektormodule) besteht aus einer $300\,\mu$m dicken, n-dotierten Substratschicht. Eine Seite der Substratschicht ist durch Implantation von Bor in 1280 parallele, p-dotierte Streifen mit einem Abstand von $25\,\mu$m segmentiert. Die andere Seite ist durch Implantation von Phosphor in 640 parallele, n^+-dotierte Streifen mit einem Abstand von $88\,\mu$m segmentiert. Die Halbleiter werden als rückwärts gespannte Diode betrieben. Ein geladenes Teilchen, welches den Detektor durchquert, erzeugt Elektron-Loch-Paare in dem Halbleiter. Die angelegte Spannung erzeugt ein Feld, in dem die Elektronen zur n^+-Seite und die Löcher zur p-Seite driften. Die Driftzeiten betragen in dem $300\,\mu$m dicken Substrat 10 ns für Elektronen und 30 ns für Löcher. Die Ladung wird über aufgedampfte Aluminiumstreifen ausgelesen. Die Halbleiter- und Aluminiumstreifen sind auf beiden Seiten senkrecht zueinander angeordnet, so daß die Teilchenbahn in zwei Projektionen (x und z) vermessen werden kann. Die Ortsauflösung der einzelnen Detektormodule beträgt für die x-Koordinate $15.8 \pm 0.3\,\mu$m und für die z-Koordinate $23.4 \pm 1.1\,\mu$m.

Rückwärtiger Silizium-Spurdetektor Ein weiterer Siliziumspurdetektor befindet sich in rückwärtiger z-Richtung [67]. Er soll die Spurmessung für Positronen verbessern, die unter einem Winkel von $\theta_e \leq 176°$ gestreut werden. Er besteht aus acht Detektorlagen, die senkrecht zur Strahlachse zwischen $z = -29$ cm und $z = -105$ cm installiert sind. Jede Lage besteht aus 16 trapezförmigen Detektorsegmenten. Die Segmente setzen sich aus drei unterschiedlichen Typen von einseitigen Siliziumdetektoren zusammen: r-Streifendetektoren zur Messung des Polarwinkels θ, ϕ-Streifendetektoren zur Messung des Transversalimpulses und Flächendetektoren als Bestandteil des Triggersystems. Die r-Streifendetektoren haben zusammen 81920 Streifen, die ϕ-Streifendetektoren haben 49152 Streifen. 1995 waren zunächst vier Scheiben installiert, die mit zwei r-Streifendetektoren bestückt waren, ein Jahr später wurden sie vollständig mit 16 Detektoren ausgestattet. Die ϕ-Streifendetektoren werden in einer späteren Datennahmeperiode eingebaut werden. Die Auflösung eines r-Streifendetektors beträgt etwa $20\,\mu$m, damit kann der Polarwinkel θ eines vom Wechselwirkungspunkt kommenden Teilchens auf 0.4 mrad genau gemessen werden. Die Auflösung eines ϕ-Streifendetektors beträgt 0.3 mrad, damit kann der Transversalimpuls eines Teilchens vom Wechselwirkungspunkt mit einer Genauigkeit von etwa 10 % (bei $p_\perp = 1\,\mathrm{GeV/c}$) bestimmt werden.

In radialer Richtung schließt sich an den zentralen Siliziumvertexdetektor das zentrale Spurkammersystem an $\boxed{2}$, es wird in $+z$-Richtung von einem System ergänzt, welches für die Vorwärtsrichtung optimiert ist $\boxed{3}$.

Zentrales Spurkammersystem Die zentrale Spurkammer $\boxed{2}$ (CTD) besteht von innen nach außen aus der inneren Proportionalkammer (CIP), der inneren z-Kammer (CIZ), der inneren Driftkammer (CJC1), der äußeren z-Kammer (COZ), der äußeren Proportionalkammer (COP) und der äußeren Driftkammer (CJC2) (Abbildungen 2.3, 2.4). Die Driftkammern CJC1 und CJC2 haben Drähte mit einer durchschnittlichen Länge von 2.2 m parallel zur Strahlachse, die Driftzellen sind gegenüber der radialen Richtung verkippt (Abbildung 2.4). In der Driftkoordinate (r, ϕ)-Ebene, werden Auflösungen von $170\,\mu$m erreicht. Die Auflösung in der z-Koordinate beträgt etwa 1 % der Drahtlänge. Diese Kammern erlauben eine Messung des transversalen Teilchenimpulses und zusätzlich den spezifischen Energieverlust $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ zur Teilchenidentifikation. Die Driftkammern CIZ und COZ dienen der Verbesserung der z-Auflösung bis auf $300\,\mu$m, was mit einer

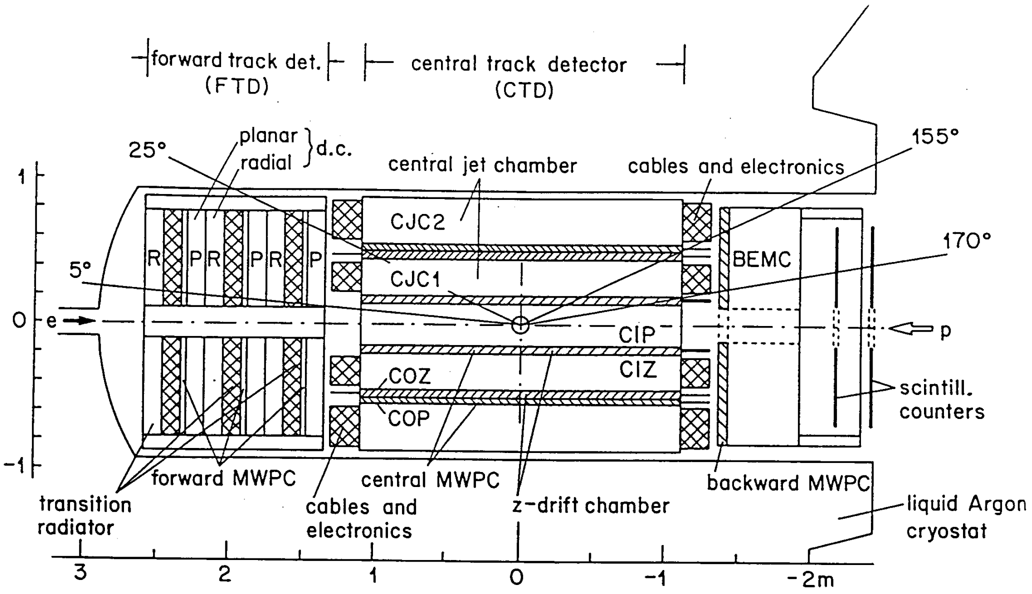


Abbildung 2.3: *Das H1-Spurkammersystem (r-z)-Ansicht. Seit 1995 ist im rückwärtigen Teil eine Driftkammer (BDC) für die rückwärtige Proportionalkammer und anstelle des BEMC ein Kalorimeter mit szintillierenden Fasern (SPACAL) eingebaut.*

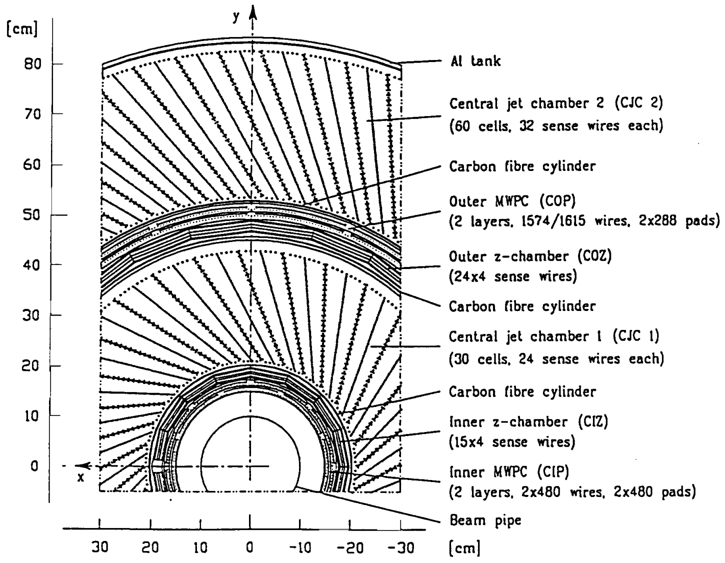


Abbildung 2.4: *Das zentrale Spurkammersystem. Schnitt senkrecht zum Strahl.*

Driftrichtung parallel und Drähten senkrecht zur Strahlachse erreicht wird. Die Proportionalkammern CIP und COP haben eine Zeitauflösung von etwa 21 ns, was eine gute Bestimmung des Wechselwirkungszeitpunktes t_0 erlaubt. Beide werden daher zur Ereignistriggerung verwendet.

Vorwärtsspurkammersystem Das Vorwärtsspurkammersystem $\boxed{3}$ (FTD) schließt sich in Vorwärtsrichtung an das zentrale Spurkammersystem an. Es besteht ebenfalls aus Drift- und Proportionalkammern, die durch Übergangsstrahlungsmodule aus Polypropylen ergänzt werden (Abbildung 2.3). Die Driftzellen der Driftkammern sind abwechselnd radial und tangential (planar) zum Strahlrohr angeordnet. Vervollständigt wird das Spurkammersystem durch die rückwärtige Driftkammer (BDC).

Die Kalorimeter

Im folgenden Abschnitt werden die Kalorimeter des H1-Detektors beschrieben. Das größte Kalorimeter, das Flüssig-Argon-Kalorimeter schließt sich radial an die Spurkammersysteme an. In Rückwärtsrichtung wird es von einem Kalorimeter mit szintillierenden Fasern (SPACAL) und in Vorwärtsrichtung von einem kleinen Kalorimeter (PLUG) ergänzt. Das äußere Eisenjoch des H1-Detektors ist ebenfalls als Kalorimeter instrumentiert. Ein speziell zum Nachweis vorwärtsgestreuter Neutronen konzipiertes Kalorimeter ist bei $z = 107$ m im Tunnel installiert.

Flüssig-Argon-Kalorimeter Das Flüssig-Argon-Kalorimeter (LAr-Kalorimeter) umschließt das Spurkammersystem des H1-Detektors. Der abgedeckte Winkelbereich beträgt $4^\circ \leq \vartheta \leq 154.8^\circ$. Es ist aufgeteilt in einen feiner segmentierten inneren Teil zur Vermessung elektromagnetischer Schauer $\boxed{4}$ und einen äußeren Teil zum Nachweis hadronischer Teilchen $\boxed{5}$. Beide Teilkalorimeter sind aus verschiedenen Modulen aufgebaut, deren Bezeichnungen sich an ihrer Lage zum Wechselwirkungspunkt orientieren. Von hinten nach vorne sind dies: BBE (Backward Barrel Electromagnetic), CB1, CB2, CB3 (Central Barrel), FB1, FB2 (Forward Barrel), sowie das innere und äußere vordere Kalorimeter IF, OF (Inner, Outer Forward). Die einzelnen Module sind in insgesamt mehr als 44000 Zellen unterteilt, was eine sehr gute Ortsauflösung der deponierten Energie ermöglicht. Jede Zelle besteht aus übereinandergeschichteten Absorberplatten, die abwechselnd mit Hochspannungs- und Ausleseelektroden bestückt sind und zwischen denen sich flüssiges Argon befindet. Im elektromagnetischen Teil wird als Absorbermaterial Blei und im hadronischen Teil Edelstahl verwendet. Hadronische und elektromagnetische Schauer gleicher Energie liefern nicht die gleiche Signalstärke, da für Hadronen neben der elektromagnetischen auch die starke Wechselwirkung eine Rolle spielt. Beim LAr-Kalorimeter von H1 wird dies durch getrennte Kalibration der Teilkalorimeter kompensiert. Die Tiefe des elektromagnetischen Kalorimeters beträgt etwa 20-30 Strahlungslängen X_0, des gesamten Kalorimeters etwa 5 bis 8 hadronische Wechselwirkungslängen λ_I. Die Energieauflösung wurde in Teststrahlmessungen am CERN zu ca. $12\,\%/\sqrt{E_e/\,\mathrm{GeV}}\ \pm 1\,\%$ für Elektronen und zu ca. $50\,\%/\sqrt{E_\pi/\,\mathrm{GeV}}\ \pm 2\,\%$ für Pionen bestimmt.

Rückwärtskalorimeter Das rückwärtige Kalorimeter (SPACAL) $\boxed{12}$ liegt in Rückwärtsrichtung ($-z$) hinter der rückwärtigen Driftkammer (BDC). Zur Energiemessung werden szintillierende Fasern, die in eine Bleimatrix eingebettet sind, verwendet. Es gliedert sich in einen elektromagnetischen und einen hadronischen Teil. Beide unterscheiden sich hinsichtlich ihrer Granularität und ihres Faser-Blei-Mischungsverhältnisses. Durch die kurze Ansprechzeit der szintillierenden Fasern, die durch Photomultiplier ausgelesen werden, mißt das SPACAL auch den Zeitpunkt der Energiedeposition mit einer Genauigkeit von etwa 1 ns. Dies erlaubt eine Identifikation von Strahl-Restgas- oder Strahl-Strahlrohrwand-Ereignissen, die von hinten in den Detektor eintreten. Die Dicke des elektromagnetischen SPACAL beträgt etwa 35 Strahlungslängen X_0, des gesamten SPACAL etwa 2 hadronische Wechselwirkungslängen λ_I. Die Energieauflösung des elektromagnetischen Teils liegt bei etwa 7.8 $\%/\sqrt{E/\mathrm{GeV}}$. (Aus [64]).

Vorwärtskalorimeter Das Vorwärtskalorimeter (PLUG) hat die Aufgabe, die Akzeptanzlücke zwischen Strahlrohr und dem vorderen Ende des Flüssig-Argon-Kalorimeters zu schließen ($0.6^\circ \lesssim \vartheta \lesssim 3.5^\circ$). Es besteht aus Kupferabsorbern und Siliziumzählern zur Signalauslese. Aufgrund von Größe und Position des Kalorimeters tragen hauptsächlich Leckverluste und der hohe Anteil an inaktivem Material zwischen ihm und dem Wechselwirkungspunkt zur Energieauflösung von etwa 150 $\%/\sqrt{E}$ bei.

Instrumentiertes Eisen Zum Nachweis hadronischer Energie, die aus dem zentralen Flüssig-Argon-Kalorimeter herausleckt und zur Myonspurrekonstruktion, ist das äußere Eisenjoch, des H1-Detektors, das zur Rückführung des magnetischen Flusses dient, mit Streamerröhren ausgestattet $\boxed{10}$.

Vorwärtsneutronkalorimeter Das Vorwärtsneutronkalorimeter bei $z = 107\,\mathrm{m}$ mißt Neutronen, die unter kleinem Winkel in Vorwärtsrichtung gestreut wurden. Damit soll die Reaktion ep → e'nX untersucht werden, mit deren Hilfe neue Erkenntnisse über die Strukturfunktion des Pions erwartet werden, welches bei dem Prozeß die Wechselwirkung vermittelt. Erste hadronische Ereignisse wurden im Mai 1996 beobachtet. Das Kalorimeter besteht aus Zellen, mit Bleiabsorbern und 2 m langen szintillierenden Fasern zur Auslese. Es ist in 75 hexagonale Module mit je 1141 Fasern unterteilt, die mit einem Photomultiplier ausgelesen werden. Geladene Teilchen können mit einem zweilagigen Hodoskop vor dem Kalorimeter erkannt und unterdrückt werden. Das Kalorimeter hat eine Dicke von 9.5 hadronischen Wechselwirkungslängen (λ_I). Die erwartete Energieauflösung beträgt etwa 30.6 $\%/\sqrt{E/\mathrm{GeV}} \pm 1\,\%$.

Magnetspule

Die supraleitende Magnetspule $\boxed{6}$ erzeugt im zentralen Spurkammersystem ein homogenes Magnetfeld der Stärke 1.2 T.

Vorwärtsmyonspektrometer

Das Vorwärtsmyonspektrometer $\boxed{9,11}$ dient der Messung hochenergetischer Myonen im Polarwinkelbereich $3^\circ \leq \vartheta \leq 17^\circ$. Es besteht aus je drei Driftkammerebenen vor und hinter einem Toroidmagneten. Die Auflösung beträgt 24 % bei 5 GeV/c und 36 % bei 200 GeV/c.

Vorwärtsprotonspektrometer

Unter kleinem Winkel ($\vartheta \lesssim 0.5\,\mathrm{mrad}$) in Vorwärtsrichtung gestreute Protonen werden mit dem H1-Vorwärtsprotonspektrometer nachgewiesen. Es besteht aus zwei Detektorstationen bei $z = 81\,\mathrm{m}$ und 90 m. Mit der bekannten spektroskopischen Ablenkung der gestreuten Protonen im Magnetfeld des HERA-Speicherrings läßt sich aus der gemessenen Protonspur der Impuls und der Streuwinkel rekonstruieren. Das Vorwärtsprotonspektrometer spielt eine wichtige Rolle für diese Arbeit, er wird daher ausführlich in einem extra Kapitel (3) behandelt.

Das Luminositätsmeßsystem

Das Luminositätsmeßsystem besteht aus einem Positrondetektor bei $z = -33.4\,\mathrm{m}$, einem Positrondetektor bei $z = -44.0\,\mathrm{m}$ und einem Photondetektor bei $z = -101.0\,\mathrm{m}$ (siehe Abbildung 2.5). Die drei Detektoren bestehen aus Kristall-Cherenkov-Zählern, die mit Photomultipliern ausgelesen werden. Ein Bleifilter ($2\ X_0$) und ein Wasser-Cherenkov-Veto-Zähler ($1\ X_0$) schützen den Photondetektor vor der hohen Synchrotronstrahlung an dieser Stelle. Die Energieauflösung der Detektoren beträgt etwa $10\ \%/\sqrt{E/\mathrm{GeV}} \pm\ 1\ \%$, die Ortsauflösung etwa 0.3 - 1.2 mm und die Zeitauflösung ist besser als 3 ns.

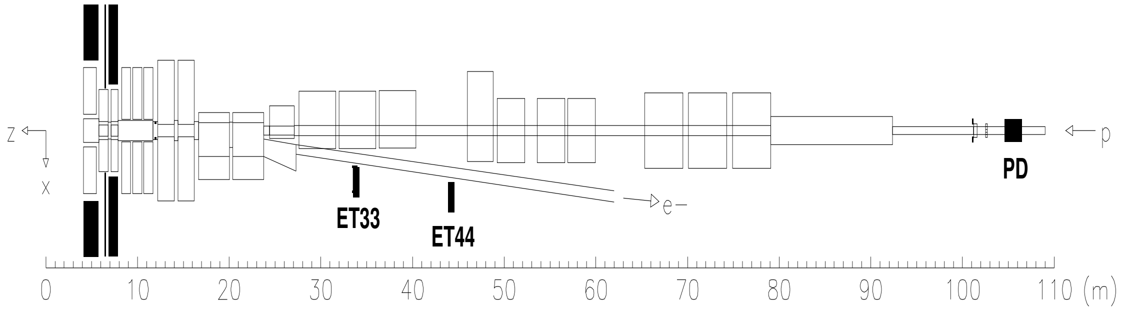


Abbildung 2.5: *Das H1-Luminositätsmeßsystem mit Positrondetektoren bei* $z = -33.4\,\mathrm{m}$ *(ET33) und* $z = -44.0\,\mathrm{m}$ *(ET44) und Photondetektor mit Bleifilter und Vetozähler bei* $z = -101.0\,\mathrm{m}$ *(PD).*

Die Hauptaufgabe des Luminositätsmeßsystem ist die schnelle, absolute Luminositätsmessung für die H1-Wechselwirkungen mit einer Präzision von etwa 5 %. Zusätzlich dient es HERA als Positionsmonitor für den Positronstrahl und – wie in dieser Analyse – kann es zur Definition von Photoproduktionsereignissen mit quasi-reellen Photonen im Bereich von $Q^2 < 0.01\,\mathrm{GeV}^2/c^2$ verwendet werden. Es ermöglicht die Messung der Energie der dabei unter kleinem Winkel gestreuten Positronen. Der Photondetektor ermöglicht ferner die Identifizierung von Ereignissen mit zusätzlicher Bremsstrahlung des Positrons.

Die Luminosität wird mittels der Rate von Bethe-Heitler-Ereignissen $ep \rightarrow ep\gamma$ bestimmt. Ein solches Ereignis erzeugt eine Koinzidenz in einem der Positrondetektoren und dem Photondetektor. Bethe-Heitler-Ereignisse sind theoretisch gut verstanden und treten mit hoher Rate auf, dadurch ist eine gute Präzision der Luminositätsmessung gewährleistet. Nach Berücksichtung aller Korrekturen, wie Akzeptanz des Detektorsystems, Anteil von Untergrundereignissen und Ereignissen, die durch nicht kollidierende Teilchenpakete ausgelöst werden, betrug die Genauigkeit im Jahre 1995 1.14 % [5].

2.2.2 Der H1-Trigger

Es ist physikalisch nicht sinnvoll und technisch nicht möglich alle auftretenden Ereignisse aufzuzeichnen. Eine schnelle Entscheidung, ob ein Ereignis aufgezeichnet werden soll, trifft das Triggersystem des H1-Detektors. Aufgezeichnet werden Ereignisse die auf physikalisch interessanten Prozessen basieren, sowie eine geringe Menge von Untergrundereignissen zur Untersuchung der Systematik von Analysen und zur Detektorkalibration.

Untergrundquellen sind

- die Synchrotronstrahlung des Positronstrahles,
- Wechselwirkungen der Protonen mit Restgasatomen im Strahlrohrvakuum,
- Protonen weit außerhalb der Nominalbahn, die mit dem Strahrohr und anderem Material des Beschleunigers wechselwirken,
- Myonen aus dem Strahlhalo und
- aus der kosmischen Strahlung.

Die minimale Zeit zwischen zwei aufeinanderfolgenden Teilchenkollisionen beträgt 96 ns. Durch Zwischenspeichern von bis zu 36 Ereignissen, kann eine schnelle Triggerstufe innerhalb von etwa $2.5\,\mu$s eine Vorentscheidung treffen. Wenn diese positiv ausfällt, werden sukzessive weitere Entscheidungsstufen aktiviert. Jede folgende Stufe hat mehr Zeit und Detektorinformationen zur Verfügung und kann daher eine bessere Entscheidung fällen. Ein Ereignis wird aufgezeichnet, wenn die höchste Stufe ein positives Signal liefert.

Der in dieser Analyse genutzte Trigger soll im folgenden beschrieben werden. Verwendet wurde eine Koinzidenz von Triggersignalen des Spurkammersystems, des Luminositätssystems und des Vorwärtsprotonspektrometers. Der Trigger des Luminositätssystems ist speziell für Photoproduktionsereignisse ausgelegt, die Kombination mit dem Spurtrigger reduziert zusätzlich den Untergrund. Der Trigger des Vorwärtsprotonspektrometers zum Nachweis vorwärtsgestreuter Protonen unter kleinem Winkel wird detailliert im nächsten Kapitel beschrieben.

Spurtrigger

Der verwendete Spurtrigger (H1-Bezeichnung: DCRϕ-Ta) signalisiert eine Spur in den zentralen Jetkammern (CJC1 und CJC2) mit einem Transversalimpuls größer 450 MeV/c, die ihren Ursprung in einem Zylinder mit 2 cm Radius um die Strahlachse hat. Letztere Bedingung stellt sicher, daß das gemessene Teilchen aus der Wechselwirkungsregion stammt.

Von den 56 radialen Lagen von Signaldrähten der Spurkammern werden für diesen Trigger 10 Stück benutzt. Ihre Signale werden mittels eines Komparators – unabhängig von der normalen Datenauslese – digitalisiert und zeitlich mit den Teilchenpaketen des Protonstrahls synchronisiert, damit bleibt die Driftzeitinformation mit einer Genauigkeit von 96 ns erhalten, was einer Ortsauflösung von 5 mm entspricht. Die Treffersignale werden im nächsten Schritt gespeichert und mit 10000 Treffermasken verglichen, die Spurpositionen im Driftraum und Spurkrümmungen im Magnetfeld abbilden. Aus den Masken, die mit dem Treffermuster übereinstimmen, können Rückschlüsse auf den Impuls und die Ladung des Teilchens gezogen werden. Auch die Anzahl der Spuren in 15 ϕ-Segmenten wird ermittelt. Stimmen die gewonnenen Informationen mit den Bedingungen für das Auslösen dieses Triggers überein, wird ein Triggersignal generiert.

Trigger des Luminositätsmeßsystems

Für den Trigger des Luminositätsmeßsystems werden die analogen Summensignale der einzelnen Detektoren (Positrondetektoren, Photondetektor und Vetozähler) mit einer Schwelle verglichen. Die Ergebnisse der einzelnen Vergleiche lassen sich beliebig verknüpfen, um das endgültige Triggersignal zu generieren. Um Photoproduktionsereignisse nachzuweisen wird verlangt, das das Signal mindestens eines Positrondetektors über der Schwelle, die Signale von Photondetektor und Vetozähler unterhalb der Schwelle liegen. Auf diese Weise wird ein Ereignis mit einem unter kleinem Winkel in Rückwärtsrichtung gestreuten Positron angezeigt. Das Ereignis darf kein zusätzliches Photon aufweisen, da dies nur bei Untergrundprozessen, wie Bethe-Heitler-Streuung oder Bremsstrahlung vom wechselwirkenden Positron anwesend sein kann. Die für die Analyse verwendeten Energieschwellenwerte für die Detektoren des Luminositätssystems sind in Kapitel 4 beschrieben.

Kapitel 3

Das Vorwärtsprotonspektrometer

Wird bei der Positron-Proton-Streuung die Wechselwirkung durch einen farbneutralen Zustand, wie Pomeron oder Pion, vermittelt, so kann das Proton intakt bleiben und wird unter kleinem Polarwinkel ($\vartheta \lesssim 1$ mrad) gestreut. Der Nachweis solcher Protonen ist nur in – für die Installation von Teilchendetektoren – ausreichend großem Abstand vom Protonstrahl möglich. Die Trennung der gestreuten Protonen vom Protonstrahl kann durch ihren Transversalimpuls bewirkt werden. Ist dieser jedoch sehr klein, werden die Protonen erst in sehr großer Entfernung einen für Detektorinstallationen ausreichenden Abstand vom Strahl haben.[1] Ein Mechanismus, der auch Protonen mit sehr kleinem Transversalimpuls ausreichend ablenken kann, ist durch die Magnetfelder der Strahlmagneten gegeben. Die Dispersion, die durch die Magnetfelder hervorgerufen wird, kann zur Impulsmessung benutzt werden. Sie wird beim Vorwärtsprotonspektrometer von H1 ausgenutzt, es ist ein magnetisches Spektrometer. Die Messung des Abstands zum Protonstrahl und des Auslenkwinkels erfolgt zur Zeit mit zwei Detektorstationen in 81 und 90 m Entfernung vom Wechselwirkungspunkt. Diese Stationen sind mit Hodoskopen aus szintillierenden Fasern bestückt.

In diesem Kapitel wird zunächst auf die Strahlführungsmagnete, die für das Vorwärtsprotonspektrometer genutzt werden eingegangen, dann wird das Prinzip der Impulsmessung beschrieben. Es folgt eine Beschreibung der beiden Detektorstationen und abschließend eine Diskussion zum Betrieb des Vorwärtsprotonspektrometers, in der unter anderem auf die Eichung, die Rekonstruktion der Protonmeßgrößen und die Detektoreffizienz eingegangen wird.

3.1 Die Protonstrahlmagnete des Vorwärtsprotonspektrometers

In Abbildung 3.1 sind die HERA-Strahlmagnete dargestellt, die von den Protonen zwischen dem Wechselwirkungspunkt und den Detektorstationen des Vorwärtsprotonspektrometers bei 81 und 90 m passiert werden. Magnete mit einem „`B`“ am Namensanfang stehen für Dipole, solche mit einem „`Q`“ für Quadrupole. Bis zu einer Entfernung von 24 m

---

[1] Unter der zusätzlichen Annahme, daß die Protonen nur eine Driftstrecke durchqueren.

vom Wechselwirkungspunkt verlaufen Positron- und Protonstrahl in einem gemeinsamen Strahlrohr. Die Magnete BS02 und BT03 kompensieren den Einfluß der Magnetstrecke, die mit den Positronen gemeinsam durchquert wird auf den Protonstrahl. Die Bahn des Protonstrahls ist somit hinter dem BT03-Magneten unabhängig vom Elektronstrahl. Die drei BU00-Magnete ab 65 m lenken den Protonstrahl schließlich um 5.7 mrad nach oben ab. Die daraus resultierende Dispersion, sowie die horizontale Dispersion durch die Trennung von Positron- und Protonstrahl werden vom Vorwärtsprotonspektrometer zur Impulsmessung genutzt. Die zwei Stationen des Vorwärtsprotonspektrometers befinden sich hinter den BU00-Magneten, bei 81 und 90 m.

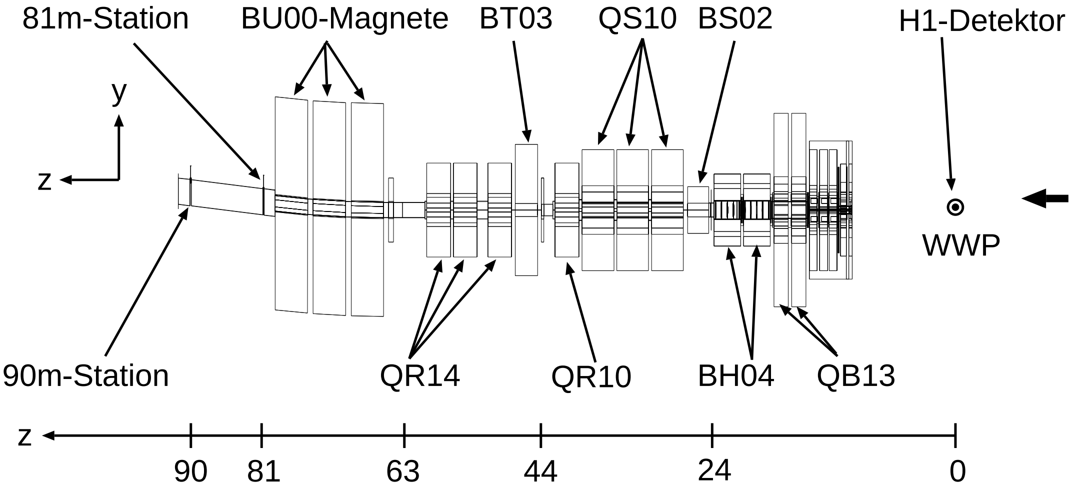


Abbildung 3.1: *Die HERA-Strahlführungsmagnete des Protonringes zwischen dem H1-Detektor und den Stationen des Vorwärtsprotonspektrometers. (WWP = Wechselwirkungspunkt)*

3.2 Prinzip der Impulsmessung

In diesem Abschnitt wird gezeigt, wie die Ablenkung von gestreuten Protonen im Feld der Strahlführungsmagnete zur Impulsmessung genutzt wird. Zunächst wird die Bewegung der Protonen im Magnetfeld der Strahlmagnete dargestellt. Diese ist in guter Näherung in horizontaler und vertikaler Ebene entkoppelt. Daher wird auf die Impulsmessung in diesen Ebenen zunächst getrennt eingegangen und dann die Kombination beider Messungen beschrieben. Zuletzt wird die Auflösung der Messung bestimmt, sowie der Einfluß der Vertexposition diskutiert. (Siehe auch [55]).

3.2.1 Bewegung geladener Teilchen im Magnetfeld

Zwischen dem Wechselwirkungspunkt und den Detektorstationen des Vorwärtsprotonspektrometers befinden sich nur Elemente der linearen Strahloptik: Driftstrecken, Dipole und

Quadrupole. Auf Protonen mit konstanter Energie wirken Ablenkkräfte, die entweder konstant sind oder linear mit dem transversalen Abstand von der Sollbahn zunehmen. Die Teilchenbewegungen in der horizontalen und vertikalen Ebene sind entkoppelt, daher können im folgenden die x- und y-Koordinate getrennt voneinander behandelt werden.

In der Beschleunigerphysik ist es üblich, ein bahngebundenes Koordinatensystem $K = (X, Y, s)$ zu verwenden, dessen Ursprung auf der Sollbahn s entlangläuft und dabei der longitudinalen Bewegung des Teilchens folgt. Da sich dieses nur wenig vom H1-Koordinatensystem $K_{\mathrm{H1}} = (x, y, z)$ unterscheidet, wird im folgenden nur dort zwischen diesen Systemen unterschieden, wo es nötig ist.

Die Lösung der Bewegungsgleichung für ein Teilchen mit nomineller Strahlenergie E relativ zur nominellen Bahn *(Orbit)* läßt sich folgendermaßen schreiben [68, 69]:

$$X(s) = \sqrt{\epsilon_x}\sqrt{\beta_x(s)}\cos[\varphi_x + \Phi_x(s)]. \tag{3.1}$$

Teilchen führen also transversale Bewegungen um den Orbit aus *(Betatronschwingungen)*, deren äußere Bewegungsgrenze durch die sogenannte Enveloppe $E_x(s) = \sqrt{\epsilon_x \beta_x(s)}$ gegeben ist. Die Betafunktion, bzw. Amplitudenfunktion $\beta_x(s)$ und die Phase der Betatronschwingung $\Phi_x(s)$ sind Funktionen, welche die Strahlfokussierung *(Optik)* beschreiben. Die Betafunktion hat die Dimension einer Länge, der Phasenvorschub ist dimensionslos. Sie sind über folgenden Ausdruck miteinander verknüpft:

$$\Phi_x(s) = \int\limits_0^s \frac{d\sigma}{\beta(\sigma)}$$

Durch Ableiten von Gleichung (3.1) erhält man den Winkel $X'(s)$ der Teilchenbahn zur nominellen Bahn:

$$X'(s) \equiv \frac{\mathrm{d}X}{\mathrm{d}s} = -\frac{\sqrt{\epsilon_x}}{\sqrt{\beta_x(s)}}(\alpha_x(s)\cos[\varphi_x + \Phi_x(s)] + \sin[\varphi_x + \Phi_x(s)]) \tag{3.2}$$

mit

$$\alpha_x(s) = -\frac{\beta'_x(s)}{2}$$

Die Emittanz ϵ_x und die Phase φ_x sind Integrationskonstanten der Lösung der Bewegungsgleichung und werden durch die Anfangsbedingungen festgelegt. $\Phi_x(s)$ kann für einen Ort s frei gewählt werden, da dies durch eine Änderung von φ_x ausgeglichen werden kann. Wählt man $\Phi_x(0) = 0$ und berücksichtigt, daß die Steigung der Betatronfunktion an Symmetriepunkten wie dem Wechselwirkungspunkt ($s = 0$) verschwinden muß ($\alpha_x(0) = -\beta'_x(0)/2 = 0$), so erhält man für φ_x und ϵ_x:

$$\tan\varphi_x = \beta_x(0)\frac{X'(0)}{X(0)}$$

$$\epsilon_x = \frac{X^2(0)}{\beta_x(0)\cdot\cos\varphi_x} = \frac{X'^2(0)\cdot\beta_x(0)}{\sin\varphi_x}.$$

Setzt man $a = \sqrt{\epsilon_x}\cdot\cos\varphi_x$ und $b = \sqrt{\epsilon_x}\cdot\sin\varphi_x$, so erhält man aus (3.1) und (3.2):

$$X(s) = a\sqrt{\beta_x(s)}\cos[\Phi_x(s)] - b\sqrt{\beta_x(s)}\sin[\Phi_x(s)]$$

$$X'(s) = -\frac{a}{\sqrt{\beta_x(s)}}(\alpha_x(s)\cos[\Phi_x(s)] + \sin[\Phi_x(s)]) + \frac{b}{\sqrt{\beta_x(s)}}(\alpha_x(s)\sin[\Phi_x(s)] - \cos[\Phi_x(s)])$$

und insbesondere

$$X(0) = a\sqrt{\beta_x(0)} \tag{3.3}$$

$$X'(0) = -\frac{b}{\sqrt{\beta_x(0)}}. \tag{3.4}$$

a bestimmt also die Abweichung des Teilchens von der Sollbahn am Wechselwirkungspunkt, b seinen Winkel zur Sollbahn. Hat nun ein Teilchen am Wechselwirkungspunkt den Abstand $X(0)$, so beträgt die Abweichung entlang der Trajektorie

$$X(s) = X(0)\cdot\cos[\Phi_x(s)]\sqrt{\beta_x(s)/\beta_x(0)}.$$

Ein Startwinkel $X'(0)$ führt zu Abweichungen von

$$X(s) = X'(0)\cdot\sin[\Phi_x(s)]\sqrt{\beta_x(s)\cdot\beta_x(0)}.$$

Betrachten wir nun ein Teilchen, welches eine von der Strahlenergie E verschiedene Energie $E' \neq E$ hat. Während obiges $X(s)$ die Abweichung eines Teilchens mit der Energie E vom Nominalorbit beschreibt, kann man nun die Funktionen α_x, β_x und Φ_x so energieabhängig machen, daß das resultierende $X_{E'}(s)$ die Abweichung eines Teilchens mit der Energie E' vom nominellen Orbit für Teilchen mit eben dieser Energie beschreibt. Der Bahnunterschied zwischen den nominellen Bahnen für Teilchen mit der Energie E' und Teilchen der Energie E wird durch die Dispersionsfunktion $D_x(s, E')$ beschrieben. Die Gesamtablage $X(s, E')$ zum Nominalorbit für die Energie E ergibt sich dann zu

$$X(s, E') = D(s, E') + X_{E'}(s)$$

und entsprechend der Winkel zwischen den Bahnen zu

$$X'(s, E') = D'(s, E') + X'_{E'}(s).$$

Die Abweichung von der Sollbahn und der Winkel dazu sind hierbei lineare Funktionen vom Abstand und vom Winkel am Wechselwirkungspunkt, wie durch Einsetzen der Gleichungen (3.3) und (3.4) zu sehen ist. Mit den Abkürzungen $C = \cos[\Phi_x(s, E')]$ und $S = \sin[\Phi_x(s, E')]$ ergibt sich:

$$\begin{pmatrix} X(s, E') \\ X'(s, E') \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} D_x(s, E') \\ D'_x(s, E') \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \sqrt{\frac{\beta_x(s)}{\beta_x(0)}}C & -\sqrt{\beta_x(0)\cdot\beta_x(s)}S \\ -\frac{a_x(s)C+S}{\sqrt{\beta_x(0)\cdot\beta_x(s)}} & \sqrt{\frac{\beta_x(0)}{\beta_x(s)}}[a_x(s)S - C] \end{pmatrix} \begin{pmatrix} X(0) \\ X'(0) \end{pmatrix}$$

Kommen die Teilchen vom Wechselwirkungspunkt, so daß $X(0) = 0$ ist, vereinfacht sich der Ausdruck zu

$$\begin{pmatrix} X(s, E') \\ X'(s, E') \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} D_x(s, E') \\ D'_x(s, E') \end{pmatrix} + X'_{E'}(0) \begin{pmatrix} -\sqrt{\beta_x(0, E')\cdot\beta_x(s, E')}S \\ \sqrt{\frac{\beta_x(0,E')}{\beta_x(s,E')}}[a_x(s, E')S - C] \end{pmatrix} \tag{3.5}$$

In den Abbildungen 3.2 und 3.3 ist der Winkel X' der Bahn des gestreuten Protons bei $z = 85\,\mathrm{m}$ gegen den Abstand X für verschiedene Protonenergien und -streuwinkel aufgetragen.

Da die Funktionen D_x, α_x, β_x und Φ_x bekannt sind, kann man durch Messung von $X(s)$ und $X'(s)$ an einem Ort s, die Energie E' und den Streuwinkel $\vartheta_x = X'(0)$ am Wechselwirkungspunkt rekonstruieren, vorausgesetzt, daß das gestreute Teilchen vom Wechselwirkungspunkt stammt, also $X(0) = 0$ ist. Der Einfluß dieser Annahme auf die Messung wird in Abschnitt 3.2.7 vorgestellt.

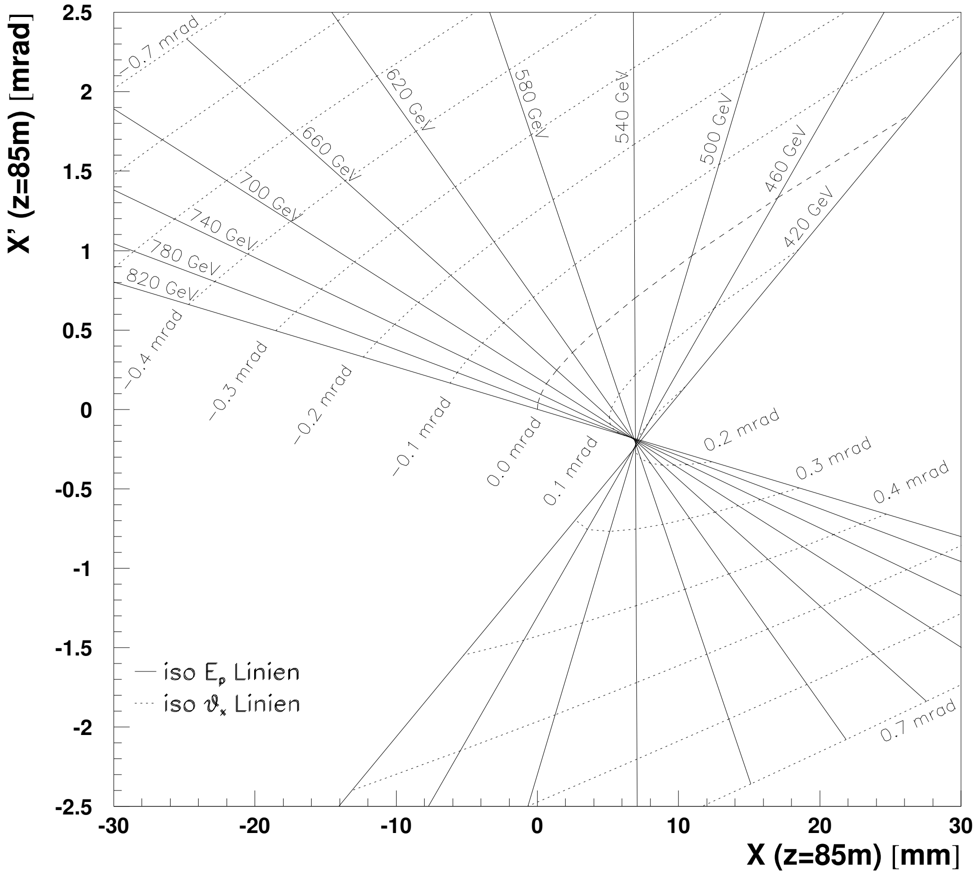


Abbildung 3.2: *Dispersion in der horizontalen Ebene für $z = 85\,\mathrm{m}$. Aufgetragen ist der Winkel X' der Bahn des gestreuten Protons bei $z = 85\,\mathrm{m}$ gegen die Abweichung X für verschiedene Protonenergien $E_{p'}$ und -streuwinkel ϑ_x.*

3.2.2 Impulsmessung in der horizontalen Ebene

Aus der gemessenen Protonspur im Vorwärtsprotonspektrometer werden die Abweichung X vom Protonorbit und der Winkel X' bei $z = 85\,\mathrm{m}$ (zwischen den beiden Detektorstationen) als Ausgangsgrößen der Impulsrekonstruktion verwendet. Setzt man in Analogie zu Gleichung (3.5)

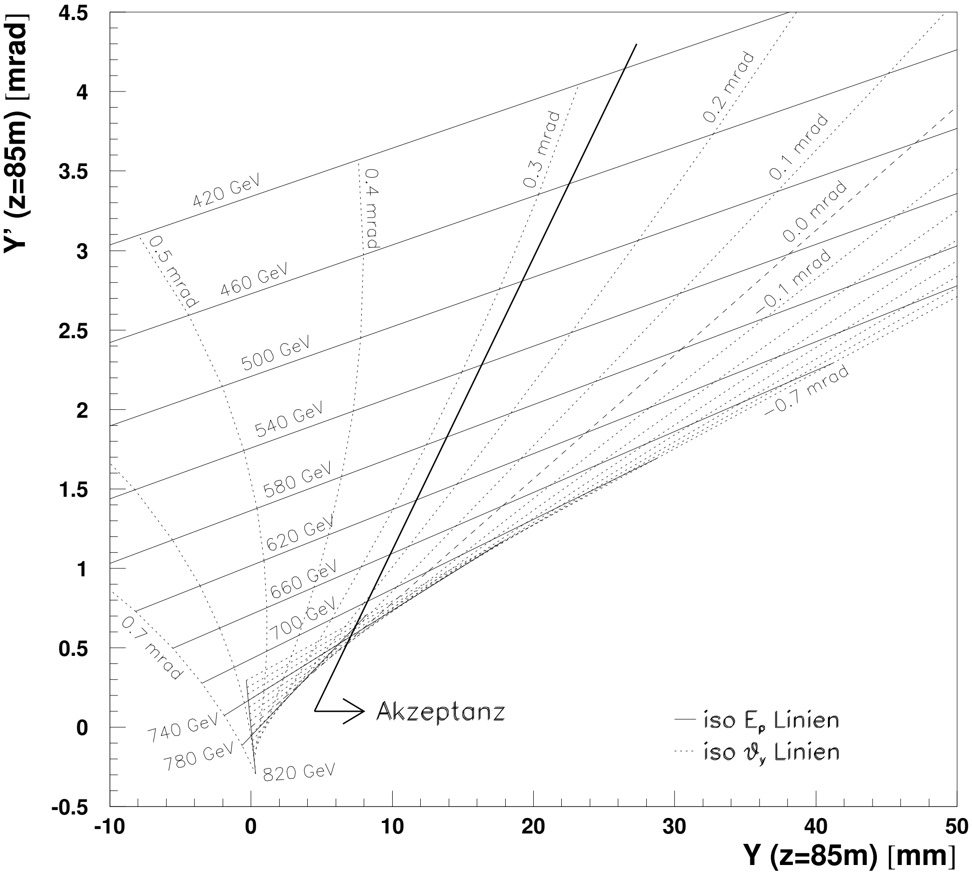


Abbildung 3.3: *Dispersion in der vertikalen Ebene für* $z = 85$ m. *Aufgetragen ist der Winkel* Y' *der Bahn des gestreuten Protons bei* $z = 85$ m *gegen die Abweichung* Y *für verschiedene Protonenergien* $E_{p'}$ *und -streuwinkel* ϑ_y.

$$\begin{pmatrix} X(85\,\mathrm{m}, E') \\ X'(85\,\mathrm{m}, E') \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_x(E') \\ c_x(E') \end{pmatrix} + X'(0) \begin{pmatrix} b_x(E') \\ d_x(E') \end{pmatrix}$$

ergibt sich ein nichtlineares Gleichungssystem mit den Lösungen E' und $\vartheta_x = X'(0)$, der Energie des gestreuten Protons und des horizontalen Streuwinkels. Die Energieabhängigkeit der Koeffizienten a, b, c und d für horizontale (x) und vertikale (y) Ebene ist in den Abbildungen 3.4 und 3.5 gezeigt. Zwischen den dort dargestellten diskreten Werten, wird bei der Impulsrekonstruktion linear interpoliert:

$$a_x(E') = A_x + A'_x \cdot E'$$

mit

$$A'_x = \frac{a_x(E_1) - a_x(E_2)}{E_1 - E_2}$$

$$A_x = a_x(E_1) - A' \cdot E_1$$

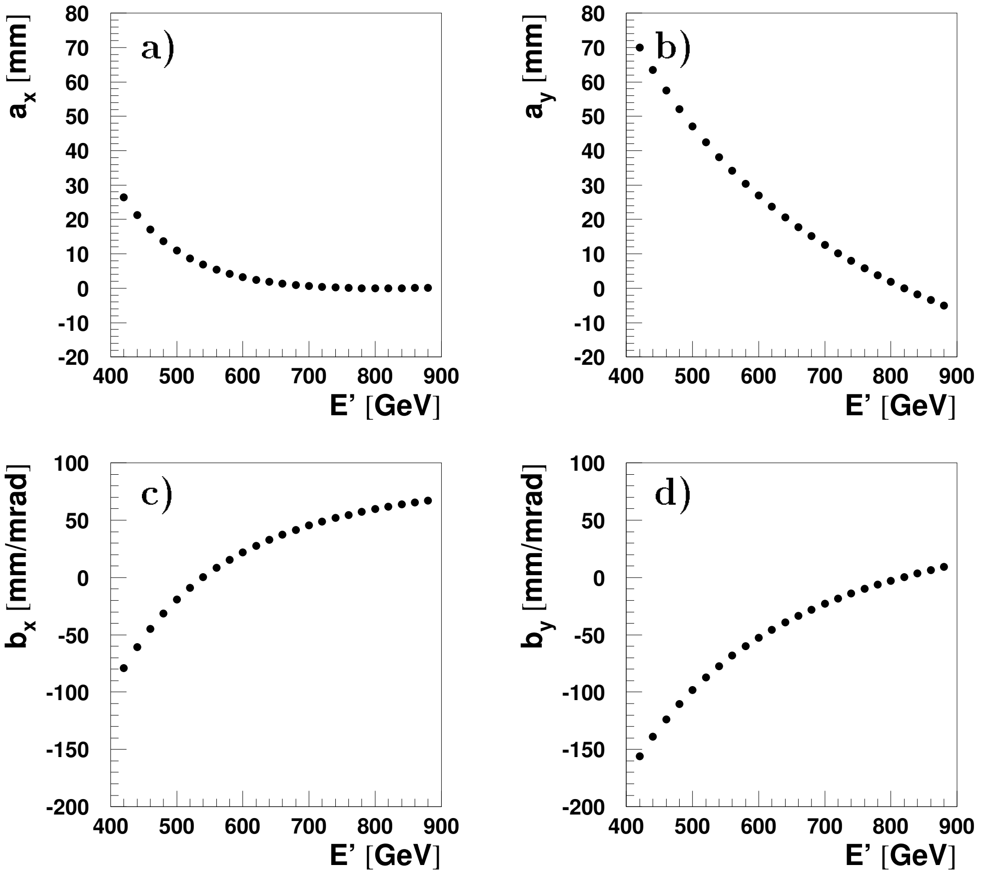


Abbildung 3.4: *Energieabhängigkeit der Koeffizienten a) a_x, b) a_y, c) b_x und d) b_y.*

und analog für die anderen Koeffizienten. Dabei sind E_1 und E_2 ein benachbartes Paar von Energiewerten, für welche die Koeffizienten a bis d bestimmt worden sind. Für jedes dieser Paare, erhält man folgendes Gleichungssystem:

$$X = A_x + A'_x \cdot E' + B_x \cdot \vartheta_x + B'_x \cdot E' \cdot \vartheta_x \tag{3.6}$$

$$X' = C_x + C'_x \cdot E' + D_x \cdot \vartheta_x + D'_x \cdot E' \cdot \vartheta_x \tag{3.7}$$

und durch Eliminieren von ϑ_x, erhält man die quadratische Gleichung

$$E'^2 + \frac{A'_x D_x - B_x C'_x - (X - A_x) D'_x + B'_x (X' - C_x)}{A'_x D'_x - B'_x C'_x} E' + \frac{-(X - A_x) D_x + B_x (X' - C_x)}{A'_x D'_x - B'_x C'_x} = 0$$

Diese Gleichung hat im allgemeinen zwei Lösungen. Liegt eine der beiden Lösungen E' zwischen E_1 und E_2, so wird diese akzeptiert. Anderenfalls wird mit den Koeffizienten des nächsten Energiepaares (E_2 und E_3) eine neue Lösung bestimmt.

Der Größe X' als Funktion von X für verschiedene Werte von E' und ϑ_x ist in Abbildung 3.2 gezeigt; man erhält eine Lösung für jedes Paar (X, X'). Aufgrund von Meßun-

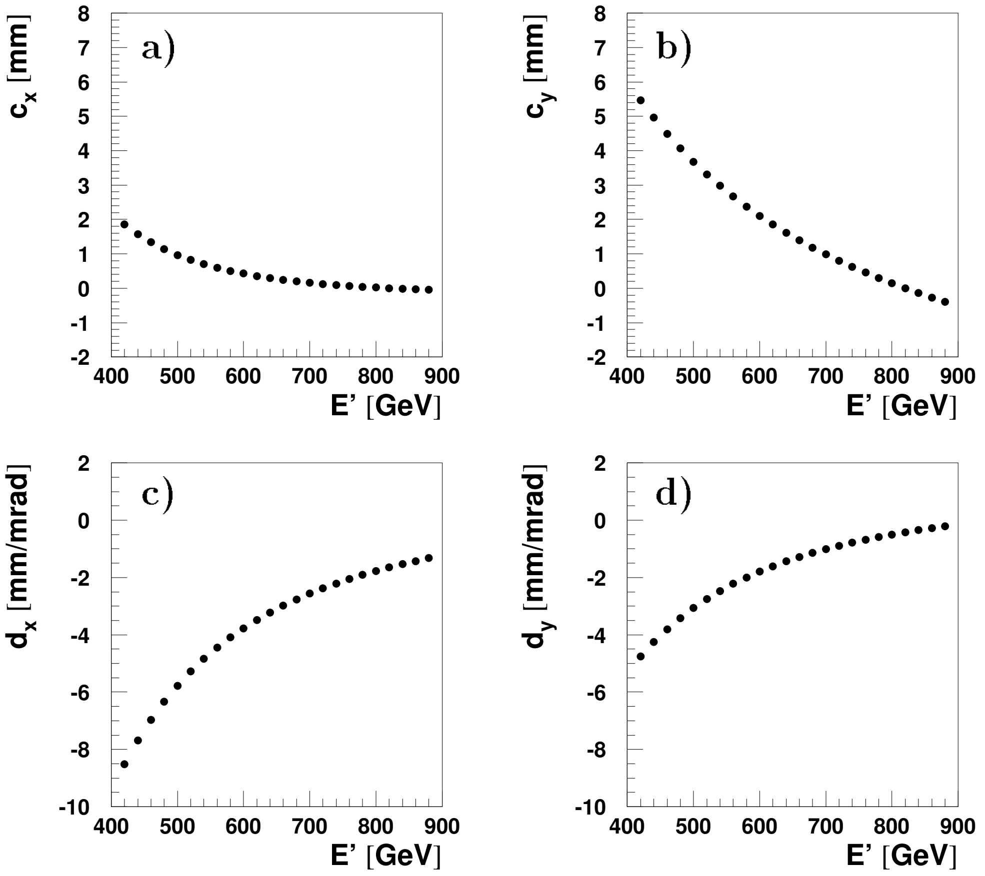


Abbildung 3.5: *Energieabhängigkeit der Koeffizienten a) c_x, b) c_y, c) d_x und d) d_y.*

genauigkeiten können allerdings in dem Bereich, wo sich die Isoenergielinien schneiden, unphysikalische Lösungen $E' > 820\,\mathrm{GeV}$ oder Lösungen außerhalb der Akzeptanz des Vorwärtsprotonspektrometers $E' < 420\,\mathrm{GeV}$ vorkommen. Diese werden nicht für die Analyse verwendet (siehe Abschnitt 4.2.4).

3.2.3 Impulsmessung in der vertikalen Ebene

In der vertikalen Ebene gibt es praktisch im gesamten Akzeptanzbereich des Vorwärtsprotonspektrometers zwei Lösungen zu einem (Y, Y')-Paar. Eine Lösung liegt dabei im Energiebereich $420\,\mathrm{GeV} \lesssim E' \lesssim 740\,\mathrm{GeV}$ und im Bereich von Streuwinkeln $-0.4\,\mathrm{mrad} \lesssim \vartheta_y \lesssim 0.7\,\mathrm{mrad}$ (Abbildung 3.6). Die Zweite liegt bei höheren Energiewerten $740\,\mathrm{GeV} \lesssim E' \lesssim 810\,\mathrm{GeV}$ und großen Streuwinkeln $-10\,\mathrm{mrad} \lesssim \vartheta_y \lesssim 0\,\mathrm{mrad}$ (Abbildung 3.7). Da Protonen mit Streuwinkeln $|\vartheta_y| > 1\,\mathrm{mrad}$ schon innerhalb der ersten 24 m Flugstrecke das Strahlrohr treffen [56], können solche Lösungen allerdings von vornherein verworfen werden.

Für den Bereich, in dem beide Lösungen realistischen Energie- und Winkelwerten entsprechen, kann durch den Vergleich mit dem Energiewert aus der Rekonstruktion der

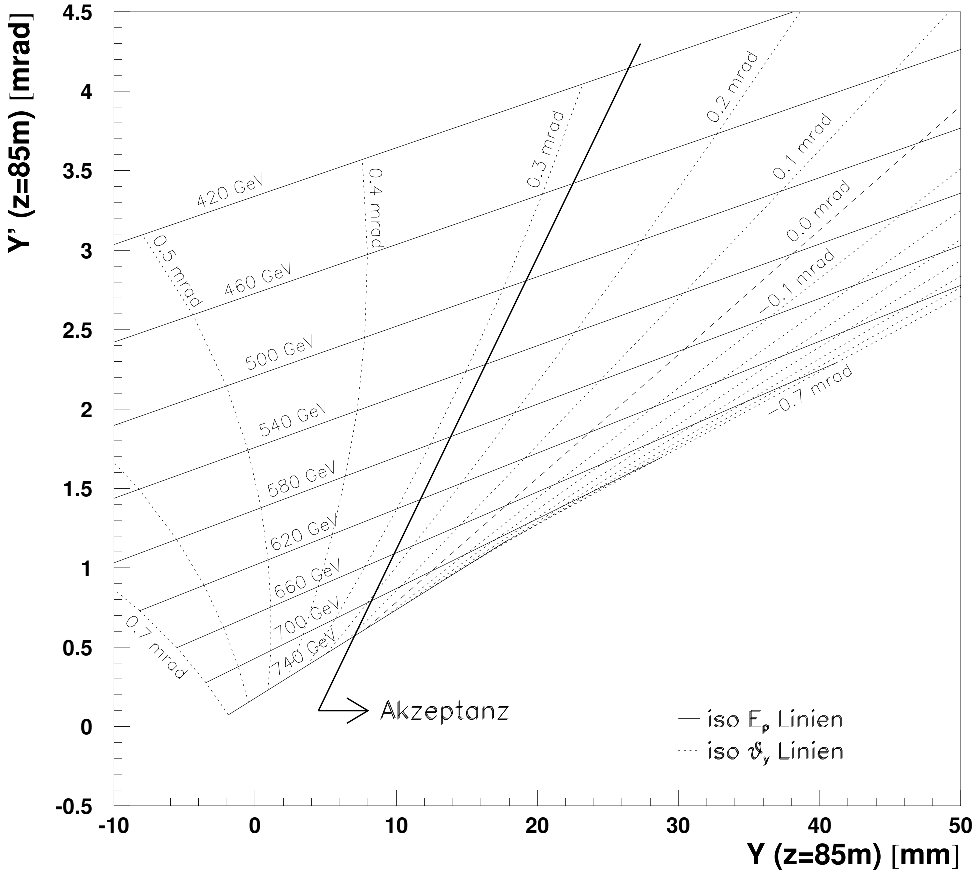


Abbildung 3.6: *Dispersion in der vertikalen Ebene für* $z = 85\,\mathrm{m}$. *Aufgetragen ist der Winkel* Y' *der Bahn des gestreuten Protons bei* $z = 85\,\mathrm{m}$ *gegen die Abweichung* Y *für verschiedene Protonenergien* $E_{p'}$ *und -streuwinkel* ϑ_y. *Hier für die Bereiche* $420\,\mathrm{GeV} \leq E' \leq 740\,\mathrm{GeV}$ *und* $-0.7\,\mathrm{mrad} \leq \vartheta_y \leq 0.7\,\mathrm{mrad}$.

horizontalen Ebene in den meisten Fällen der richtige ausgewählt werden. Dies ist der, für den der Ausdruck

$$\frac{(E'_x - E'_y)^2}{\Delta E'^2_x + \Delta E'^2_y}$$

minimal ist (zur Bestimmung von $\Delta E'_x$ und $\Delta E'_y$, siehe nächsten Abschnitt).

In dem Bereich, wo die Energieauflösung aus der Rekonstruktion der horizontalen Ebene schlecht ist ($\vartheta_x \approx 0.15 - 0.20\,\mathrm{mrad}$), wird zusätzlich ausgenutzt, daß es wahrscheinlicher ist, Lösungen mit kleinem Winkel zu erhalten. Monte-Carlo-Studien zeigen, daß man in der Regel die korrekte Lösung erhält, wenn die Größe

$$\frac{(E'_x - E'_y)^2}{\Delta E'^2_x + \Delta E'^2_y} + \frac{\vartheta_x^2}{\sigma_\vartheta^2} + \frac{\vartheta_y^2}{\sigma_\vartheta^2}$$

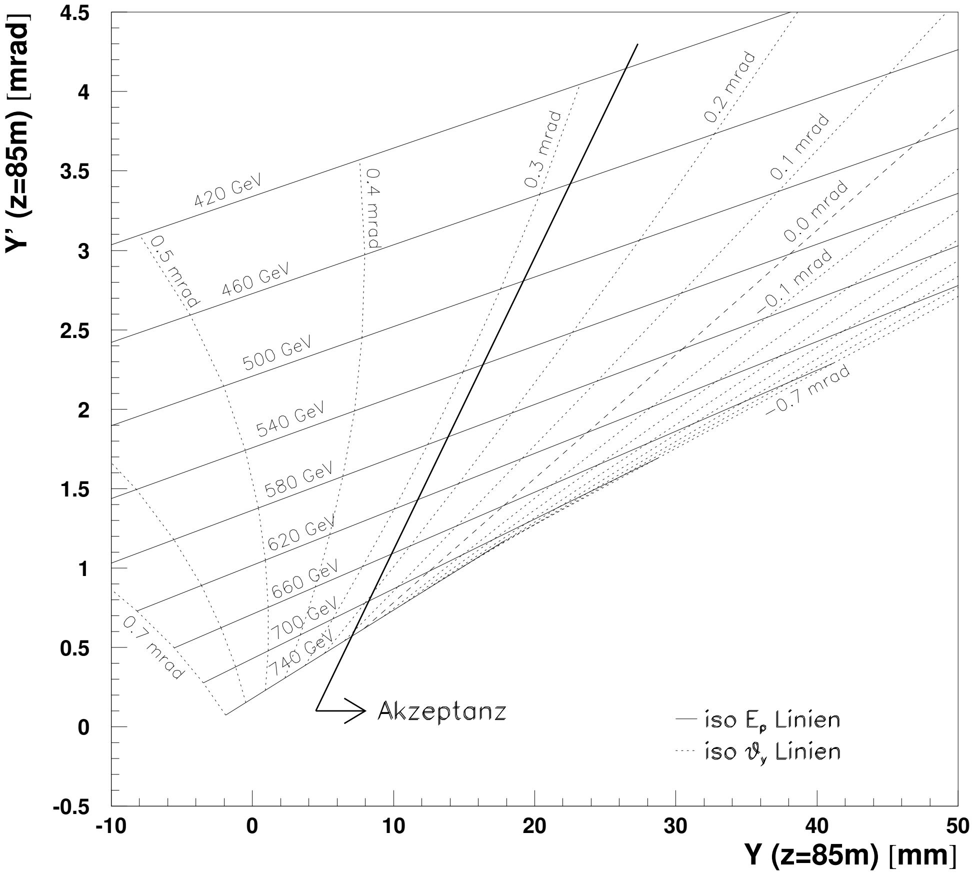


Abbildung 3.7: *Dispersion in der vertikalen Ebene für* $z = 85\,\mathrm{m}$. *Aufgetragen ist der Winkel* Y' *der Bahn des gestreuten Protons bei* $z = 85\,\mathrm{m}$ *gegen die Abweichung* Y *für verschiedene Protonenergien* $E_{p'}$ *und -streuwinkel* ϑ_y. *Hier für die Bereiche* $740\,\mathrm{GeV} \leq E' \leq 820\,\mathrm{GeV}$ *und* $-10\,\mathrm{mrad} \leq \vartheta_y \leq 1\,\mathrm{mrad}$.

minimiert wird [55]. Die Breite der ϑ-Verteilung wird mit $\sigma_\vartheta \approx 0.25\,\mathrm{mrad}$ abgeschätzt.

3.2.4 Bestimmung der Fehler

Nachdem E' und ϑ_x bekannt sind, kann man aus den Gleichungen (3.6) und (3.7) die partiellen Ableitungen von X und X' nach E' und ϑ_x bestimmen:

$$\frac{\partial(X, X')}{\partial(E', \vartheta_x)} = \begin{pmatrix} A'_x + B'_x \cdot \vartheta_x & B_x + B'_x \cdot E' \\ C'_x + D'_x \cdot \vartheta_x & D_x + D'_x \cdot E' \end{pmatrix} . \tag{3.8}$$

Die Kovarianzmatrix von E' und ϑ_x kann dann aus der Kovarianzmatrix von X und X' mit der Invertierten obiger Matrix $\partial(E', \vartheta_x)/\partial(X, X')$ berechnet werden [70].

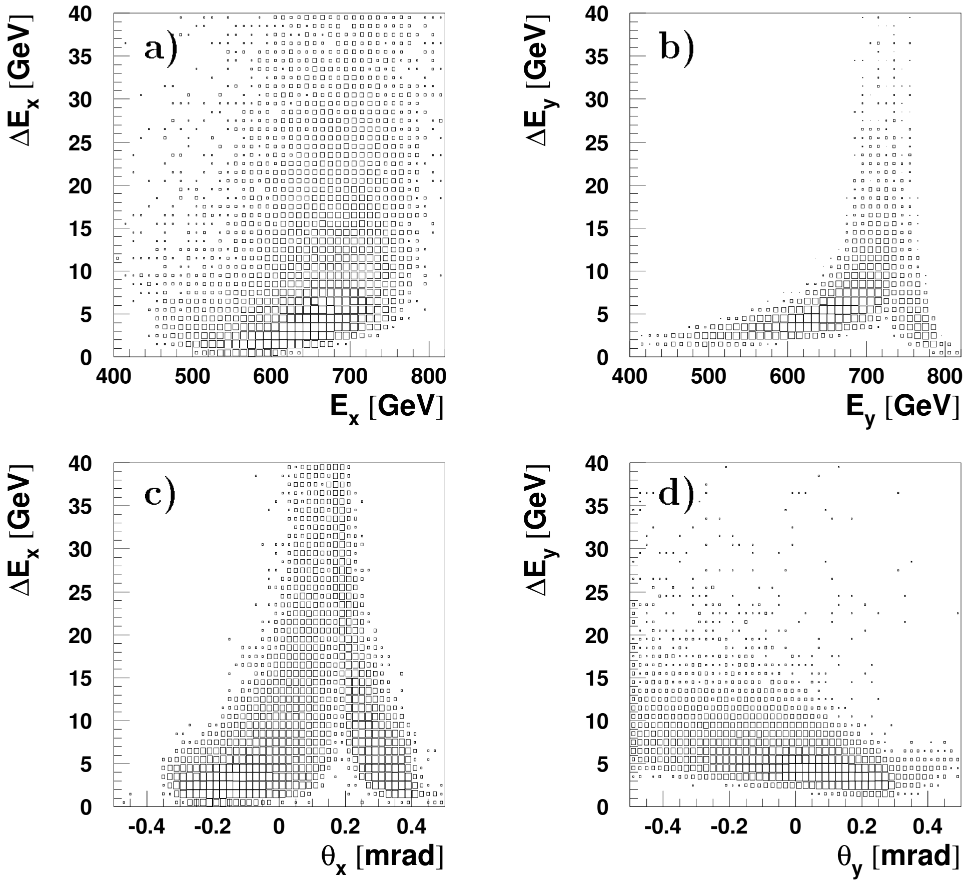


Abbildung 3.8: *Fehler der Impulsrekonstruktion in horizontaler (a,c) und vertikaler (b,d) Ebene in Abhängigkeit von* E_x *(a),* ϑ_x *(c),* E_y *(b) und* ϑ_y *(d). Die Kästchengröße ist proportional zum Logarithmus der Einträge.*

3.2.5 Kombination der Messungen in beiden Ebenen

Durch die getrennte Rekonstruktion der Messungen in der horizontalen und vertikalen Ebene, stehen zwei Streuwinkel ϑ_x, ϑ_y und zwei Energiewerte E_x und E_y zur Verfügung. Es ist zweckmäßig, die beiden Energiemessungen zu einem Energiewert zusammenzufassen. Dabei muß die unterschiedliche Meßgenauigkeit in Abhängigkeit der (X,X')- und (Y,Y')-Werte berücksichtigt werden. Wie die Abbildung 3.8 zeigt, hängt in der x-Koordinate die Genauigkeit der Energiemessung hauptsächlich vom Emissionswinkel ϑ_x ab und wird im Bereich $\vartheta_x \approx 0.15 - 0.20$ mrad sehr schlecht. In der vertikalen Koordinate wird die Genauigkeit von E_y mit wachsender Protonenenergie und kleiner werdendem ϑ_y schlechter.

Da die Werte von Energie und Emissionswinkel korreliert sind, sollten auch die Ergebnisse der Winkelmessungen an den endgültigen Energiewert angepaßt werden. So kann die Messung von E_y benutzt werden, um die Winkelmessung von ϑ_x im Bereich von etwa $0.15 - 0.20$ mrad, also im Bereich sich kreuzender Isoenergielinien in Abbildung 3.2, zu verbessern.

Das verwendete Verfahren bestimmt aus den vier rekonstruierten Werten für die Energie und den Emissionswinkel neue Werte E, Θ_x und Θ_y, die den Ausdruck

$$\chi^2 = (E - E_x, E - E_y, \Theta_x - \vartheta_x, \Theta_y - \vartheta_y) \cdot \mathbb{C}^{-1}_{E_x,E_y,\vartheta_x,\vartheta_y} \cdot \begin{pmatrix} E - E_x \\ E - E_y \\ \Theta_x - \vartheta_x \\ \Theta_y - \vartheta_y \end{pmatrix}$$

minimieren. Die Kovarianzmatrix $\mathbb{C}_{E_x,E_y,\vartheta_x,\vartheta_y}$ ergibt sich aus der Fehlerrechnung. Um die Minimierung zu erreichen, wird das lineare Gleichungssystem

$$\frac{\partial\chi^2}{\partial E} = 0, \quad \frac{\partial\chi^2}{\partial\Theta_x} = 0, \quad \frac{\partial\chi^2}{\partial\Theta_y} = 0$$

nach den drei Unbekannten E, Θ_x und Θ_y aufgelöst. Bringt man es in die Form

$$\mathbf{A} \cdot \begin{pmatrix} E \\ \Theta_x \\ \Theta_y \end{pmatrix} = \mathbf{B} \cdot \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ \vartheta_x \\ \vartheta_y \end{pmatrix}$$

mit

$$\begin{aligned} \mathbf{B} &= \mathbf{C} \cdot \mathbb{C}^{-1}_{E_x,E_y,\vartheta_x,\vartheta_y} \\ \mathbf{A} &= \mathbf{B} \cdot \mathbf{C}^T \end{aligned}$$

und $\mathbf{C}$ gleich der 4×4-Einheitsmatrix, so lautet die Lösung des Gleichungssystems:

$$\begin{pmatrix} E \\ \Theta_x \\ \Theta_y \end{pmatrix} = \mathbf{A}^{-1} \cdot \mathbf{B} \cdot \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ \vartheta_x \\ \vartheta_y \end{pmatrix} = \mathbf{D} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ \vartheta_x \\ \vartheta_y \end{pmatrix}$$

Die Lösung des Gleichungssystems und damit der letzte Rekonstruktionsschritt wird verworfen, wenn $\chi^2 > 10$ ist.

Diese Methode ergibt für die Energie nahezu das gleiche Ergebnis, wie das fehlergewichtete Mittel

$$\bar{E} = \frac{\frac{E_x}{\Delta E_x^2} + \frac{E_y}{\Delta E_y^2}}{\frac{1}{\Delta E_x^2} + \frac{1}{\Delta E_y^2}}$$

mit dem Fehler

$$\Delta\bar{E} = \left(\frac{1}{\Delta E_x^2} + \frac{1}{\Delta E_y^2}\right)^{-\frac{1}{2}}$$

Zusätzlich werden die Werte von ϑ_x und ϑ_y korrigiert und es ergibt sich eine verbesserte Auflösung für Θ_x und Θ_y. Abbildungen 3.9 und 3.10 zeigen die Unterschiede zwischen kombinierter Energie E und den Ausgangsgrößen E_x und E_y. Die Änderungen bei der Kombination liegen in der Größenordnung der Meßfehler, das gilt auch für die Winkelkorrekturen ($\vartheta_{x,y} \to \Theta_{x,y}$).

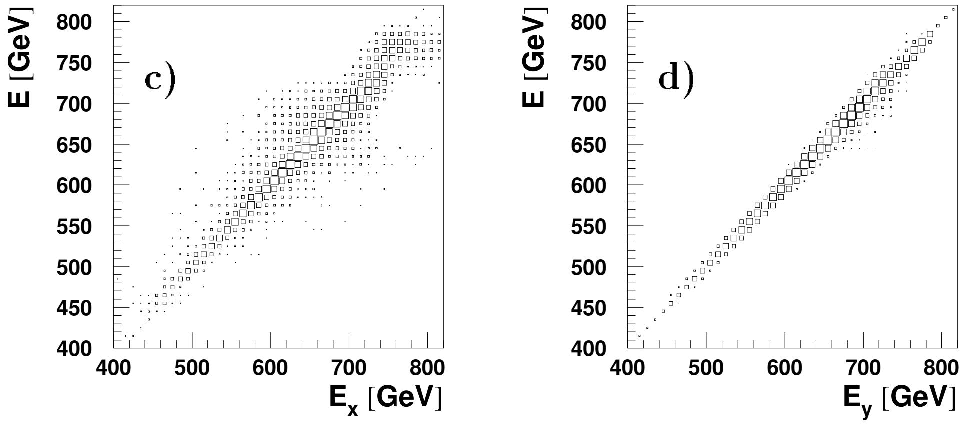


Abbildung 3.9: *Kombinierte Energie E in Abhängigkeit der rekonstruierten Energien der horizontalen Ebene E_x (a) und vertikalen Ebene (b). Die Kästchengröße ist proportional zum Logarithmus der Einträge.*

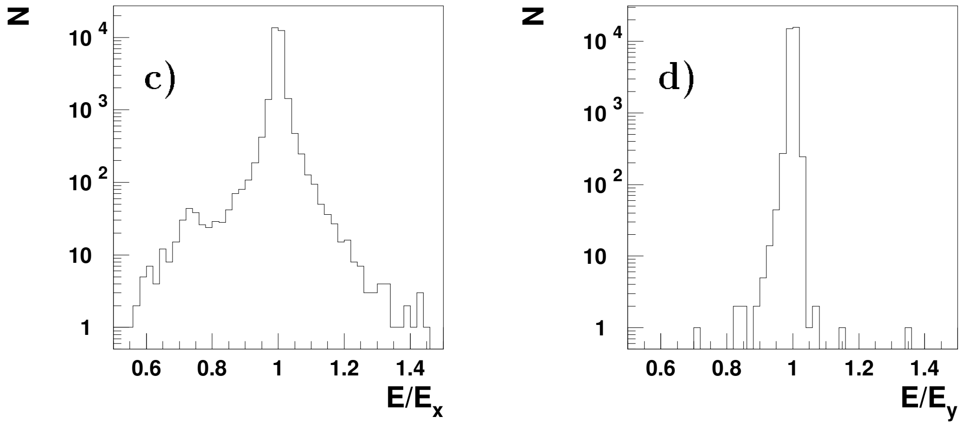


Abbildung 3.10: *Kombinierte Energie E geteilt durch die rekonstruierten Energien der horizontalen Ebene E_x (a) und vertikalen Ebene (b), in logarithmischer Darstellung.*

3.2.6 Auflösung der Energie- und Winkelmessung

Abbildung 3.11 zeigt die Auflösungen der kombinierten Größen E, Θ_x und Θ_y in Abhängigkeit von diesen Größen. Man erkennt eine schwache Abhängigkeit der Energieauflösung von Θ_x, weil für $\vartheta_x \approx 0.15\,\mathrm{mrad}$ die Energiemessung von E_y dominiert wird. Da die Energieauflösung in x und in y mit zunehmender Energie schlechter wird, gilt dies auch für die kombinierte Energie. Typische Werte für die Energieauflösung sind: $\Delta E(E) \approx 2\,\mathrm{GeV}$, bei $E = 550\,\mathrm{GeV}$, $\Delta E(650\,\mathrm{GeV}) \approx 4\,\mathrm{GeV}$ und $\Delta E(700\,\mathrm{GeV}) \approx 6\,\mathrm{GeV}$. Die Auflösung von Θ_x ist weitgehend unabhängig von E, Θ_x und Θ_y, sie beträgt etwa $\Delta\Theta_x \approx 5\,\mu\mathrm{rad}$. Sie ist damit viel kleiner als die horizontale Divergenz des Protonstrahls von etwa 25 mrad. Der Fehler von Θ_y ist dagegen stark mit E und Θ_y korreliert, er steigt von $\Delta\Theta_y(E =$

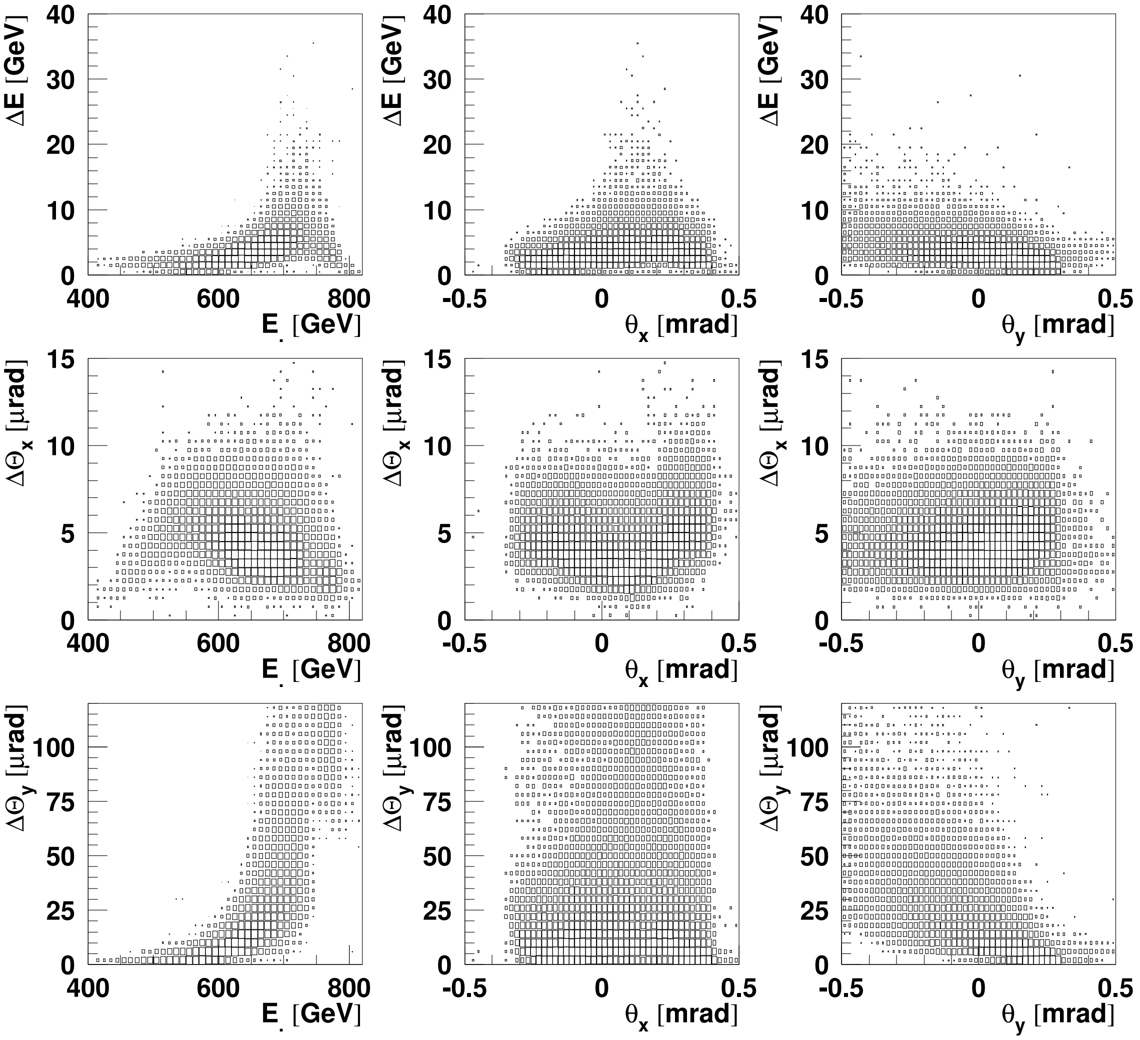


Abbildung 3.11: *Fehler der Impulsrekonstruktion nach Kombination von E_x und E_y. Gezeigt sind die Fehler der Größen nach der Kombination E, Θ_x und Θ_y in Abhängigkeit von diesen Größen. Die Kästchengröße ist proportional zum Logarithmus der Einträge.*

$500\,\mathrm{GeV}, \Theta_y = 0.3\,\mathrm{mrad}) \approx 5\,\mu\mathrm{rad}$ bis $\Delta\Theta_y(\gtrsim 650\,\mathrm{GeV}, \lesssim -0.1\,\mathrm{mrad}) \approx 100\,\mu\mathrm{rad}$ an.

3.2.7 Einfluß der Vertexposition

Proton- und Positronstrahl haben eine endliche Ausdehnung mit einem gaußförmigen Dichteverlauf nahe der Sollbahn. Daher finden die Wechselwirkungen nicht immer am selben Ort statt. Eine Abschätzung von Benno List in [55] liefert für transversale Vertexverschiebungen in horizontaler Richtung von 160 μm eine Verschiebung der Trefferposition bei 85 m um etwa 50 bis 150 μm und eine Winkeländerung zwischen 8 und 25 μrad. Vertikale Vertexverschiebungen um 30 μm führen zu Verschiebungen um 80 bis 150 μm und Winkeländerungen von etwa 2 bis 3 μrad. Diese für die Datennahmeperiode 1995 typischen Werte liegen in derselben Größenordnung wie die Meßgenauigkeit des Vorwärtsprotonspektrometers für den Trefferort und die Winkeländerung ist vergleichbar mit der Unsicherheit von etwa 6 μrad, die sich aus der Vielfachstreuung am Material der ersten Station des Vorwärtsprotonspektrometers ergibt. Eine Korrektur ist nur mit entsprechend genauer Kenntnis der transversalen Vertexposition möglich, diese konnte jedoch von den im Jahr 1995 vorhandenen Spurkammern nicht geliefert werden. Der zentrale Siliziumvertexdetektor, der sich 1995 im Testbetrieb befand, wird in Zukunft die Vertexposition mit der erforderlichen Genauigkeit messen können. Für die Rekonstruktion dieser Analyse wurden die von den Spurkammern gemessenen Vertexpositionen für jede Datennahmeeinheit gemittelt und anschließend die Spuren jedes Ereignisses an diesen mittleren Vertex angepaßt.

Die horizontale Ausdehnung der Protonpakete beträgt etwa 40 cm, die Verteilung der Vertices der Positron-Proton-Wechselwirkungen ist annähernd gaußförmig mit einer Breite von 10 cm. Auch diese longitudinalen Vertexverschiebungen beeinflussen das Ergebnis der Rekonstruktion. Eine Diskussion in [55], die das Problem auf äquivalente transversale Vertexverschiebungen zurückführt, liefert für diese Verschiebungen in horizontaler wie in vertikaler Richtung etwa 35 μm. Ein Vergleich mit den Werten für die nominellen Vertexverschiebungen von 160 μm (horizontal) und 30 μm (vertikal) aus dem letzten Absatz zeigt, daß die Verschiebung in horizontaler Richtung vernachlässigbar ist. Die äquivalente Vertexverschiebung in vertikaler Richtung ist in der Größenordnung der nominellen Verschiebungen und damit in der Größenordnung der Meßgenauigkeit des Vorwärtsprotonspektrometers. Eine Korrektur wurde nicht durchgeführt, da die Energieauflösung der horizontalen Ebene in vielen Fällen besser ist, als in der Vertikalen, sie würde daher nur eine geringe Verbesserung darstellen. Die Meßgenauigkeit der zentralen Spurkammern für die Vertexposition in z-Richtung wäre für eine solche Korrektur allerdings ausreichend gut.

3.3 Aufbau der Detektorstationen des Vorwärtsprotonspektrometers

Eine der beiden identischen Detektorstationen bei 81 und 90 m zum Nachweis der gestreuten Protonen ist schematisch in Abbildung 3.12 gezeigt. Durch eine kreisförmige Öffnung mit einem Durchmesser von 150 mm im Strahlrohr, läßt sich ein Tauchgefäß *(Vakuumeinsatz)* mittels eines hydraulischen Antriebs von oben in das Strahlrohr absenken. Ein bewegliches Detektorsystem, welches sich an den Protonstrahl heranfahren läßt, ist nötig, weil während der Protoninjektion die gesamte Apertur des Strahlrohres benötigt wird[2]. In dieses Tauchgefäß, in dem Normaldruck herrscht, läßt sich der Detektor aus szintillierenden Fasern herein- und herausbewegen. Vor dem Faserdetektor ist in den Vakuumeinsatz eine dünne Stahlplatte *(Fenster)* eingesetzt, um Fehler durch Vielfachstreuung zu mindern. In der Station bei 81 m ist sie 0.7 mm dick, das sind etwa 0.51 % einer Strahlungslänge (X_0), bzw. 0.42 % der Absorptionslänge (λ_I).

In der Station bei 90 m beträgt die Dicke 0.3 mm, also etwa 0.22 % $X_0 \approx 0.25$ % λ_I. Oberhalb der Detektorelemente befindet sich, verbunden mit einer Halterung, der Elektronikbehälter (in der Abbildung: Elektronikbox). Er beherbergt Photomultiplier zum

---

[2] Solche Tauchgefäße wurden erstmals an den Intersecting Storage Rings (ISR) am CERN unter maßgeblicher Beteiligung des Instituto Superiore di Sanità (Rom) benutzt.

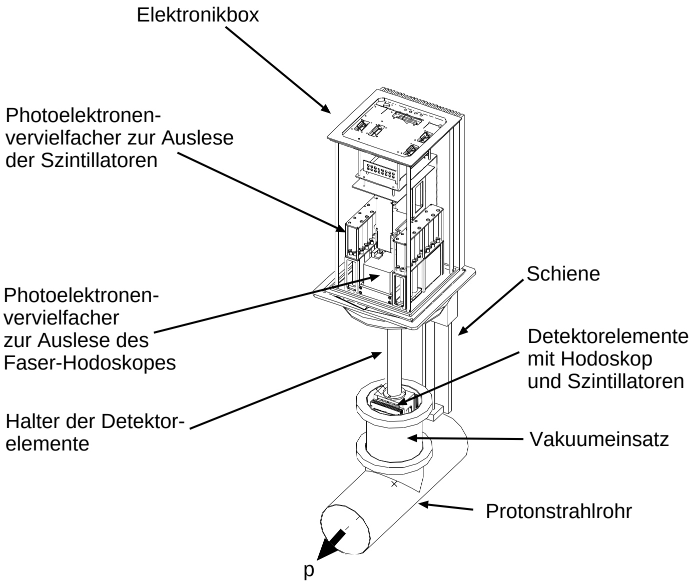


Abbildung 3.12: *Aufbau einer Station des Vorwärtsprotonspektrometers)*

Auslesen der Hodoskopfasern und der Triggerszintillatoren, sowie Vorverstärker. Während die Triggerszintillatoren über einkanalige „Standardphotomultiplier" (Philips XP 1911) ausgelesen werden, benutzt man für die Auslese der Fasern vier positionsempfindliche Photomultiplier mit je 64 Pixeln pro Detektorstation (Hamamatsu 4139-20).

Jeder Detektor besteht aus zwei identischen Subdetektoren im Abstand von 6 cm (Abbildung 3.13). Jeder Subdetektor enthält zwei senkrecht zueinander stehende Hodoskope, die aus fünf Lagen mit je 48 szintillierenden Fasern von 1 mm Durchmesser bestehen. Über Lichtleiter wird das Signal zu den Pixeln der positionsempfindlichen Photomultiplier geführt. Um den Biegungsradius dieser Fasern gering zu halten, sind die Hodoskope um 45^o gegen die x- und y-Achse des H1-Koordinatensystems verdreht. Daher werden Detektorkoordinaten im folgenden mit (u, v) bezeichnet. Die Fasern der einzelnen Lagen sind um 0.21 mm gegeneinander verschoben, um die Ortsauflösung des Detektors für Teilchen, die den Detektor senkrecht durchqueren, zu erhöhen. Damit die Zahl der auszulesenden Kanäle klein bleibt, sind je vier, nicht benachbarte szintillierende Fasern mit einem Photopmultiplierpixel verbunden. Jeder der vier Faserdetektoren einer Station wird in vier gleichgroße Abschnitte unterteilt (5 Lagen × 12 Fasern). Die Fasern, die in jedem der vier Abschnitte dieselbe relative Position haben, sind mit dem selben Pixel verbunden. Durchquert ein Teilchen den Detektor, ist wegen der gemeinsamen Nutzung von Pixeln zunächst unbekannt, welchen der vier Abschnitte es passiert hat. Dies läßt sich mit dem Signal der Triggerszintillatoren feststellen. Je eine Ebene mit vier Triggerszintillatoren befindet sich vor, bzw. hinter den Hodoskopen. Jeder Triggerszintillator einer Ebene liegt genau einem Abschnitt gegenüber. Spricht einer der vier Szintillatoren an, ist der Abschnitt bekannt, der durchquert wurde und die Mehrdeutigkeit aufgelöst. Einige technische Daten zu den Szintillatoren und Photomultipliern, finden sich in Tabelle 3.1.

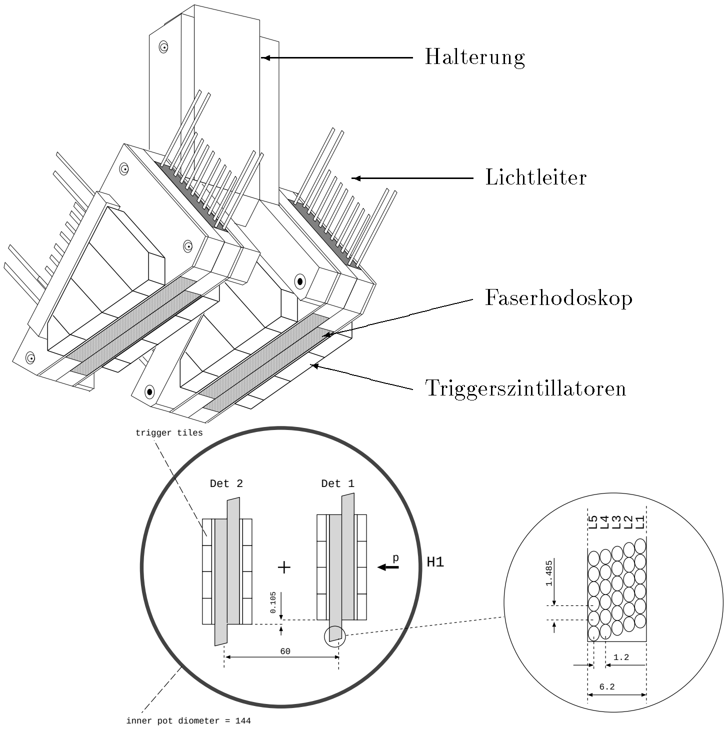


Abbildung 3.13: *Instrumentierung einer Station des Vorwärtsprotonspektrometers. Räumliche Ansicht der Faserhodoskope und Triggerszintillatoren (aus [57]).*

3.4 Der Trigger des Vorwärtsprotonspektrometer

Zusätzlich zu den analogen Signalen der Fasern und Triggerszintillatoren liefert jede Station ein Triggersignal, welches einen Teilchendurchgang anzeigt. Ein Diskriminator digitalisiert dazu die analogen Signale der 16 Triggerszintillatoren einer Station. Diese Signale werden von einem programmierbaren Elektronikbaustein ausgewertet, der es erlaubt, unterschiedliche Kombinationen vorzugeben, die einen Trigger auslösen sollen. Die Kombinationen, die 1995 genutzt wurden, sollen nun vorgestellt werden.

Jede Station enthält vier Ebenen von Triggerszintillatoren. Jede Ebene ist in vier Einzelszintillatoren unterteilt, je zwei Ebenen sind gleich ausgerichtet *(Ebenenpaar)*, die anderen beiden sind relativ dazu um 90° verdreht (analog zu den Hodoskopen). Um einen Trigger auszulösen müssen folgende Bedingungen erfüllt werden:

- Es müssen Szintillatoren aus mindestens drei Ebenen ein Signal liefern.
- Bei je einem Treffer in jeder Ebene eines Ebenenpaares, müssen diese in hintereinanderliegenden Szintillatoren aufgetreten sein *(Doppeltreffer)*.
- Um die Robustheit des Triggers gegen zufällige Szintillatorsignale *(Rauschen)* zu verbessern, darf bei einem Doppeltreffer höchstens ein weiterer Szintillator ein Signal liefern.
- Liefert in einer Ebene kein Szintillator ein Signal, so darf in der anderen Ebene des

Parameter	Wert
Faserhodoskope	
Fasern pro Koordinate und Subdetektor	5 Lagen à 48 Fasern
Dicke pro Koordinate und Subdetektor	$6\,\mathrm{mm} \approx 1.42\% X_0 \approx 0.76\% \lambda_I$
Faserdurchmesser	1.00 mm
Fasertyp	POLHITECH 042-100
Verschiebung der Faserlagen	0.21 mm
Nachweiswahrscheinlichkeit pro Lage	60 - 75 %
Triggerszintillatoren	
Breite	12,8 mm
Dicke pro Koordinate und Subdetektor	$5\,\mathrm{mm} \approx 1.18\% X_0 \approx 0.63\% \lambda_I$
Typ	BICRON 408
Nachweiswahrscheinlichkeit für Protonen	80 - 95 %
Ortsempfindliche Photomultiplier	
Typ	Hamamatsu 4139-20
Pixel	64
Verstärkung bei 2 kV	$3 \cdot 10^6$
Quanteneffizienz bei 420 nm	20 %
Photomultiplier für Triggerszintillatoren	
Typ	Philips XP 1911
Verstärkung bei 1.7 kV	$4.5 \cdot 10^6$
Quanteneffizienz bei 400 nm	30 %

Tabelle 3.1: *Technische Daten der Detektorstationen des Vorwärtsprotonspektrometers.*

Ebenenpaares, nur ein Szintillator angesprochen haben, damit sich die Mehrdeutigkeit aus der Zusammenfassung von je vier Fasern noch auflösen läßt.

Das endgültige Triggersignal ist die Koinzidenz der Signale beider Stationen. Die Triggerrate im Jahr 1995 betrug 0.5 – 1.0 Hz.

3.5 Trefferidentifikation und Spurrekonstruktion

Die Ausgangsgrößen der Impulsrekonstruktion sind die Abweichung (X und Y) des gestreuten Protons vom nominellen Protonorbit bei $z = 85\,\mathrm{m}$, bzw. die Winkel (X' und Y') dazu. Sie lassen sich bestimmen, nachdem aus den Detektorsignalen eine Protonspur rekonstruiert wurde. Das Verfahren dafür wird in den folgenden Abschnitten vorgestellt. Es beinhaltet eine Unterdrückung von Rauschsignalen und Signalen durch Kanalübersprechen in den positionsempfindlichen Vielkanalphotomultipliern. Nach der Auflösung der Mehrdeutigkeiten durch das Zusammenfassen von Fasern, werden Spuren an die getroffenen Fasern jeder Koordinate (u und v) angepaßt. Diese werden zu je einer Spur pro Detektorstation kombiniert. Eine gemeinsame Anpassung der Spuren jeder Station liefert die endgültige Protonflugbahn. Aus den Spurparametern lassen sich Abweichung und Winkel bestimmen.

3.5.1 Trefferidentifikation

Zufällige Signale, wie elektronisches Rauschen und Signale durch Kanalübersprechen, können die Messung verfälschen. Im ersten Schritt der Rekonstruktion wird daher für jedes Pixel, das angesprochen hat, entschieden, ob ein „echtes“ Signal vorliegt oder nicht.

Triggerszintillatoren

Für die Triggerszintillatoren muß lediglich das Signal vom Rauschen abgetrennt werden. Für jeden Triggerszintillator wird der Rauschsignalpegel mit Hilfe der Breite seiner Pedestalverteilung (σ_i) abgeschätzt. Liegt das pedestalsubtrahierte Signal über der Schwelle von $2\sigma_i + 1$, wird der Szintillator als getroffen betrachtet. Untersuchungen zeigen, daß damit die Wahrscheinlichkeit für ein zufälliges Ansprechen unter 1 % liegt [55].

Faserhodoskope

Bei den Spurdetektoren kann zusätzlich zum Kanalrauschen ein Übersprechen von Signalen auf benachbarte Kanäle auftreten. So können Photoelektronen aus der Photokathode in die Dynodenkette eines Nachbarpixels gelangen. Ebenso können Sekundärelektronen aus der Dynodenkette auf benachbarte Dynodenketten oder Anoden streuen. Die Folge ist ein Signal auf einem Nachbarpixel, welches für den ersten Effekt sogar größer sein kann als das Signal des getroffenen Pixels.

Aufgrund des Übersprechens ist ein Vergleich der Signale mit einer Schwelle von $2\sigma_i + n$ kein ausreichendes Verfahren. Ist n klein, werden zuviele der Signale durch Übersprechen als Treffer identifiziert. Ist n groß, verringert sich die Nachweiswahrscheinlichkeit stark. Die verwendete Methode berücksichtigt daher die Signale der Nachbarpixel. Von der Amplitude jedes Pixels wird das abstandsgewichtete Mittel der Nachbarpixel subtrahiert. Signale von Pixeln, die in der Nachbarschaft von Pixeln mit großen Signalen liegen, werden dadurch abgeschwächt. Danach kann mit einer niedrigen Schwelle ($2\sigma_i + 1$), welche die Nachweiswahrscheinlichkeit nicht unnötig absenkt, verglichen werden. Eine genaue Beschreibung dieser „Filter-Methode“ findet sich in [55], Anhang A.

Unerwünschte Signale in den Hodoskopfasern können auch durch δ-Strahlen verursacht werden, die senkrecht zur Spur emittiert werden. Ein Elektron benötigt eine Energie von 350 keV zum Durchqueren der 1 mm dicken Fasern. Im Mittel werden beim Teilchendurchgang durch die Hodoskope einer Station 0.5 δ-Elektronen mit mindestens dieser Energie erzeugt. Sie stellen für die Spurrekonstruktion kein Problem dar.

3.5.2 Spurrekonstruktion

Im folgenden wird die Rekonstruktion von Spuren ausgehend von den Treffern in den Faserhodoskopen und Triggerszintillatoren beschrieben. Dies geschieht nach Auflösen der Mehrdeutigkeiten und der Gruppierung von getroffenen Fasern in mehreren Schritten. Spuren werden zunächst in den einzelnen Koordinaten angepaßt, dann zu räumlichen

Spuren in jeder Station zusammengefaßt. Schließlich wird an die beiden Einzelspuren eine globale Spur angepaßt.

Auflösung der Mehrdeutigkeiten und Gruppierung der Fasern

Die Abbildung 3.14 illustriert die Schritte der Spurrekonstruktion. Bei a) sind beispielhaft getroffene Fasern einer Koordinate und einer Station als offene Kreise eingezeichnet. Die Blickrichtung ist auf die Faserunterseite in der (v, z)-Ebene (vergleiche Abbildung 3.13). Man erkennt vier übereinanderliegende identische Muster von getroffenen Fasern, was die Mehrdeutigkeit durch die gemeinsame Nutzung von Photomultiplierkanälen für je vier Fasern illustriert. Diese Mehrdeutigkeit wird mit Hilfe der getroffenen Triggerszintillatoren aufgelöst. Bei b) ist beispielhaft ein getroffener Triggerszintillator als Rechteck eingezeichnet (die getroffenen Fasern sind hier nicht eingezeichnet). Die Punkte deuten Faserpositionen hinter dem Triggerszintillator (rechts) und gegenüber von ihm (links) an. Berücksichtigt man, daß Protonen vom Wechselwirkungspunkt die Detektorstation fast senkrecht durchqueren $\alpha \lesssim 90^o \pm 50\,\mathrm{mrad}$, so können nur diese gepunktet dargestellten Fasern durchquert worden sein. Getroffene Fasern an anderer Position in Abbildungsteil a) können daher verworfen werden. Der getroffene Triggerszintillator und die so bestimmten getroffenen Fasern sind bei c) eingezeichnet. Im nächsten Rekonstruktionsschritt, werden getroffenen Fasern zu Gruppen zusammengefaßt, was bei c) durch schwarze Kreise angedeutet ist. Auch hier nutzt man den möglichen Winkelbereich eines Protons vom Wechselwirkungspunkt, es kann nur in zwei nebeneinanderliegenden Faserreihen Signale verursachen. Daher werden zunächst die Treffer in allen Paaren von benachbarten Fasern als Gruppe betrachtet. Davon werden noch diejenigen verworfen, bei denen weniger als $max(2, N_{\mathrm{L,max}})$ Lagen getroffen wurden, wobei $N_{\mathrm{L,max}}$ die maximal getroffene Anzahl von Lagen dieses Ereignisses ist.

Spuranpassung in einer Koordinate

An alle möglichen Kombinationen von je zwei der oben erwähnten Gruppen werden Geraden angepaßt (Abbildung 3.14d). Dies geschieht für jeden Subdetektor, d.h. für jede Koordinate u und v, getrennt. Die Anpassung der Geraden an die Mittelpunkte der getroffenen Fasern geschieht mit der Methode der kleinsten Quadrate. Geraden werden verworfen, falls ihr Winkel zur nominellen Strahlachse größer als 80 mrad ist. Dies eliminiert Spuren, bei denen in einem Subdetektor die Mehrdeutigkeit nicht richtig aufgelöst werden konnte. Die Fehler der Geradenparameter werden nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate berechnet [71].

Räumliche Spuranpassung in einer Station des Vorwärtsprotonspektrometers

Für jede Detektorstation werden in einem weiteren Schritt alle Spuren der u- und v-Koordinate paarweise kombiniert und die Parametrisierung wird in ein (x, y)-Koordinatensystem übertragen. Dieses ist fest mit dem Hodoskop verbunden, sein Ursprung liegt auf der Mittelebene des Vakuumgefäßes, auf Höhe der Unterkante der Faserdetektoren.

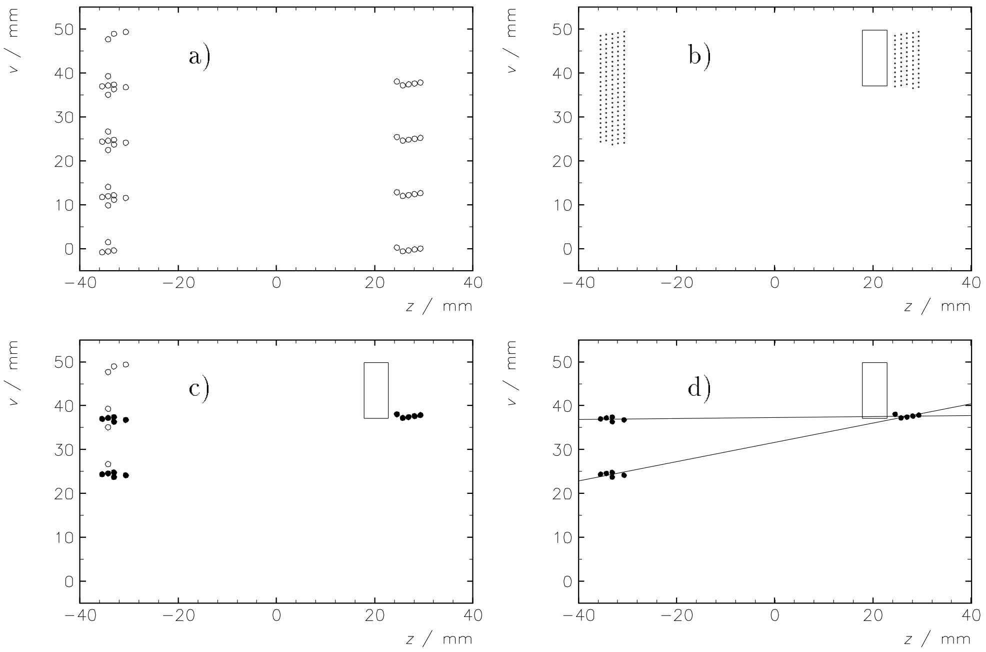


Abbildung 3.14: *Schritte der Spurrekonstruktion, siehe Text. (Aus [55])*

Kombination der Spuren beider Stationen

Bei der Kombination von Spuren in jeder Station des Vorwärtsprotonspektrometers muß die Position der Detektoren zum Zeitpunkt des Ereignisses bekannt sein, da die Einzelspuren in einem detektorlokalen Koordinatensystem parametrisiert sind (Abbildung 3.15). Da sich die Topfpositionen während der Datennahme ändern können, werden sie protokolliert. Diese Information wird beim Übergang vom lokalen auf das globale Koordinatensystem, dessen z-Achse auf der nominellen Protonstrahlachse liegt, verwendet. Eine Verkippung der Stationen von einigen Milliradian wird gleichzeitig korrigiert. Diese Korrektur wird aus den Daten selbst gewonnen.

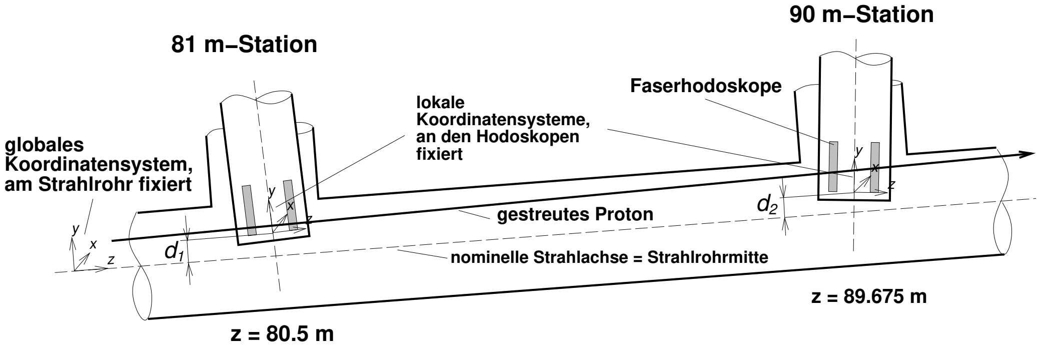


Abbildung 3.15: *Verhältnis von lokalen (stationsgebundenen) und globalem (gemeinsamem) Koordinatensystem der Detektorstationen des Vorwärtsprotonspektrometers.*

3.6 Die Eichung des Vorwärtsprotonspektrometers

Das Vorwärtsprotonspektrometer mißt die Abweichung der Flugbahn eines gestreuten Protons vom nominellen Strahlorbit und den Winkel relativ dazu. Dies sind die Ausgangswerte für die Impulsrekonstruktion. Die wahre Strahlposition ist aber oft nicht mit der Nominellen identisch, außerdem kann sie sich zwischen unterschiedlichen Füllungen des Speicherrings mit Protonen ändern. Eine Bestimmung der Strahllage für jede Protonstrahlfüllung ist also notwendig, um die wahre Abweichung zu ermitteln. Diese Eichung des Vorwärtsprotonspektrometers soll hier beschrieben werden. Mit ihrer Hilfe ist die Impulsrekonstruktion möglich, da in erster Näherung Verschiebungen der Strahllage in gleicher Weise die Flugbahn eines gestreuten Protons verschieben, so daß die Abweichung des Teilchens vom Strahl konstant bleibt.

Da die Bewegungen in horizontaler und vertikaler Ebene entkoppelt sind, kann die Eichung für beide Koordinaten getrennt durchgeführt werden.

3.6.1 Eichung der horizontalen Koordinate

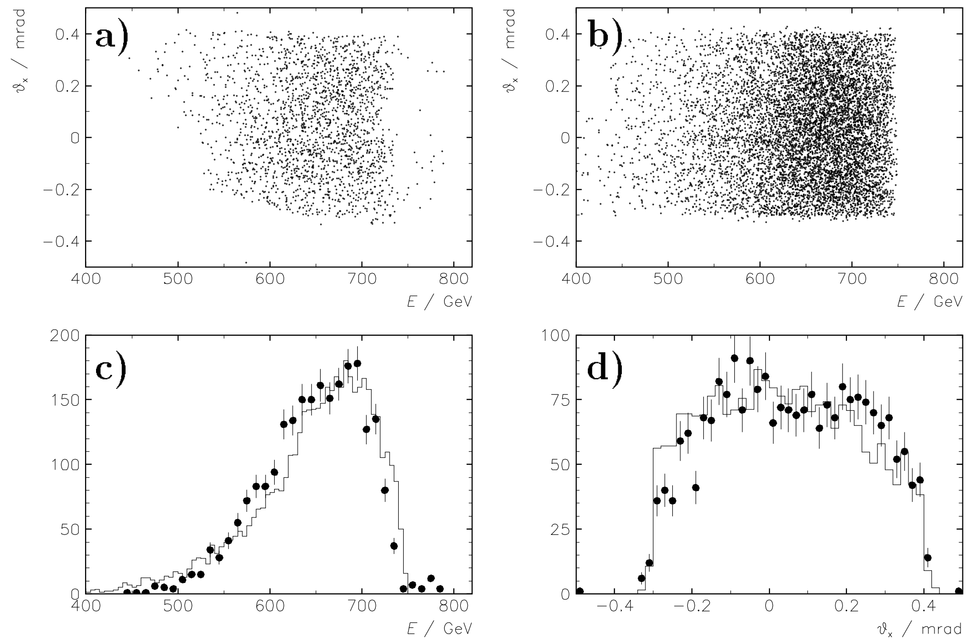


Abbildung 3.16: *Angenommene und echte Winkel- und Impulsspektren in x. a) Rekonstruierte Energien und Emissionswinkel für Daten, b) Für die Anpassung angenommene Energien und Emissionswinkel, c) Energien der Protonen, Daten (Punkte) und angenommene Verteilung (Histogramm), d) Emissionswinkel der Protonen, Daten (Punkte) und angenommene Verteilung (Histogramm).*

Wie erwähnt, verschieben sich die Protontrajektorien in erster Näherung gleichartig mit einer Verschiebung des Protonstrahls. Analog verhält es sich mit dem Winkel: der Winkel zwischen Protontrajektorie und Sollbahn ändert sich nicht bei einer Verkippung des

Strahls. Trägt man daher die Meßwertepaare (X, X') bei 85 m in das Diagramm der horizontalen Dispersion (Abbildung 3.2) ein, so äußert sich eine Verschiebung, bzw. Verkippung des Protonstrahls in einer gleichmäßigen Verschiebung aller Meßpunkte. Das Ziel der Eichung ist es, Konstanten ΔX und $\Delta X'$ zu finden, die der Verschiebung des Strahls entsprechen. Gleichzeitig lassen sich damit die Meßpunkte in dem Dispersionsdiagramm so verschieben, als hätte der Strahl während der Messung die Nominallage gehabt. Für genau diese gilt das Dispersionsdiagramm 3.2 in Abschnitt 3.2.

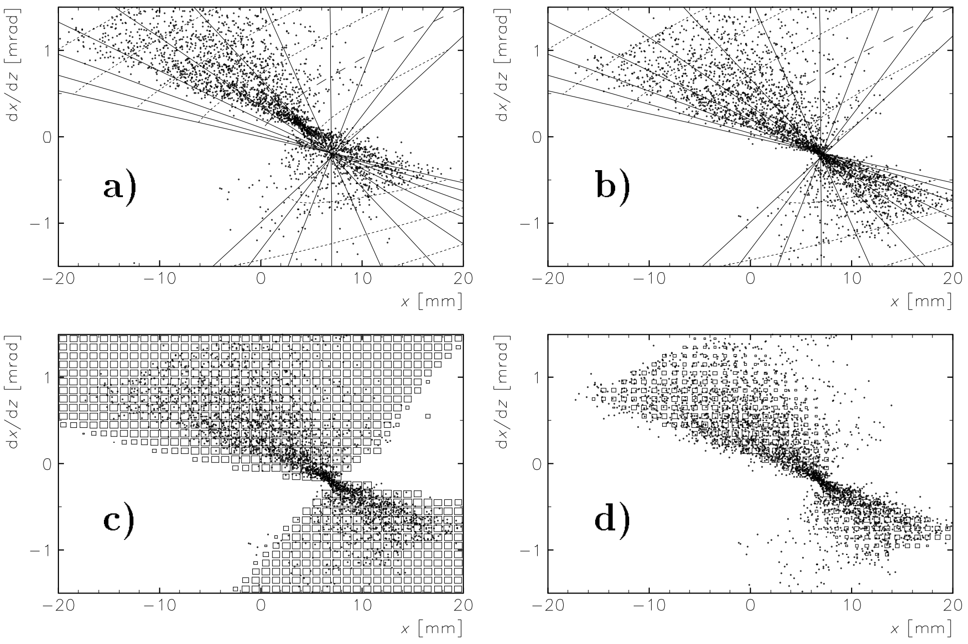


Abbildung 3.17: *Eichung der horizontalen Koordinate. a) Verteilung der Meßwerte in der* (X, X') *Ebene vor der Eichung. b) Verteilung nach der Eichung. c) Verteilung überlagert mit* $-\log \mathcal{P}(X, X')$ *für den ersten Kalibrationsschritt. d) wie c) hier für die endgültige Kalibration.*

Die Suche nach diesen Konstanten wird entscheidend dadurch erleichtert, daß sich alle Isoenergielinien in einem Punkt kreuzen. Dadurch gibt es Bereiche, in denen es keine Meßpunkte für Protonen vom Wechselwirkungspunkt geben darf. Die Kalibration bestimmt die Verschiebung, bei der die Verteilung der Meßpunkte am besten zu dem erwarteten Muster paßt (Abbildung 3.17). Dazu werden mit einer ungebinnten Likelihood-Anpassung die Verschiebungen des Strahls bestimmt. Für die Definition der Likelihood-Funktion wird aus einer angenommenen Energie- und Winkelverteilung der Protonen die Wahrscheinlichkeit ausgerechnet, daß ein Proton mit den Werten (X, X') beobachtet wird.

Zunächst wird dazu angenommen, daß das Energiespektrum der Protonen flach und ihre Winkelverteilung gaußförmig sei:

$$\mathcal{P}(E, \vartheta) \propto \exp\left(-\frac{\vartheta^2}{2\sigma_\vartheta}\right) \quad \text{für } 450\,\text{GeV} \le E \le 810\,\text{GeV, mit } \sigma_\vartheta = 0.35\,\text{mrad.}$$

Daraus wird die Wahrscheinlichkeit berechnet, ein Proton mit den Werten (X, X') zu beobachten:

$$\mathcal{P}(X,X') \propto \mathcal{P}(E,\vartheta) \begin{vmatrix} \frac{\partial X}{\partial E} & \frac{\partial X'}{\partial E} \\ \frac{\partial X}{\partial \vartheta} & \frac{\partial X'}{\partial \vartheta} \end{vmatrix}$$

(die partiellen Ableitungen $\partial X, X'/\partial E, \vartheta_x$ werden nach Gleichung 3.8 ermittelt.) Zur Kalibration werden die Spurparameter aller Ereignisse einer Elektronfüllung verwendet, bei denen das Proton in beiden Stationen rekonstruiert werden konnte. Für eine typische Strahlrohrfüllung mit Protonen ergeben sich etwa 2000 Spuren. Nun werden die Konstanten ΔX und $\Delta X'$ variiert und für jedes neue Wertepaar werden Energien und Emissionswinkel aller Teilchen aus den Werten ($\hat{X} = X - \Delta X$, $\hat{X}' = X' - \Delta X'$), sowie die Wahrscheinlichkeit $\mathcal{P}(\hat{X}, \hat{X}')$ bestimmt. Kann aus einem $(\hat{X}, \hat{X}')$-Wertepaar keine Energie rekonstruiert werden, wird für $\mathcal{P}(\hat{X}, \hat{X}')$ eine Mindestwahrscheinlichkeit eingesetzt, um die Anpassungsprozedur stabil zu machen. Diese Mindestwahrscheinlichkeit ermöglicht wenige Meßwerte außerhalb des „erlaubten" Bereiches. Tatsächlich kann durch fehlerhaft rekonstruierte Spuren, sowie Protonen, die nicht vom Wechselwirkungspunkt kommen, mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit jeder beliebige $(\hat{X}, \hat{X}')$-Wert vorkommen. Im Rahmen der Kalibrationsprozedur wird nun der Logarithmus $\log \mathcal{L}$ des Produktes der einzelnen Wahrscheinlichkeiten

$$\log \mathcal{L}(\Delta X, \Delta X') = \sum_i \log \mathcal{P}_i(\hat{X}, \hat{X}')$$

berechnet. Die Werte ΔX und $\Delta X'$ werden so lange variiert, bis $\log \mathcal{L}$ ein Maximum erreicht.

Nach dieser ersten Kalibration ist es möglich, die Wahrscheinlichkeit $\mathcal{P}(E,\vartheta)$ an dem gemessenen Energie- und Winkelspektrum zu orientieren. Wie die Abbildungen 3.16 und 3.18 zeigen, ist die Akzeptanz des Vorwärtsprotonspektrometers in ϑ_x auf den Bereich $-0.3\,\mathrm{mrad} \leq \vartheta_x \leq 0.4\,\mathrm{mrad}$ begrenzt und weitgehend unabhängig von der Energie E. In ϑ_y ist der Akzeptanzbereich von E abhängig, für die Kalibration wurde angenommen, daß $\vartheta_{y,\min} \leq \vartheta_y \leq \vartheta_{y,\max}$ gilt, mit

$$\vartheta_{y,\min} = \max\left(0.5\,\mathrm{mrad} - \frac{75\,\mathrm{mrad/\,GeV}}{725\,\mathrm{GeV} - E}, 0.01\,\mathrm{mrad/\,GeV} \cdot (E - 760\,\mathrm{GeV})\right)$$

$$\vartheta_{y,\max} = 0.3\,\mathrm{mrad} - \frac{6\,\mathrm{mrad/\,GeV}}{765\,\mathrm{GeV} - E}$$

Nimmt man an, daß das ϑ_y-Spektrum normalverteilt ist und läßt das Energiespektrum linear mit E anwachsen, um eine bessere Übereinstimmung mit der beobachteten Energieverteilung zu erhalten, so erhält man

$$\mathcal{P}(E,\vartheta) \propto E \cdot \exp\left(-\frac{\vartheta_x^2}{2\sigma_\vartheta}\right) \int\limits_{\vartheta_{y,\min}}^{\vartheta_{y,\max}} \exp\left(-\frac{\vartheta_y^2}{2\sigma_\vartheta}\right) \mathrm{d}\vartheta_y \qquad (3.9)$$

für $400\,\mathrm{GeV} \leq E \leq 750\,\mathrm{GeV}$ und $-0.3\,\mathrm{mrad} \leq \vartheta_x \leq 0.4\,\mathrm{mrad}$ mit $\sigma_\vartheta = 0.35\,\mathrm{mrad}$.

Mit dieser Funktion wird die Kalibration wiederholt, wobei sich nur geringe Unterschiede zu den Resultaten der ersten Kalibration ergeben, so daß eine weitere Iteration nicht notwendig ist. Strahllage und -winkel relativ zur nominellen Bahn werden in einer Datenbank gespeichert und stehen für die Rekonstruktion der Spuren zur Verfügung. Tabelle 3.2 zeigt die ermittelten Werte für Strahllage (ΔX, ΔY) und -neigung ($\Delta X'$, $\Delta Y'$) bei $z = 85\,\mathrm{m}$, sowie die Anzahl der für die Kalibration verfügbaren Spuren (n_x, n_y) im Jahr 1995.

Größe	Min	Mittel	Max
$\Delta X\,[mm]$	-2.0	-2.8	-3.5
$\Delta X'\,[mrad]$	0.25	0.32	0.4
n_x	100	2000	8000
$\Delta Y\,[mm]$	0.5	1.2	2.0
$\Delta Y'\,[mrad]$	0	-0.05	-0.1
n_y	100	1000	3000

Tabelle 3.2: *Strahllage und -neigung bei* $z = 85\,\mathrm{m}$, *sowie Anzahl nutzbarer Spuren für die Kalibration 1995*

3.6.2 Eichung der vertikalen Koordinate

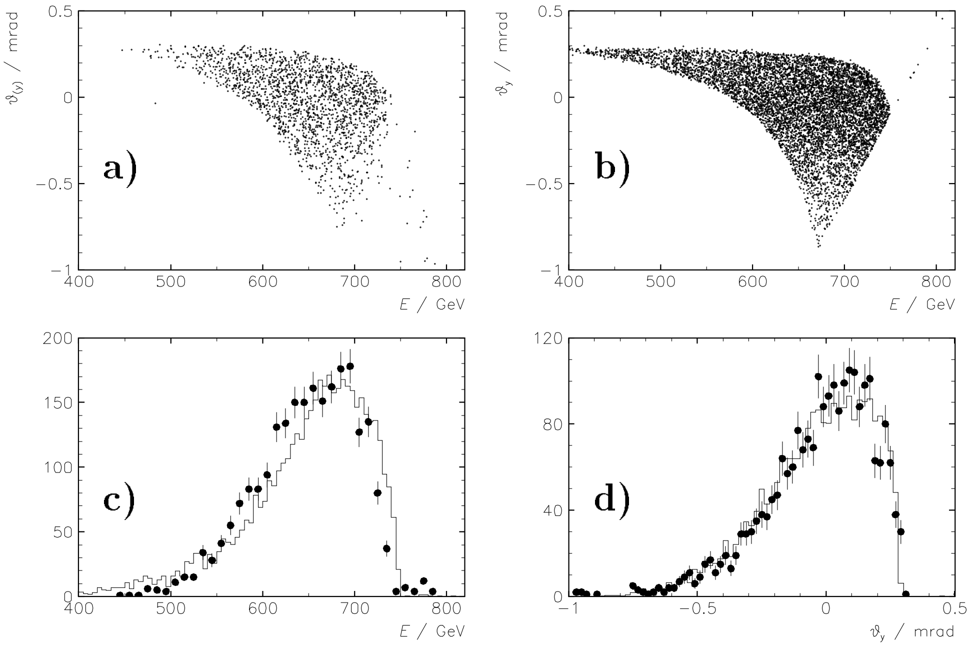


Abbildung 3.18: *Angenommene und echte Winkel- und Impulsspektren in* y *a) Rekonstruierte Energien und Emissionswinkel für Daten, b) Für die Anpassung angenommene Energien und Emissionswinkel, c) Energien der Protonen, Daten (Punkte) und angenommene Verteilung (Histogramm), d) Emissionswinkel der Protonen, Daten (Punkte) und angenommene Verteilung (Histogramm).*

Die Kalibration der Strahllage in der vertikalen Koordinate ist schwieriger als in der horizontalen Koordinate, weil der Bereich in der (Y, Y')-Ebene, in dem man Protonen erwartet, nur auf einer Seite begrenzt ist (Abbildung 3.3). Damit ist es möglich, die Protonmeßwerte entlang der Trennlinie zwischen erlaubtem und verbotenem Bereich zu verschieben, ohne den Wert von $\log \mathcal{L}$ wesentlich zu verändern.

Zur Kalibration der Y-Koordinate wird daher auf die Energiemessung mit der X-Koordinate zurückgegriffen. Es werden Spuren ausgewählt, für die bei einer angenommenen Meßgenauigkeit von $\delta X = 0.175$ mm und $\delta X' = 0.035\,\mathrm{mrad}$ der Fehler der Energiemessung kleiner als $\max(7\,\mathrm{GeV}, (E-500\,\mathrm{GeV})^2/(4225\,\mathrm{GeV}))$ ist. Abbildung 3.19 zeigt die Verteilung der so ausgewählten Werte in der (X, X')-Ebene und der (E, ϑ_x)-Ebene.

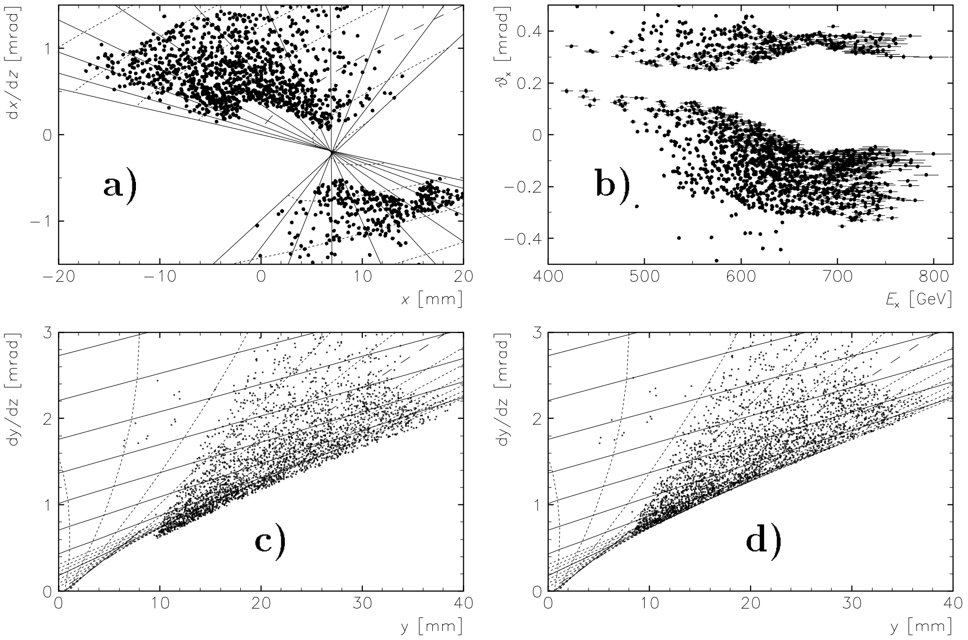


Abbildung 3.19: *Eichung der vertikalen Koordinate. a) Verteilung der Meßwerte mit guter Energiemessung in der (X, X')-Ebene. b) Verteilung in der (E_x, ϑ_x)-Ebene. c) Verteilung dieser Meßwerte in der (Y, Y')-Ebene vor und d) nach der Kalibration.*

Die Kalibrationsroutine maximiert den Ausdruck

$$\log \mathcal{L} = \sum_i \log\left(\mathcal{P}_i \cdot \exp\left(-\frac{(E_{x,i}-E_{y,i})^2}{2(\Delta E_{x,i}^2 + \Delta E_{y,i}^2)}\right)\right)$$

wobei $E_{x,i}$ und $E_{y,i}$ die aus der X-, bzw. Y-Koordinate rekonstruierten Energiewerte sind und $\Delta E_{x,i}$, sowie $\Delta E_{y,i}$ ihre Fehler (bei nomineller Ortsauflösung). Auf diese Weise verbindet man die Energieskala der Y-Koordinate mit der Skala der X-Koordinate. Beide Energiemessungen sind nach der Eichung nicht mehr unabhängig voneinander. Trotzdem ist die Breite der $(E_x - E_y)$-Verteilung ein Maß für die Auflösung der Energiemessung, wenn auch nicht für die absolute Genauigkeit der Energieskala.

Abbildung 3.20 zeigt die gute Übereinstimmung von E_x- und E_y-Messung (a). Der Fehler steigt von $\Delta E \approx 2\,\mathrm{GeV}$ bei $E = 600\,\mathrm{GeV}$ auf $\Delta E \approx 6\,\mathrm{GeV}$ bei $E = 700\,\mathrm{GeV}$ an (b). Die Breite der $(E_x - E_y)$-Verteilung (c) bestätigt, daß für einen Großteil der Ereignisse der Fehler besser als $5.2\,\mathrm{GeV}$ ist. Abbildungsteil (d) zeigt die $(E_x - E_y)$-Verteilung normiert auf den Fehler $\sqrt{\Delta E_x^2 + \Delta E_y^2}$. Man erhält nahezu die erwartete Normalverteilung mit dem Mittelwert 0 und der Breite 1, woraus folgt, daß der Fehler ΔE korrekt bestimmt ist.

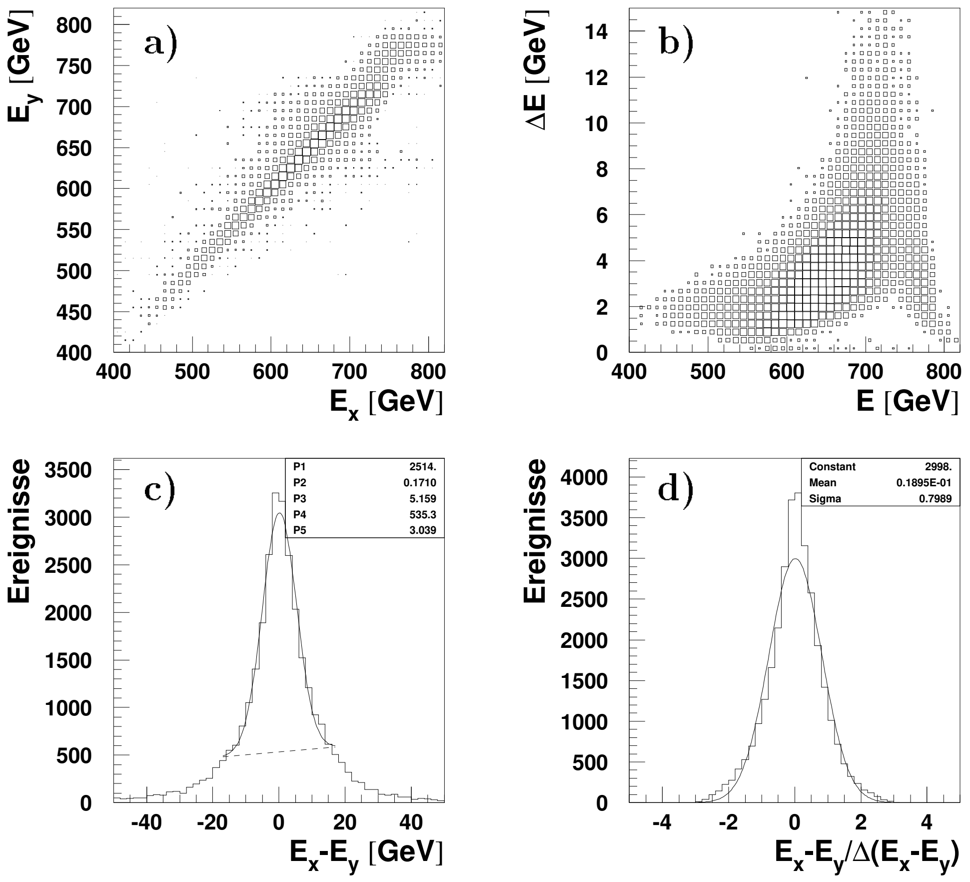


Abbildung 3.20: *Auflösung der Impulsrekonstruktion. a) Vergleich der Energiemessungen in x und y in logarithmischer Darstellung, b) Fehler ΔE der gemessenen Energie E in logarithmischer Darstellung, c) Differenz der Energiemessungen in x und y, d) Differenz der Energiemessungen in x und y, normiert auf den Fehler $\sqrt{\Delta E_x^2 + \Delta E_y^2}$. Die angepaßte Gaußfunktion hat den Mittelwert 0.02 und ein σ von 0.80.*

3.7 Bestimmung der Ansprechwahrscheinlichkeiten

Im Zusammenhang mit der Spurrekonstruktion werden auch die Ansprechwahrscheinlichkeiten der Triggerszintillatoren und der Faserhodoskope vom Rekonstruktionsprogramm bestimmt. Die dazu verwendeten Methoden werden in diesem Abschnitt behandelt.

3.7.1 Ansprechwahrscheinlichkeiten der Triggerszintillatoren

Zur Bestimmung der Ansprechwahrscheinlichkeiten der Triggerszintillatoren werden Ereignisse verwendet, welche die Kriterien zum Auslösen eines Triggersignals der jeweiligen Station erfüllen. Es muß sichergestellt werden, daß ein Triggerszintillator, dessen Ansprechwahrscheinlichkeit bestimmt werden soll, nicht selbst an der Triggerentscheidung beteiligt ist, da dies das Ergebnis verfälschen würde. Ereignisse, für die das nicht erfüllt ist, werden daher für den betrachteten Szintillator nicht berücksichtigt. In der jeweils anderen Koordinate, für die der betrachtete Szintillator nicht zur Rekonstruktion gebraucht wird, wird verlangt, daß eine gute Spur gefunden wurde. Damit werden Ereignisse verworfen, bei denen kein oder mehrere Teilchen das Vorwärtsprotonspektrometer durchquert haben. Der zu betrachtende Szintillator wird mit dem Signal der gegenüberliegenden Ebene von vier Triggerszintillatoren bestimmt. Aus ihm läßt sich schließen, welche Szintillatoren vom Proton durchquert wurden. Aus dem Verhältnis der Anzahlen von Ereignissen, bei denen ein durchquerter Szintillator ein Signal geliefert hat zur Anzahl aller Ereignisse, die diesen Szintillator betreffen, ergibt sich die Ansprechwahrscheinlichkeit.

Abbildung 3.21 zeigt die so bestimmten Ansprechwahrscheinlichkeiten der Triggerszintillatoren für zwei Zeitpunkte im Jahr 1995. Die Szintillatoren 1 – 16 gehören zum Detektor bei $z = 80\,\mathrm{m}$, die anderen zum Detektor bei 90 m. Die Ansprechwahrscheinlichkeiten betragen etwa 90 % für die 90 m-Station und 80 % für die Station bei 80 m. Der Unterschied ist auf die erhöhte Synchrotronstrahlung bei $z = 80\,\mathrm{m}$ zurückzuführen, die eine höhere Diskriminatorschwelle und geringere Hochspannungseinstellung für diese Station erforderte. In der zweiten Jahreshälfte konnte die Abschirmung gegen Synchrotronstrahlung verbessert werden und über Hochspannung und Diskriminatorschwellen auch die Ansprechwahrscheinlichkeiten. Einige Triggerszintillatoren weisen systematisch niedrigere Ansprechwahrscheinlichkeiten auf, dieses sind die kleineren Szintillatoren am Rand jeder Szintillatorebene. Ihre geringe Größe zusammen mit dem verwendeten Lichtleitersystem führte zu einer verminderten Effizienz.

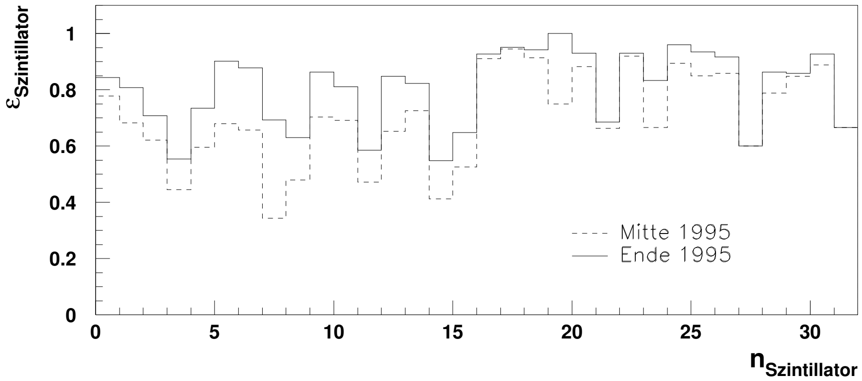


Abbildung 3.21: *Ansprechwahrscheinlichkeiten der Triggerszintillatoren für zwei Zeitpunkte im Jahr 1995.*

3.7.2 Ansprechwahrscheinlichkeiten der Faserhodoskoplagen

Die Ansprechwahrscheinlichkeiten der Faserhodoskoplagen werden mit Hilfe von Ereignissen ermittelt, bei denen in beiden Koordinaten einer Station des Vorwärtsprotonspektrometers Spuren rekonstruiert werden konnten. In der Koordinate, für die Ansprechwahrscheinlichkeiten bestimmt werden sollen, wird die Spurhypothese ausgewählt, bei der die größte Anzahl getroffener Lagen beobachtet wurde. In der anderen Koordinate muß genau eine Spur gefunden worden sein. Ein Ereignis wird für die Bestimmung der Nachweiswahr-

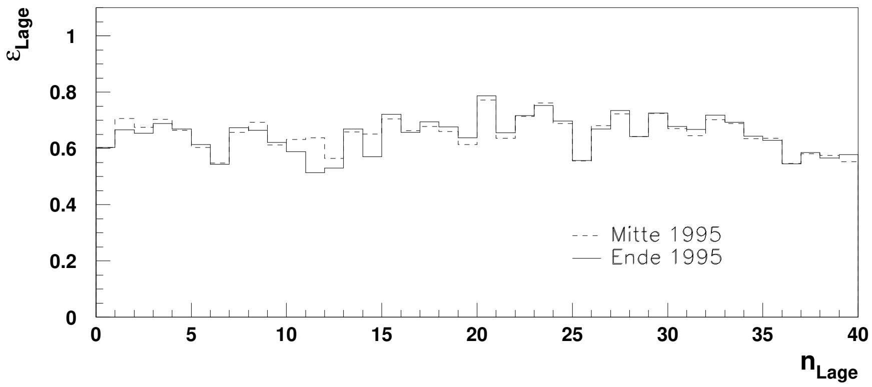


Abbildung 3.22: *Ansprechwahrscheinlichkeiten der Faserhodoskoplagen für zwei Zeitpunkte im Jahr 1995.*

scheinlichkeit einer Lage nur dann verwendet, wenn die Spur auch ohne Treffer in dieser Lage rekonstruiert worden wäre. Die Mindestanzahl getroffener Lagen für die Spurrekonstruktion sind fünf getroffene Lagen von maximal 10 möglichen Lagen und mindestens zwei getroffene Lagen pro Subdetektor. Die Nachweiswahrscheinlichkeit ergibt sich dann als Bruchteil der Ereignisse, in denen in der betrachteten Lage ein Treffer gefunden wurde. Nur Treffer, die zur Spuranpassung benutzt werden (siehe Abschnitt 3.5), werden berücksichtigt.

Die Ansprechwahrscheinlichkeiten der Lagen liegen zwischen 60 und 75 % (Abbildung 3.22).

Kapitel 4

Datenselektion

In diesem Kapitel werden die Selektionskriterien beschrieben, um Photoproduktionsereignisse mit einem vorwärtsgestreuten Proton aus den Daten von 1995 auszuwählen. Mit dem H1-Detektor werden Ereignisse unterschiedlicher Prozeßtypen aufgezeichnet. Um einen bestimmten Ereignistyp analysieren zu können, muß dieser aus allen aufgezeichneten Ereignissen herausgefiltert werden. Es wird zunächst die experimentelle Signatur der Ereignisse im H1-Detektor dargestellt, dann folgt eine Beschreibung aller durchgeführten Selektionsschritte. Der letzte Abschnitt widmet sich der Luminosität des ausgewählten Datensatzes.

4.1 Photoproduktionsereignisse mit vorwärtsgestreuten Protonen im H1-Detektor

Bei Photoproduktionsereignissen wird das Positron unter sehr kleinem Winkel in Rückwärtsrichtung gestreut. In dem kinematischen Bereich $Q^2 < 0.01\,\mathrm{GeV}^2/\mathrm{c}^2$ und $0.04 < y < 0.2$ kann dieses Positron im Positrondetektor des Luminositätssystems bei $z = -44\,\mathrm{m}$ und für $0.3 < y < 0.7$ bei gleichem Q^2 im Positrondetektor bei $z = -33\,\mathrm{m}$ nachgewiesen werden. Protonen, die unter sehr kleinem Winkel ($\vartheta \lesssim 0.4\,\mathrm{mrad}$) in Vorwärtsrichtung gestreut wurden, können im Vorwärtsprotonspektrometer nachgewiesen werden.

Abbildung 4.1 zeigt die schematische Darstellung eines Photoproduktionsereignisses mit vorwärtsgestreutem Proton im H1-Detektor. Die Spurkammern mit rekonstruierten Spuren (Linien) und das Kalorimeter mit gemessener Energiedeposition (schwarze Punkte) sind bei (a) im Längsschnitt gezeigt. In radialer Ansicht (b) erkennt man zwei isolierte, gegenüberliegende Teile des hadronischen Endzustandes. Dies ist ein Merkmal harter Photoproduktionsereignisse. Die Signatur des gestreuten Protons im Vorwärtsprotonspektrometer ist bei (c) und (d) zu sehen. Abbildung (c) zeigt die Station bei $z = 90\,\mathrm{m}$ und (d) die identisch aufgebaute Station bei $z = 81\,\mathrm{m}$. In dieser Darstellung sind die Subdetektoren für die u-Koordinate oben für die v-Koordinate darunter eingezeichnet. Jeder Subdetektor hat vier Triggerszintillatoren (kleine Rechtecke) und ein 5-lagiges Faserhodoskop, dargestellt durch ein großes Rechteck. Triggerszintillatoren, die angesprochen haben, sind schwarz ausgefüllt. Angesprochene Szintillatorfasern sind als schwarze Kreise dargestellt. Bei (e) ist die Detektorantwort für ein nachgewiesenes Positron zu sehen, hier im

Positrondetektor bei $z = -33\,\mathrm{m}$. Das Gitternetz steht für einzelne Zellen des Kalorimeters. Der Auftreffpunkt des Positrons wird mit einem schwarzen Kreis gekennzeichnet. Die rekonstruierte Energie dieses Positrons beträgt 13.6 GeV.

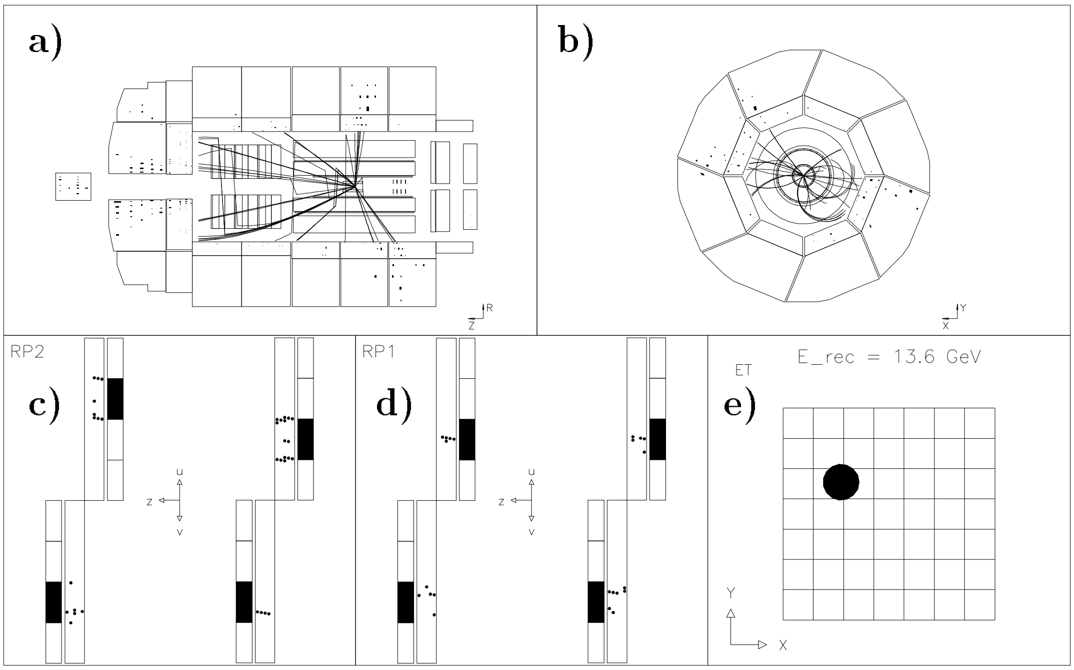


Abbildung 4.1: *Schematische Darstellung eines Photoproduktionsereignis mit vorwärtsgestreutem Proton im H1-Detektor. Oben (a, b) Kalorimeter und Spurkammern (Längsschnitt, radialer Schnitt), unten (c,d) die beiden Stationen des Vorwärtsprotonspektrometers und (e) der Positrondetektor bei* $z = -33\,\mathrm{m}$.

4.2 Selektionskriterien

4.2.1 Trigger

Damit ein Ereignis aufgezeichnet wird, muß mindestens ein Trigger angesprochen haben. Die ihm zugrundeliegenden Ansprechkriterien sind bereits die minimalen Selektionskriterien. In dieser Analyse wurde eine Koinzidenz der Triggersignale der Positrondetektoren des Luminositätssystems, des Vorwärtsprotonspektrometers und der zentralen Spurkammer (CJC) verlangt.

Der Trigger des Luminositätssystems zeigt die Energiedeposition durch das bei Photoproduktionsereignissen unter kleinem Winkel gestreute Positron in einem der Positrondetektoren an. Der Trigger des Vorwärtsprotonspektrometers wird ausgelöst wenn mindestens drei hintereinanderliegende Triggerszintillatoren angesprochen haben, um das gestreute Proton anzuzeigen.

Der verwendete Spurtrigger spricht bei einer Teilchenspur mit einem Transversalimpuls

$p_\perp$ größer 450 MeV/c in der CJC an, er soll sicherstellen, daß die Signale im Vorwärtsprotonspektrometer und den Positrondetektoren von einem *ep*-Streuereignis herrühren und reduziert die Anzahl von Strahl-Restgas-Ereignissen. Die Funktionsweise der Einzeltrigger wurde in den Vorwärtsprotonspektrometer- und H1-Detektorkapiteln beschrieben.

Ein Trigger hat die Aufgabe eine schnelle Vorauswahl interessanter physikalischer Ereignisse zu treffen. Er kann keine ausreichend gute Auswahl für eine Analyse gewährleisten, da dies erst mit Hilfe aller rekonstruierten kinematischen Meßgrößen möglich ist. Im folgenden wird die weitere Selektion der getriggerten Ereignisse beschrieben.

4.2.2 Status des Experiments

Es muß sichergestellt werden, daß der betrachtete Ereignistyp mit allen benötigten Meßgrößen effizient gemessen werden kann. Dazu sind je nach Ereignistyp bestimmte Anforderungen an das Experiment, d.h. an den H1-Detektor und an HERA, zu stellen.

Kalibration des Vorwärtsprotonspektrometers

Die Lebensdauer des Protonstrahls ist kleiner als ein Tag, weil sich der Strahlstrom mit der Zeit durch die *ep*-Kollisionen und durch Kollisionen mit Restgasatomen im Strahlrohr verringert, gleichzeitig verschlechtert sich die Ausdehnung der Strahlpakte und nicht zuletzt können technische Defekte zum Verlust des Protonstrahls führen.

Zwischen zwei Protonfüllungen können sich Strahlposition und -neigung ändern (Abschnitt 3.6), daher wird das Vorwärtsprotonspektrometer für jede Füllung kalibriert. Der statistische Fehler der Kalibration soll in der Größenordnung anderer systematischer Fehler der Messung mit dem Vorwärtsprotonspektrometer liegen, daher müssen pro Strahlfüllung $\gtrsim 500$ Ereignisse für die Kalibration im Vorwärtsprotonspektrometer verwendet werden. Folgende Faktoren beeinflussen diese Anzahl:

- die Lebensdauer des Protonstrahls,
- das Vorwärtsprotonspektrometer muß betriebsbereit sein, insbesondere
- muß es dicht an den Strahl gefahren sein, was nicht während der Injektion und nur für ausreichend gute Strahlqualität (Fokussierung) möglich ist.

Von der integrierten Luminosität, die während des Meßbetriebs des Vorwärtsprotonspektrometers von H1 1995 aufgezeichnet wurde ($4.48\,\mathrm{pb}^{-1}$), konnte für etwa $2.50\,\mathrm{pb}^{-1}$ eine Kalibration durchgeführt werden. Diese Analyse wird auf kalibrierte Protonfüllungen beschränkt und beruht auf einer integrierten Luminosität von etwa $2\,\mathrm{pb}^{-1}$ (Abschnitt 4.3).

Datennahmeeinheiten

Die Datennahme mit dem H1-Detektor erfolgt in fortlaufend numerierten Datennahmeeinheiten *(Run)*. Eine neue Datennahmeeinheit wird nach zwei Stunden begonnen oder falls sich etwas Wesentliches am Detektorstatus geändert hat (z.B. Ausfall eines Detektorelements).

Von den Datennahmeeinheiten wurden nur Abschnitte verwendet, in denen die folgenden, für die Analyse verwendeten Detektorteile voll funktionsfähig und eingeschaltet *(Hochspannung)* waren:

- das Vorwärtsprotonspektrometer zum Nachweis der Protonen unter kleinem Winkel,
- das Luminositätsmeßsystem für die Bestimmung der Luminosität und zum Nachweis der gestreuten Positronen bei Photoproduktionsereignissen,
- die zentrale Jetkammer (CJC) für den Spurtrigger und die Spurbedingung (s.u.).
- die zentralen Proportionalkammern (CIP und COP), zur Bestimmung des Wechselwirkungszeitpunktes (t_0) für den Trigger.

Ferner mußten die Detektoren des Vorwärtsprotonspektrometers seit mindestens $100\,s$ dicht an den Protonstrahl herangefahren worden sein.

4.2.3 Selektion von Photoproduktionsereignissen

Die bei Photoproduktionsereignissen unter kleinem Winkel Rückwärtsrichtung gestreuten Positronen können in einem der Positrondetektoren des Luminositätssystems nachgewiesen werden. Da die Positrondetektoren Kalorimeter sind, ist das wesentliche Kriterium eine Energiemessung über einer Schwelle. Für den Positrondetektor bei $z = -33\,\mathrm{m}$ muß $E > 4\,\mathrm{GeV}$ und für den Positrondetektor bei $z = -44\,\mathrm{m}$ muß $E > 6\,\mathrm{GeV}$ gelten. Es kann passieren, daß in beiden Positrondetektoren Energie nachgewiesen wird, wenn mehrere Reaktionen bei der Kollision eines Positron- mit einem Protonpaket stattfinden. Um solche Ereignisse zu unterdrücken, muß bei Energiedeposition in einem Positrondetektor die Energie in dem jeweils anderen unterhalb einer Schwelle sein. Diese Schwelle beträgt 2 GeV für den Positrondetektor bei $z = -33\,\mathrm{m}$ und 4 GeV für den anderen Positrondetektor.

Um die Effizienzbestimmung des Positrondetektors bei $z = -33\,\mathrm{m}$ zu verbessern, wurde für den Auftreffort des Positrons auf dem Detektor $|x| < 6.5\,\mathrm{cm}$ und für die Inelastizität $0.3 < y < 0.7$ verlangt. Durch diese Einschränkung werden Positronen verworfen, die im Randbereich auftreffen und für die keine gute Energierekonstruktion möglich ist. Für Photoproduktionsereignisse läßt sich y durch $1 - E_{e'}/E_e$ nähern und kann daher aus der Energiemessung $E_{e'}$ des Positrondetektors berechnet werden. Die Energieauflösung des Positrondetektors bei $z = -44\,\mathrm{m}$ ist nicht gut genug, um y auf den Bereich guter Akzeptanz zu beschränken. (vergleiche Abschnitt 5.3 im nächsten Kapitel).

Die Positrondetektoren werden auch für die Messung der Luminosität verwendet. Um nicht fälschlicherweise die dafür benutzten Bethe-Heitler-Ereignisse als Photoproduktion zu mißidentifizieren, wird verlangt, daß die Energie im Photondetektor des Luminositätssystems kleiner 2 GeV ist. Dies reduziert auch wirksam den Anteil von Ereignissen, bei denen das Positron ein zusätzliches Photon abstrahlt, welches unter kleinem Winkel emittiert wird und mit hoher Wahrscheinlichkeit den Photondetektor trifft.

4.2.4 Selektion von Ereignissen mit einem vorwärtsgestreuten Proton

Unter kleinem Winkel in Vorwärtsrichtung gestreute Protonen werden im H1-Vorwärtsprotonspektrometer nachgewiesen. Ein Ereignis dieser Analyse muß eine rekonstruierte Energie im Vorwärtsprotonspektrometer aufweisen. Weitere Kriterien werden im folgenden beschrieben.

Vorgehen bei mehreren Spur- oder Impulshypothesen

In einigen Fällen erhält man durch die Rekonstruktionsmethode des Vorwärtsprotonspektrometer mehrere Energiewerte $E_{p'}$ für ein gestreutes Proton. Dies kann durch Rauschen in den Detektoren, Übersprechen in den positionsempfindlichen Photomultipliern und durch Signale von Delta-Elektronen hervorgerufen werden, denn die dadurch entstehenden Signale können mehrere Spurhypothesen ermöglichen. Zusätzlich gibt es in der Regel zwei Lösungen für die Rekonstruktion in der vertikalen Ebene (Kapitel 3). In einigen Fällen sind beide mit der für die horizontale Ebene rekonstruierten Energie verträglich. Bei Ereignissen mit mehreren rekonstruierten Energiewerten werden zunächst die mit den meisten Fasertreffern für die Spurrekonstruktion ausgewählt. Erhält man dabei mehrere, wird die Hypothese mit der kleinsten Differenz der Energierekonstruktion in horizontaler und vertikaler Ebene verwendet. Quantitative Auswirkungen dieses Verfahrens werden durch die Akzeptanz- und Effizienzbestimmung berücksichtigt.

Akzeptanzbereich

Um die Ergebnisse der Messung vorwärtsgestreuter Protonen mit theoretischen Vorhersagen vergleichen zu können und zur Bestimmung von Korrekturen und Effizienzen, wurde ein Computerprogramm zur Simulation der Eigenschaften des Vorwärtsprotonspektrometers benutzt. Eine solche Simulation kann immer nur eine Näherung der realen Gegebenheiten darstellen. Unterschiede in den Ergebnissen zwischen Daten und Simulation müssen berücksichtigt werden.

In der verfügbaren Version der Detektorsimulation weichen die Sollbahn des Protonstrahls und die relativen Detektorpositionen von den wirklichen Positionen ab. Die Akzeptanz des simulierten Vorwärtsprotonspektrometers in Abhängigkeit von der Energie $E_{p'}$ des gestreuten Proton und dem horizontalen ϑ_x und dem vertikalen ϑ_y Streuwinkel[1] unterscheidet sich daher von der Akzeptanz des realen Detektors.

Abbildung 4.2 zeigt die Verteilungen der Meßwerte und der simulierten Werte in der $(E_{p'}, \vartheta_x)$- und der $(E_{p'}, \vartheta_y)$-Ebene. Aus den Diagrammen a) und c) ist ersichtlich, daß in den Daten Werte von ϑ_x bis 0.45 mrad vorkommen, in der Simulation nicht. Bei simulierten Ereignissen gibt es Einträge bis -0.4 mrad im Gegensatz zu den Daten. Dieser Akzeptanzunterschied in ϑ_x kann dadurch erklärt werden, daß die horizontale Position des Protonstrahles in der Simulation von der wahren Position abweicht. Da außerdem der mittlere Abstand der Detektoren des Vorwärtsprotonspektrometers zur Protonsollbahn in

---

[1] Die rekonstruierten Meßgrößen des Vorwärtsprotonspektrometers werden im folgenden mit $E_{p'}$, ϑ_x und ϑ_y bezeichnet.

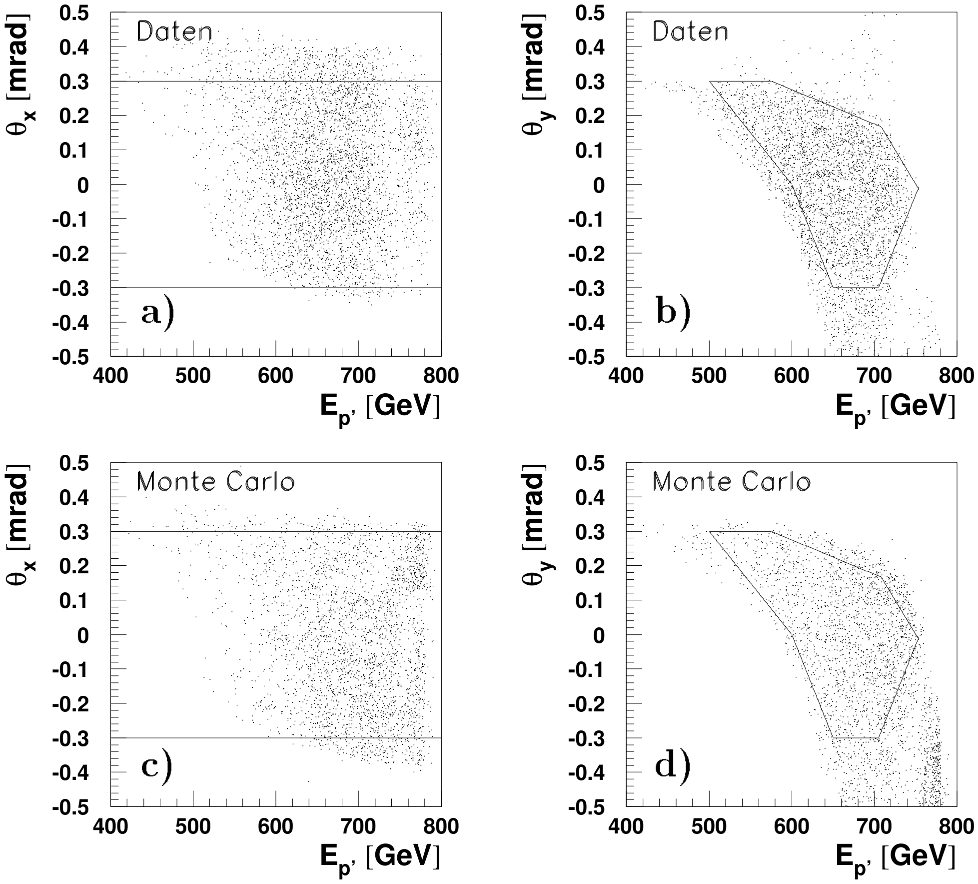


Abbildung 4.2: *Akzeptanzbereich für das Vorwärtsprotonspektrometer. a,c) in der* $(E_{p'}, \vartheta_x)$*-Ebene und b,d) in der* $(E_{p'}, \vartheta_y)$*-Ebene. Der Akzeptanzbereich ist durch die eingezeichneten Linien begrenzt. Die Punkte sind a,b) Meßwerte und c,d) simulierte Werte des Vorwärtsprotonspektrometer. (hier:* $\theta \equiv \vartheta$*)*

der Simulation kleiner als in der Realität ist, gibt es Akzeptanzunterschiede auch im vertikalen Streuwinkel ϑ_y und in der Energie des gestreuten Protons $E_{p'}$ (Diagramme b) und d). Auffällig ist die Häufung von Ereignissen in der Simulation bei $E_{p'} \approx 790\,\mathrm{GeV}$ und den Streuwinkeln $\vartheta_x \approx 0.2\,\mathrm{mrad}$ und $\vartheta_y \lesssim -0.3\,\mathrm{mrad}$. Sie beruht auf dem kleineren Abstand von Detektoren und Protonstrahl in der Simulation, der den Nachweis höherenergetischer Protonen mit kleinerem Ablenkwinkel ermöglicht. Daraus läßt sich folgern, daß es sich hier um einen Unterschied in der Akzeptanz zwischen Daten und Simulation handelt, der nicht auf einer einfachen Verschiebung der Meßwerte in der $(E_{p'}, \vartheta_{x,y})$-Ebene beruht.

Um Daten und Simulation vergleichen zu können, muß diese Analyse auf Bereiche gleicher Akzeptanz eingeschränkt werden. Das sind die Bereiche, die Einträge sowohl für Daten, als auch für die Simulation haben; die genaue Begrenzung ist in Abbildung 4.2 durch einen Polygonenzug verdeutlicht.

Der Akzeptanzbereich ist so definiert, daß sich die Streuwinkel ϑ_x und ϑ_y in Abhängigkeit von der Protonenergie $E_{p'}$ innerhalb bestimmter Grenzen befinden:

$$\vartheta_{x,\min}(E_{p'}) \leq \vartheta_x \leq \vartheta_{x,\max}(E_{p'}) \tag{4.1}$$

$$\vartheta_{y,\min}(E_{p'}) \leq \vartheta_y \leq \vartheta_{y,\max}(E_{p'}) \tag{4.2}$$

Die Grenzen sind gegeben durch:

$$\begin{aligned}
\vartheta_{x,\min}(E_{p'}) &= -0.3\,\mathrm{mrad} && \forall E_{p'} \\
\vartheta_{x,\max}(E_{p'}) &= +0.3\,\mathrm{mrad} && \forall E_{p'} \\
\vartheta_{y,\min}(E_{p'}) &= \begin{cases} \frac{0.3\,\mathrm{mrad}}{100\,\mathrm{GeV}}(600\,\mathrm{GeV} - E_{p'}) & 500\,\mathrm{GeV} \leq E_{p'} < 600\,\mathrm{GeV} \\ \frac{0.3\,\mathrm{mrad}}{50\,\mathrm{GeV}}(600\,\mathrm{GeV} - E_{p'}) & 600\,\mathrm{GeV} \leq E_{p'} < 650\,\mathrm{GeV} \\ -\,0.3\,\mathrm{mrad} & 650\,\mathrm{GeV} \leq E_{p'} < 725\,\mathrm{GeV} \\ \frac{0.3\,\mathrm{mrad}}{50\,\mathrm{GeV}}(E_{p'} - 755\,\mathrm{GeV}) & 725\,\mathrm{GeV} \leq E_{p'} < 755\,\mathrm{GeV} \end{cases} \\
\vartheta_{y,\max}(E_{p'}) &= \begin{cases} +\,0.3\,\mathrm{mrad} & 500\,\mathrm{GeV} \leq E_{p'} < 575\,\mathrm{GeV} \\ \frac{0.3\,\mathrm{mrad}}{300\,\mathrm{GeV}}(875\,\mathrm{GeV} - E_{p'}) & 575\,\mathrm{GeV} \leq E_{p'} < 708.3\,\mathrm{GeV} \\ \frac{0.3\,\mathrm{mrad}}{75\,\mathrm{GeV}}(750\,\mathrm{GeV} - E_{p'}) & 708.3\,\mathrm{GeV} \leq E_{p'} < 755\,\mathrm{GeV} \end{cases}
\end{aligned} \tag{4.3}$$

Zur weiteren Veranschaulichung, dient Abbildung 4.3. Sie zeigt die Detektoroberflächen beider Stationen für Daten (a, b) und Simulation (c, d) in der (x, y)-Ebene in Protonflugrichtung $(+z)$. Der äußere Rand der eingezeichneten Kontur ist der durch Strahloptik und Aufbau des Vorwärtsprotonspektrometers begrenzte Bereich, in dem gestreute Protonen den Detektor treffen können. Die Größe der Kästchen innerhalb dieser Konturen ist proportional zum Anteil der Ereignisse, die durch die Einschränkung des Akzeptanzbereichs verworfen werden; die größten Kästchen entsprechen 100% verworfenen Ereignissen. In allen Diagrammen gibt es einen „inneren“ Bereich, wo Einträge kleiner als 100% vorherrschen, also Ereignisse akzeptiert werden. Dieser Bereich ist definiert durch den für Daten und Simulation gleich gewählten Akzeptanzbereich in den Meßgrößen ϑ_x, ϑ_y und $E_{p'}$. Die unterschiedliche Position des Bereichs für Daten und Simulation zeigt daher die Unterschiede in der Strahllage und Detektorposition, weil die relative Position von Strahllage und „innerem“ Bereich in Daten und Simulation – definiert durch die Dispersionsgleichungen – etwa gleich ist. Auftreffpunkte außerhalb davon kommen entweder nur in den Daten oder in der Simulation vor, es läßt sich also kein größerer Bereich gleicher Akzeptanz wählen.

Transversalimpuls

Der Transversalimpuls $p_\perp$ des gestreuten Protons ist gegeben durch $p_\perp = E_{p'} \sin \vartheta_{p'}$, wobei $\tan \vartheta_{p'} = \sqrt{\tan^2 \vartheta_x + \tan^2 \vartheta_y}$ ist. Der gemessene Bereich des Transversalimpulses hängt daher von dem gewählten Akzeptanzbereich ab und ist bei obiger Wahl für jedes Energieintervall verschieden. Um einen Vergleich mit theoretischen Vorhersagen, die meistens mit dem Transversalimpuls parametrisiert sind, zu vereinfachen, wird der Wirkungsquerschnitt für $p_\perp < 200\,\mathrm{MeV/c}$ bestimmt. Zur Ereignisauswahl wurde daher $p_\perp < 200\,\mathrm{MeV/c}$ zusätzlich zur oben dargestellten Einschränkung des Akzeptanzbereichs verlangt. Die Akzeptanzbestimmung wird im nächsten Kapitel vorgestellt.

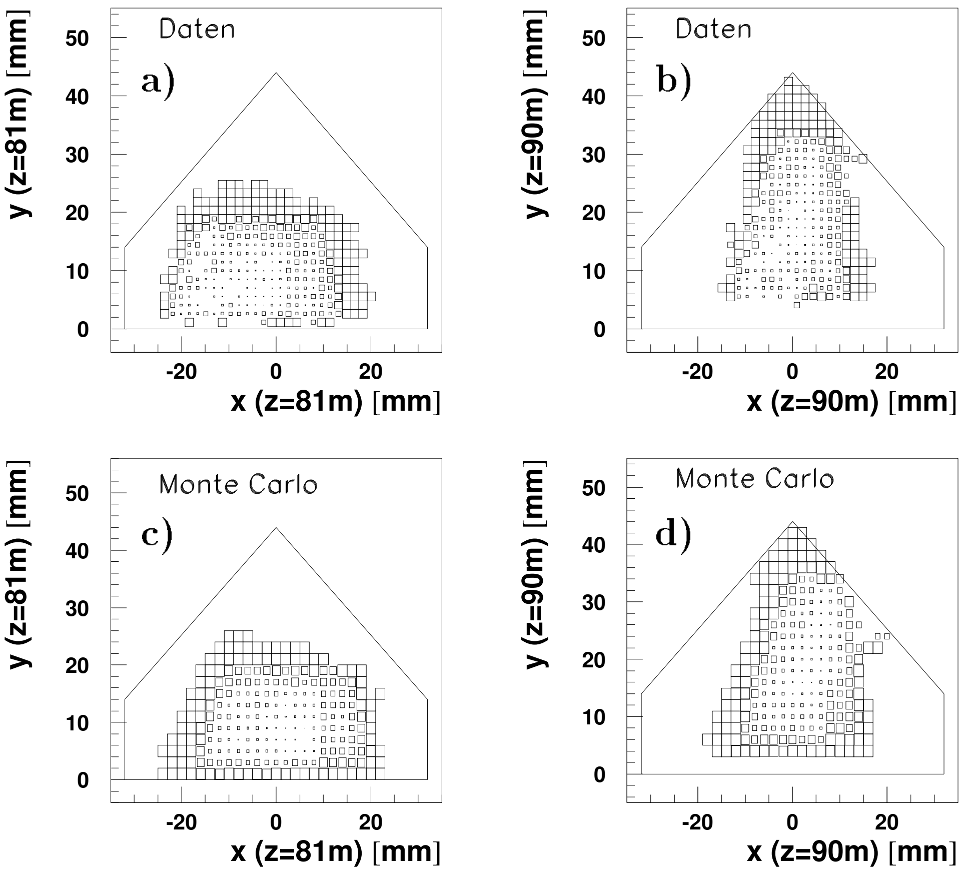


Abbildung 4.3: *Auswirkung der Akzeptanzeinschränkung. Dargestellt ist der Blick auf die Oberfläche der Faserhodoskope in Protonflugrichtung (+z). Die darauf eingezeichnete Kontur ist die Region auftreffender Protonen. Außerhalb dieser Kontur können keine Protonen den Detektor treffen, dies ist durch die Optik gegeben. Die Größe der Kästchen ist proportional zum Anteil der Ereignisse, die durch die Einschränkung des Akzeptanzbereichs für die Analyse verworfen werden. a) und b) für Daten und c) und d) für simulierte Ereignisse. a) und c) für die Station bei* $z = 81\,\mathrm{m}$ *und b) und d) für die Station bei* $z = 90\,\mathrm{m}$.

4.2.5 Weitere Auswahlkriterien

Es wird ein rekonstruierter Vertex mit einer z-Koordinate im Bereich ±30 *cm*, das sind etwa 3σ, um den nominellen Wechselwirkungspunkt verlangt: $|z_{\mathrm{Vertex}}| < 30\,\mathrm{cm}$. Mit dieser Bedingung werden Ereignisse der im Luminositätsabschnitt erwähnten Satellitenpakete unterdrückt.

Die Effizienz des Spurtriggers wird in Abhängigkeit der Anzahl rekonstruierter Spuren eines Ereignisses bestimmt, die

- an den rekonstruierten Vertex angepaßt sind,

- einen Transversalimpuls $p_{\perp,\mathrm{Spur}}$ größer 450 MeV/c haben, wie durch den Trigger vorgegeben ist, und
- im Winkelbereich $0.6\,\mathrm{rad} < \vartheta < 2.55\,\mathrm{rad}$ liegen, wo die Effizienz der Spurkammer konstant und am größten ist.

Diese Spuren werden im folgenden als „gute“ Spuren bezeichnet; ein Ereignis wurde selektiert, wenn es mindestens eine gute Spur hatte.

4.3 Integrierte Luminosität

Die integrierte Luminosität wird am H1-Experiment mit Hilfe des Luminositätsmeßsystems über die Anzahl von Ereignissen des Bethe-Heitler-Prozesses bestimmt. Die für diese Analyse verfügbare Luminosität ergibt sich nach einer Reihe von Korrekturen:

- Zeiten innerhalb von Datennahmeeinheiten, in denen nicht alle benötigten Detektorkomponenten funktionsfähig waren, dürfen nicht zur integrierten Luminosität beitragen, da Ereignisse daraus verworfen wurden.
- Gleiches gilt für Zeiten, in denen die Detektoren des Vorwärtsprotonspektrometers nicht dicht an den Protonstrahl herangefahren waren.
- Den Elektronstrahlpaketen im Abstand von 4.8 ns folgende Satellitenpakete tragen zur Luminositätsmessung bei. Durch die Einschränkung der z-Koordinate des Vertex aber nicht zu der im H1-Detektor verfügbaren Luminosität. Es ist daher eine Korrektur, abhängig von der Vertexeinschränkung und des Satellitenanteils, notwendig.

Nach allen Selektionsschritten, bleiben für die Analyse 3045 Ereignisse mit einem gestreuten Proton im Vorwärtsprotonspektrometer und einem Positron im Positrondetektor bei $z = -33\,\mathrm{m}$ und 3262 Ereignisse für den Positrondetektor bei $z = -44\,\mathrm{m}$. Die entsprechende integrierte Luminosität beträgt nach allen Korrekturen:

$$\mathcal{L} = 2052\,\mathrm{nb}^{-1} \pm 25\,\mathrm{nb}^{-1}$$

Kapitel 5

Messung des Wirkungsquerschnitts

Dieses Kapitel behandelt die Bestimmung des einfach differentiellen Wirkungsquerschnitts $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}E_{p'}$ von Photoproduktionsereignissen mit einem vorwärtsgestreuten Proton im Endzustand. Die Protonenergie liegt im Bereich $580\,\mathrm{GeV} < E_{p'} < 740\,\mathrm{GeV}$, und der Transversalimpuls ist auf $p_{\perp} < 200\,\mathrm{MeV/c}$ beschränkt.

In den ersten Abschnitten wird die Trigger- und Selektionseffizienz für die betrachteten Ereignisse behandelt. Dabei werden für die Positrondetektoren und das Vorwärtsprotonspektrometer Effizienzen, Akzeptanz und weitere nötige Korrekturen in eigenen Abschnitten beschrieben. Die gewählten Intervalle in der Energie des gestreuten Protons $E_{p'}$ und der Schwerpunktsenergie im Photon-Proton-System W werden diskutiert. Es folgt die Abschätzung des verbleibenden Untergrunds und des systematischen Fehlers. Der letzte Abschnitt präsentiert als Ergebnis den gemessenen Wirkungsquerschnitt.

5.1 Triggereffizienz

Die Effizienz des verwendeten Triggers ergibt sich als Produkt der Ansprechwahrscheinlichkeiten der unabhängigen Einzeltrigger. In diesem Abschnitt werden die Ansprechwahrscheinlichkeiten des Spurtriggers und des Triggers für das Vorwärtsprotonspektrometer bestimmt. In Abschnitt 5.3 wird die mit der Akzeptanz gefaltete Triggereffizienz der Positrondetektoren beschrieben.

5.1.1 Trigger des Vorwärtsprotonspektrometers

Die Effizienz des Triggers des Vorwärtsprotonspektrometers wird aus den Ansprechwahrscheinlichkeiten der einzelnen Triggerszintillatoren (Abschnitt 3.7) berechnet. Eine rekonstruierte Spur in den Subdetektoren jeder Station des Vorwärtsprotonspektrometers bestimmt die von dem Proton durchquerten Szintillatoren. Mit deren Einzeleffizienzen wird die Wahrscheinlichkeit berechnet, daß genügend[1] (siehe Abschnitt 3.4) Szintillatoren für den Trigger auf der Teilchenspur ansprechen.

Um zeitliche Veränderungen zu berücksichtigen, wurden die Ansprechwahrscheinlichkeiten der Triggerszintillatoren 1995 mehrfach neu bestimmt und gehen als zeitabhängige Größe in die Triggereffizienzberechnung ein.

Die Triggereffizienz, gemittelt über die gesamte Datennahmeperiode 1995, ist in Abhängigkeit von der Energie des gestreuten Protons $E_{p'}$ in Abbildung 5.1 gezeigt, sie ist nur wenig von der Energie abhängig und beträgt im Mittel 52%. Der leichte Abfall zu hohen Energien läßt sich mit der geringeren Effizienz der Triggerszintillatoren am Detektorrand begründen. Diese Szintillatoren werden mit größerer Wahrscheinlichkeit von Protonen mit höherer Energie getroffen.

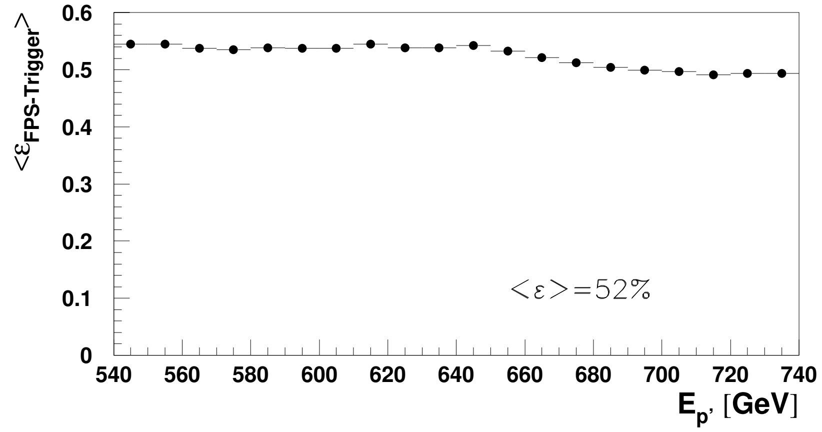


Abbildung 5.1: *Über die Datennahmeperiode 1995 gemittelte Triggereffizienz des Vorwärtsprotonspektrometers in Abhängigkeit von der Energie des gestreuten Protons* $E_{p'}$.

5.1.2 Spurtrigger

Der Spurtrigger ist dafür optimiert, eine zentrale Spur mit einem Transversalimpuls von $p_\perp \geq 450\,\mathrm{MeV/c}$ anzuzeigen, daher ist die Ansprechwahrscheinlichkeit abhängig von der Anzahl der Spuren eines Ereignisses.

Zur Bestimmung der Effizienz wurde eine Auswahl unabhängig getriggerter Ereignisse benutzt, die alle Selektionskriterien – bis auf den Spurtrigger – erfüllen, dann ergibt sich die Triggereffizienz als Anteil der Ereignisse mit angesprochenem Spurtrigger in dieser Auswahlmenge. Als unabhängiger Trigger *(Referenztrigger)* wurde die Koinzidenz aus den Triggersignalen der Positrondetektoren und des Vorwärtsprotonspektrometers benutzt.

Die Häufigkeitsverteilung „guter“ Spuren der Referenzereignisse ist in Abbildung 5.2a) für Daten und den PHOJET Monte-Carlo-Datensatz gezeigt. Abbildung b) zeigt die Verteilung für Ereignisse mit zusätzlich angesprochenem Spurtrigger. Die Beschreibung der

---

[1] Es müssen mindestens drei von vier hintereinanderliegenden Szintillatoren ansprechen.

Daten durch das Monte-Carlo ist für die Analyse ausreichend gut. Da ein vollständig simulierter PHOJET-Datensatz nur für $0.3 < y < 0.7$ verfügbar war, ist der Bereich für Daten und Monte-Carlo in den beiden Abbildungen entsprechend eingeschränkt. Bei der Bestimmung der Effizienz wurden auch die Daten des Bereichs $0.04 < y < 0.2$ verwendet um den statistischen Fehler zu verringern. Das Ergebnis für Daten und den PHOJET Monte-Carlo-Datensatz ist in Abbildung 5.3 dargestellt. Ein Vergleich mit der Effizienzvorhersage der Detektorsimulation mit eingeschränktem y-Bereich ist möglich, da die Triggereffizienz nicht von y abhängt. Eine unabhängige Berechnung für Ereignisse mit genau einer „guten“ Spur [65] ist zum Vergleich eingezeichnet.

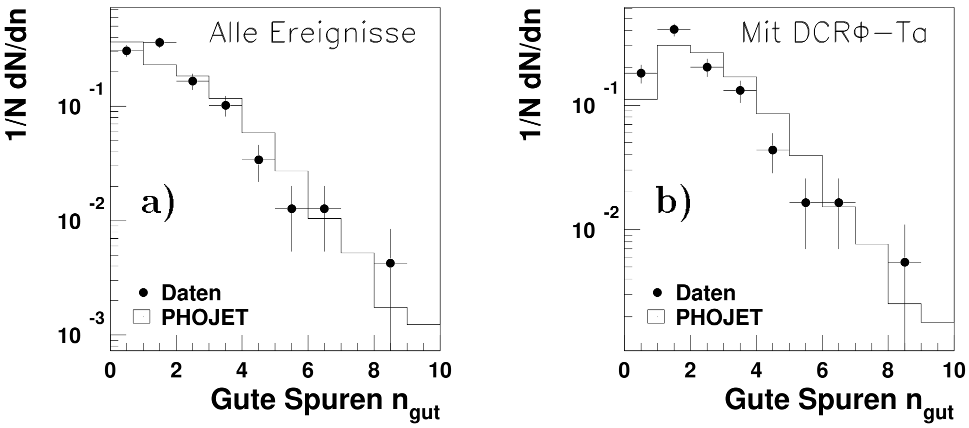


Abbildung 5.2: *Verteilung der „guten“ Spuren für Daten und den PHOJET Monte-Carlo-Datensatz. Alle Ereignisse, welche die Selektion passieren, a) ohne Spurtrigger und b) mit angesprochenem Spurtrigger (hier* $DCR\phi -$ Ta*), beide dargestellt für* $0.3 < y < 0.7$ *(s. Text).*

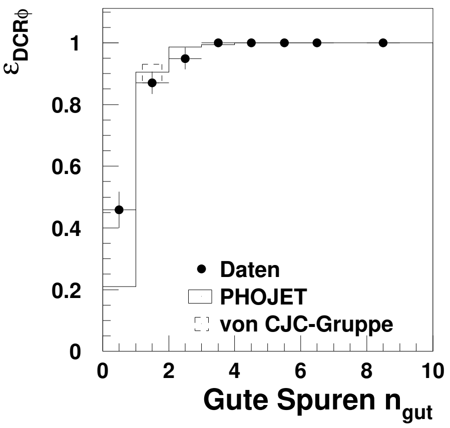


Abbildung 5.3: *Effizienz des Spurtriggers für Daten und PHOJET Monte-Carlo Datensatz. Zusätzlich eingezeichnet ist eine unabhängige Berechnung von der CJC-Gruppe für* $n_{\mathrm{gut}} = 1$.

5.2 Selektionseffizienz

5.2.1 Vertexforderung

Der Mittelwert der z-Koordinate des Vertex für die Daten weicht von der simulierten Verteilung des PHOJET Monte-Carlo ab, aus diesem Grund wurde eine vertexabhängige Umgewichtung der simulierten Daten durchgeführt, deren Ergebnis in Abbildung 5.4 gezeigt ist. Der Mittelwert der Vertex-z-Koordinate lag 1995 bei -1.56 cm. Der Anteil von Ereignissen, welche die Vertexforderung ($|z_{\mathrm{Vertex}}| < 30\,\mathrm{cm}$) erfüllen, wurde aus den Monte-Carlo-Daten zu (97.8 ± 1.0) % bestimmt.

Die Rekonstruktionseffizienz für einen Vertex wurde mit dem PHOJET-Datensatz und aus den Daten zu je (99.0 ± 1.0) % bestimmt.

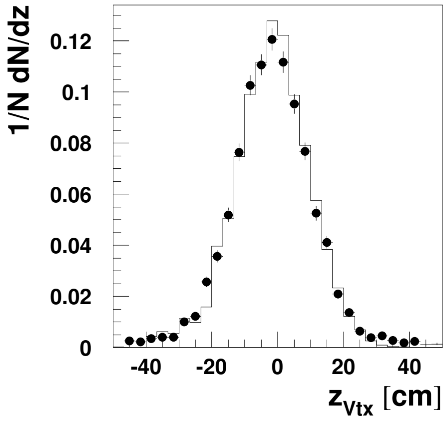


Abbildung 5.4: *Verteilung der Vertex-z-Koordinate für Daten (●) und den (umgewichteten) PHOJET Monte-Carlo-Datensatz (Histogramm)*

5.3 Akzeptanz der Positrondetektoren

Die Akzeptanz der Positrondetektoren des Luminositätssystems hängt stark von der HERA-Strahloptik ab, insbesondere von dem horizontalen und vertikalen Positronstrahlwinkel $\theta_{x,e}$, $\theta_{y,e}$ und der horizontalen Abweichung Δx_e von der Sollbahn. Die Strahlwinkel werden mit einer Genauigkeit von ±0.02 mrad durch den Trefferort von Photonen auf dem Photondetektor des Luminositätssystems bestimmt. Die Abweichung wird mit einem speziellen Monte-Carlo-Computerprogramm (H1LUMI) durch eine Datenanpassung ermittelt, bei der Δx_e ein freier Parameter ist. Die Akzeptanz ergibt sich mit der gemessenen Anzahl von Bethe-Heitler-Ereignissen. [1, 2].

Um den Einfluß von Position und Lage des Positronstrahls auf Analysen gering zu halten, wurde die Akzeptanz 1995 für 16 Zeitbereiche bestimmt, in denen die Größen $\theta_{x,e}$, $\theta_{y,e}$ und Δx_e weitgehend konstant waren. In Abbildung 5.5 sind die über Q^2 integrierten

Akzeptanzen[2] des Positrondetektors bei $z = -44\,\mathrm{m}$ (a) und des Positrondetektors bei $z = -33\,\mathrm{m}$ (b) in Abhängigkeit der kinematischen Variablen y für einen gewählten Bereich von Datennahmeeinheiten dargestellt. Sie werden für Analysen in einer geeigneten Parametrisierung zur Verfügung gestellt [3, 4].

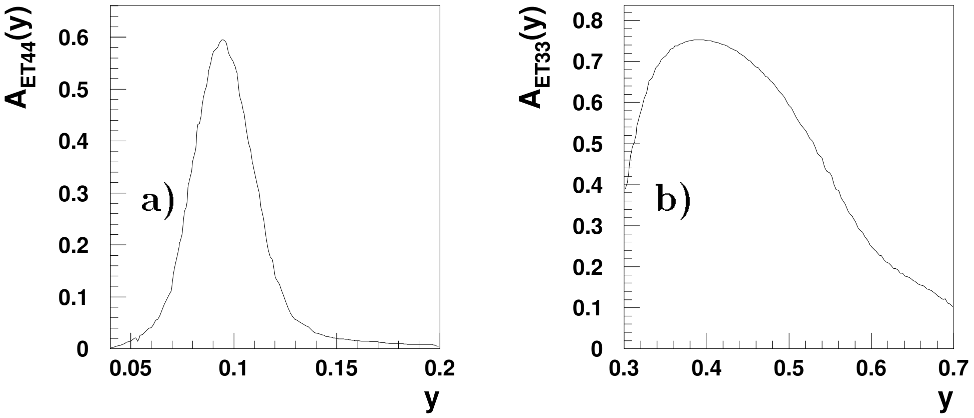


Abbildung 5.5: *Über Q^2 integrierte Akzeptanz der Positrondetektoren für einen gewählten Bereich von Datennahmeeinheiten in Abhängigkeit von y. a) Für den Positrondetektor bei $z = -44\,\mathrm{m}$ und $0.04 < y < 0.2$, b) für den Positrondetektor bei $z = -33\,\mathrm{m}$ und $0.3 < y < 0.7$.*

Die Energieauflösung des Positrondetektors bei $z = -44\,\mathrm{m}$ ist mit $\Delta E_{e'} \approx 1.2\,\mathrm{GeV}$ [4] nicht gut genug, um in Analysen eine y-abhängige Akzeptanzkorrektur durchzuführen, wie dies für den Positrondetektor bei $z = -33\,\mathrm{m}$ möglich ist. Die Akzeptanz $A_{ET44}(E_{e'})$ des Positrondetektors bei $z = -44$ m zeigt ein schmales Maximum bei $y \approx 0.1$ (Abbildung 5.5), seine Breite entspricht einer Energie von nur etwa 0.4 GeV. Allein durch den Nachweis eines Positrons ist dessen Energie genauer bestimmt, als es durch die Rekonstruktion möglich wäre. Aus diesem Grund wird die Akzeptanz für jeden Bereich von Datennahmeeinheiten über y wie folgt gemittelt:

$$< A_{ET44} >= \frac{\int\limits_{y_0}^{y_1} \mathcal{F}_{\gamma/e}(y) A_{ET44}(y) dy}{\int\limits_{y_0}^{y_1} \mathcal{F}_{\gamma/e}(y) dy} \approx 0.14 \tag{5.1}$$

Dabei ist $\mathcal{F}_{\gamma/e}(y)$ die erweiterte Weizsäcker-Williams-Näherung für den Photonfluß und $A_{ET44}(y)$ die Akzeptanz gemäß Abbildung 5.5, aus der sich auch die Integrationsgrenzen ergeben: $y_0 = 0.04$ und $y_1 = 0.2$.

Ein Vergleich des y-Spektrums für den Positrondetektor bei $z = -33\,\mathrm{m}$ zwischen Daten und Monte-Carlo ist in Abbildung 5.6 gezeigt. Obwohl PHOJET keinen Pion-Austausch enthält, ist die Übereinstimmung innerhalb des analysierten y-Bereichs gut. Die Überhöhung in den Daten bei $y < 0.3$ resultiert aus der dort nur schlecht bestimmten Akzeptanz des Positrondetektors bei $z = -33\,\mathrm{m}$. Aus Abbildung 5.5b) ist ersichtlich,

---

[2] Wie im Abschnitt über die Triggereffizienzen erwähnt, beinhalten die im weiteren verwendeten Akzeptanzen der Positrondetektoren auch die zugehörigen Triggereffizienzen.

daß die Akzeptanz dort eine steile Flanke aufweist. Für die Analyse wird daher nur der Bereich von $0.3 < y < 0.7$ betrachtet, der in der Abbildung durch zwei gestrichelte Linien angedeutet ist.

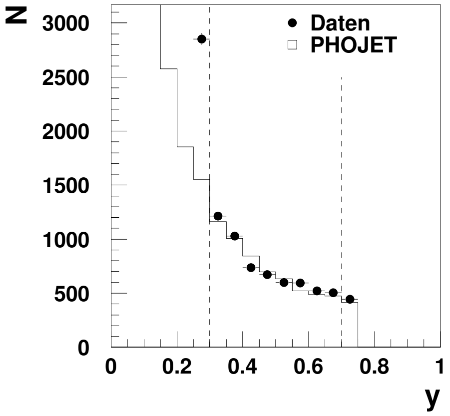


Abbildung 5.6: *Vergleich der y-Spektren von Daten und PHOJET Monte-Carlo-Datensatz (Histogramm). Der Bereich $0.3 < y < 0.7$ wird in dieser Arbeit benutzt (gestrichelte Linien).*

5.3.1 Wahl der Meßbereiche in W

Wegen der guten Energieauflösung des Positrondetektors bei $z = -33$ m können die Daten auf drei Intervalle in der Schwerpunktsenergie des Photon-Proton-Systems $W = \sqrt{sy}$ aufgeteilt werden. Sie sind in Tabelle 5.1 angegeben.

y-Intervall	W-Intervall	$<W>$	Positrondetektor
$0.04 < y < 0.2$	$60\,\mathrm{GeV} < W < 135\,\mathrm{GeV}$	90 GeV	Positrondetektor bei $z = -44$ m
$0.3 < y < 0.5$	$165\,\mathrm{GeV} < W < 231\,\mathrm{GeV}$	187 GeV	Positrondetektor bei $z = -33$ m
$0.5 < y < 0.7$	$231\,\mathrm{GeV} < W < 252\,\mathrm{GeV}$	231 GeV	Positrondetektor bei $z = -33$ m

Tabelle 5.1: *Die verwendeten Intervalle in y, W, das mittlere W in Photoproduktion und der zur Messung verwendete Positrondetektor.*

5.4 Vorwärtsprotonspektrometer

5.4.1 Rekonstruktionseffizienz des Vorwärtsprotonspektrometers

Für die Energierekonstruktion des Vorwärtsprotonspektrometers müssen in den zwei Subdetektoren jeder Koordinate mindestens zwei Faserlagen des einen Hodoskops und drei Lagen des anderen angesprochen haben. Die Wahrscheinlichkeit dafür wird aus den Einzeleffizienzen der Faserhodoskoplagen (Abschnitt 3.7) bestimmt.

Um zeitliche Änderungen der Ansprechwahrscheinlichkeiten einzelner Lagen zu berücksichtigen, z.B. durch Ausfall von Photomultiplierkanälen, wird die Rekonstruktionseffizienz nach Veränderungen neu bestimmt. Die mittlere Effizienz während der Datennahmeperiode 1995 als Funktion der Energie des gestreuten Protons beträgt 53.4% und ist energieunabhängig (Abbildung 5.7).

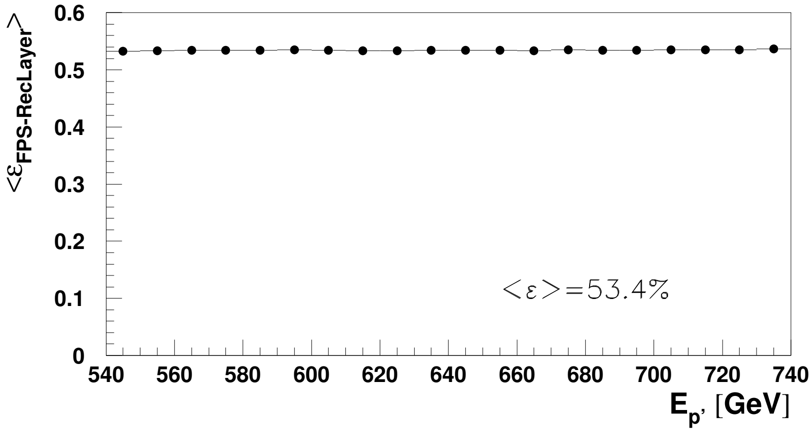


Abbildung 5.7: *Mittlere Rekonstruktionseffizienz für die Faserhodoskope des Vorwärtsprotonspektrometers in Abhängigkeit von der Energie des gestreuten Protons.*

5.4.2 Akzeptanz

Für die Analyse wird der gesamte $E_{p'}$-Bereich in 20 GeV-Intervalle unterteilt und die Akzeptanz des Vorwärtsprotonspektrometers in Abhängigkeit des W- und des $E_{p'}$-Intervalls bestimmt. Sei V der im letzten Kapitel (Abschnitt 4.2.4) eingeschränkte Bereich von $E_{p'}$, ϑ_x und ϑ_y, dann gilt für die mit Monte-Carlo-Daten mit $p_\perp < 200\,\mathrm{MeV/c}$ für das gestreute Proton bestimmte Akzeptanz C_V in einem Intervall:

$$C_V = \frac{n_{\mathrm{gen},V}}{n_{\mathrm{gen}}}$$

wobei $n_{\mathrm{gen},V}$ die Anzahl von Ereignissen im Bereich V und n_{gen} die Gesamtanzahl von Ereignissen in dem betrachteten Intervall ist.

Die Akzeptanz wurde unabhängig mit zwei Datensätzen (PHOJET und POMPYT[3]) bestimmt, die auf unterschiedlichen Modellen beruhen (Abschnitt 1.8). In der Abbildung 5.8 ist zur Veranschaulichung der generierte Transversalimpuls $p_\perp$ der gestreuten Protonen gegen die generierte Energie $E_{p'}$ aufgetragen. Der Unterschied der Akzeptanzbestimmungen mit beiden Datensätzen, ergibt den systematischen Fehler der Akzeptanz. Dieser Fehler beschreibt die Unkenntnis der physikalischen Prozesse, die den Daten zugrundeliegen. Ein statistischer Fehler für die Akzeptanz ergibt sich aus der begrenzten Ereignisanzahl in den Monte-Carlo-Datensätzen.

---

[3] Soweit nicht anders angegeben, wird POMPYT im Kanal des π°-Austauschs unter Verwendung der Pion-Strukturfunktion nach Glück, Reya und Vogt in niedrigster Ordnung benutzt.

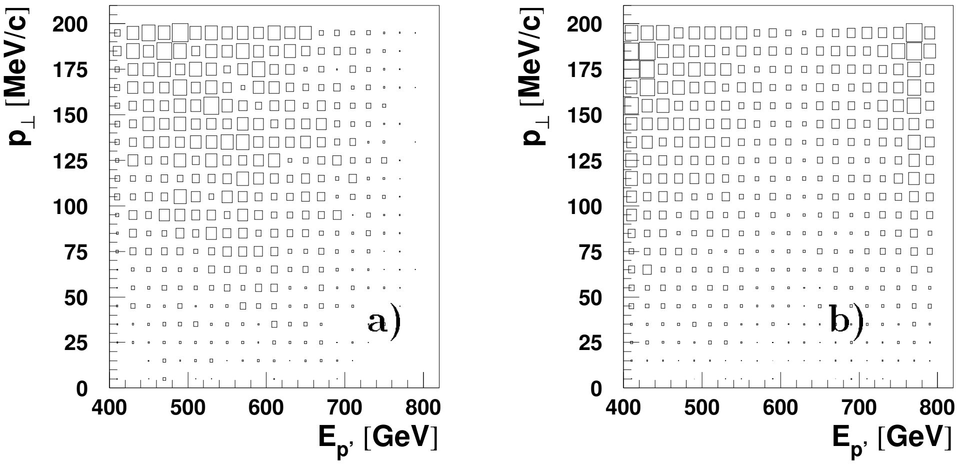


Abbildung 5.8: *Der generierte Transversalimpuls der gestreuten Protonen $p_\perp$ gegen die generierte Energie $E_{p'}$ aufgetragen für a) POMPYT und b) PHOJET. Die Größe der Kästchen ist proportional zur Anzahl der Einträge.*

Die Abbildung 5.9 zeigt die mit PHOJET (■) und POMPYT (▴) unabhängig bestimmte Akzeptanz für die drei untersuchten Bereiche in W und für zehn Intervalle innerhalb $540 - 760\,\mathrm{GeV}$ in $E_{p'}$. Im folgenden wird der Mittelwert beider Bestimmungen verwendet; er ist in Tabelle 5.2 angegeben. Bemerkenswert ist die gute Übereinstimmung der Werte, die mit PHOJET und POMPYT bestimmt wurden, wie auch zwischen den verschiedenen $<W>$, was die Verwendung der unterschiedlichen Monte-Carlo-Datensätze zur Akzeptanzbestimmung uneingeschränkt rechtfertigt.

5.4.3 Migrationskorrektur

Aufgrund der begrenzten Auflösung werden einige Energiewerte $E_{p'}$ bei der Rekonstruktion fälschlicherweise den benachbarten Intervallen zugeordnet *(Migration)*, eine Korrektur kann nur mit Monte-Carlo-Daten bestimmt werden. Die Migrationskorrektur C_M ist das Verhältnis der Anzahl von rekonstruierten Ereignissen in einem Energieintervall und der Anzahl von dorthin generierten Ereignissen. Damit C_M unabhängig von der Rekonstruktionseffizienz ist, werden die rekonstruierten Ereignisse mit der Rekonstruktionseffizienz gewichtet. Für die Migrationskorrektur C_M für ein Energieintervall gilt also

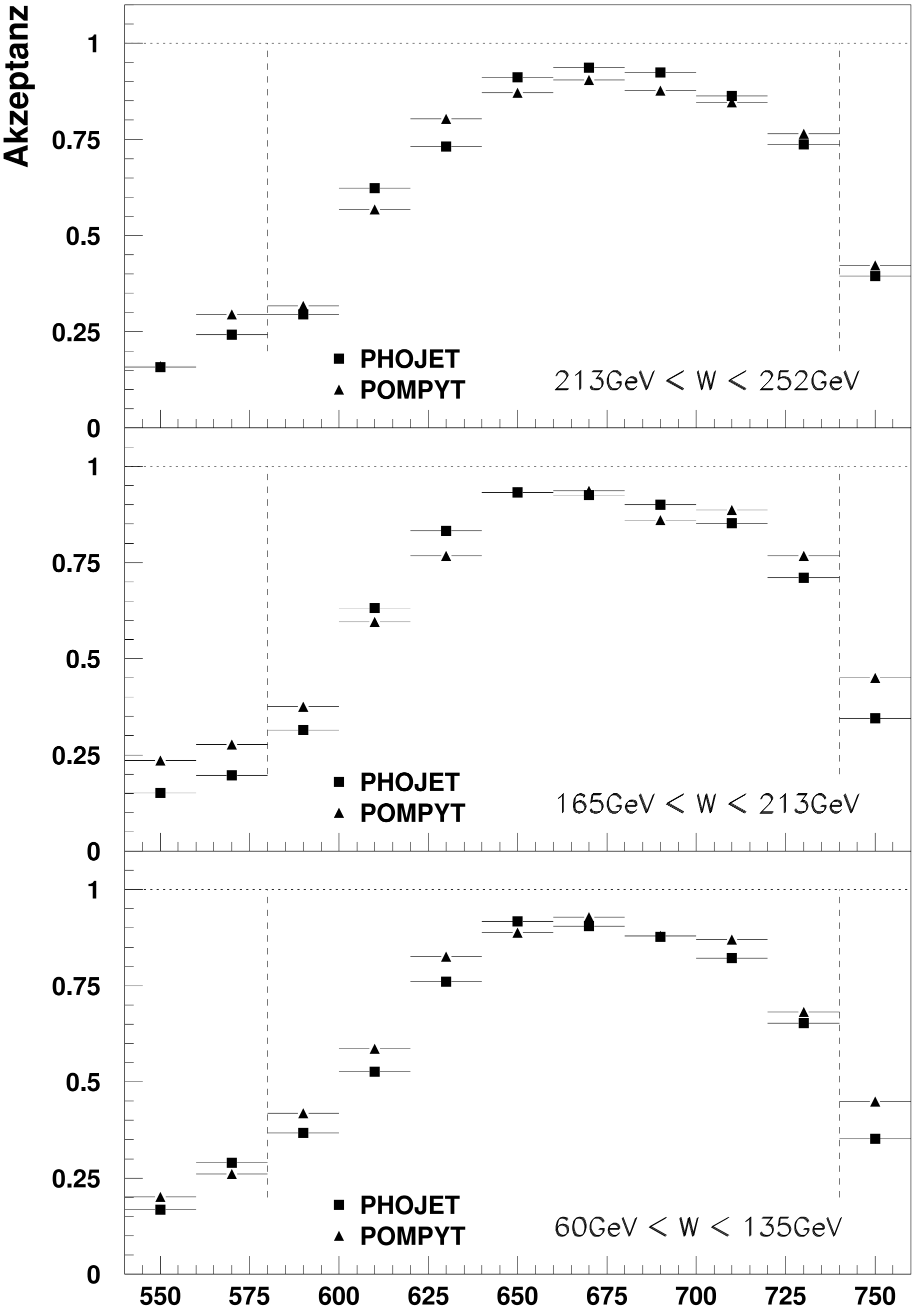
$$C_M = \frac{w_{rec}}{n_{gen}}$$

Dabei ist w_{rec} die Anzahl rekonstruierter Ereignisse in dem Intervall, gewichtet mit der Rekonstruktionseffizienz und n_{gen} die Anzahl dort generierter Ereignisse.

Abbildung 5.10 zeigt die mit PHOJET (■) und POMPYT (▴) bestimmten Korrekturfaktoren für die drei untersuchten Bereiche in W und für elf Intervalle zwischen $540 - 760\,\mathrm{GeV}$ in $E_{p'}$. Daneben gibt es eine weitere Korrekturbestimmung mit PHOJET (+), für die nur ein Teil des Datensatzes zur Kalibration[4] benutzt wurde, um die statistischen Fluktuatio-

---

[4] Die Kalibration wird für die Simulation des Vorwärtsprotonspektrometers genau wie für Daten durchgeführt.



,clip

Abbildung 5.9: *Akzeptanz C_V des Vorwärtsprotonspektrometers für die drei untersuchten Bereiche in W und für elf Intervalle zwischen 540 – 760* GeV *in $E_{p'}$. Die Intervalle zwischen den vertikalen Linien (580 – 740* GeV*) werden in dieser Arbeit verwendet. (Zum statistischen Fehler siehe Tabelle 5.2).*

nen der Kalibration zu ermitteln. Die Anzahl der hierfür benutzten Ereignisse orientiert sich an der Ereignisanzahl, die für die Kalibration der Daten zur Verfügung stand (500 – 1500 Ereignisse).

Für die Analyse wurde der Mittelwert all dieser Korrekturen verwendet. Der statistische Fehler der Migrationskorrektur ergibt sich aus dem Unterschied zwischen der Korrektur, die mit der Gesamtanzahl von Ereignissen und der, die mit reduzierter Statistik ermittelt wurde. Der Unterschied der Korrekturbestimmung mit PHOJET und POMPYT wird als systematischer Fehler der Migrationskorrektur berücksichtigt. Die endgültigen Werte finden sich in Tabelle 5.2.

Für den Bereich $0.04 < y < 0.2$, bzw. $60\,\mathrm{GeV} < W < 135\,\mathrm{GeV}$ war kein vollständig simulierter PHOJET Monte-Carlo-Datensatz verfügbar. Um die Abhängigkeit der Korrektur von W, bzw. y abzuschätzen, wurde die PHOJET-Korrektur für zwei verschiedene Bereiche ausgerechnet: $0.3 < y < 0.7$ (■) und $0.25 < y < 0.35$ (□), den niedrigsten im PHOJET-Datensatz enthaltenen y-Bereich. Auch die Korrekturbestimmung mit reduzierter Kalibrationsstatistik wurde für den niedrigen y-Bereich durchgeführt ($\times$). Für die Analyse wurden analog zu den höheren W-Intervallen Mittelwerte der POMPYT- ($0.04 < y < 0.2$) und PHOJET- ($0.25 < y < 0.35$) Korrekturen bestimmt. Die Unkenntnis der Korrektur für den wahren y-Bereich wurde in Form eines höheren Fehlers berücksichtigt.

Aus der Abbildung ist ersichtlich, daß die Abhängigkeit der Korrektur von $E_{p'}$ und von W gering ist, da alle Migrationskorrekturen nahe 1 liegen. Die Verwendung von PHOJET und POMPYT, sowie das Verfahren, die C_M für den niedrigen y-Bereich abzuschätzen, sind daher gut zur Bestimmung der Korrektur geeignet. Die größte Unsicherheit des Korrekturwertes zeigt sich bei den äußeren $E_{p'}$-Intervallen als Effekt der Kalibrationsstatistik.

5.4.4 Wahl der Intervalle in $E_{p'}$

Die Energieintervalle in $E_{p'}$ von 540 – 560, 560 – 580 und 740 – 780 GeV wurden nicht für die Analyse verwendet, da bei ihnen die Akzeptanz zu niedrig (Abbildung 5.9) und die Unsicherheit der Migrationskorrektur (Abbildung 5.10) zu groß ist.

5.4.5 Energieauflösung in Daten und Simulation

Die Verteilung der Differenz der in x und y gemessenen Protonenergien ist in Abbildung 5.11a gezeigt. Die mittlere Differenz beider Messungen in den Daten kann als Maß für die Auflösung angesehen werden. Sie ist mit 4.9 GeV deutlich kleiner als die Breite der Energieintervalle von 20 GeV. Die Verteilungen der auf den Fehler normierten Differenzen (b) zeigt, daß die Fehlerfortpflanzung die Unterschiede zwischen Daten und Simulation gut wiedergibt – es ergibt sich in beiden Fällen nahezu eine gaußförmige Verteilung mit der Breite 1. Dies erlaubt die Annahme, daß auch der Fehler der aus E_x und E_y kombinierten Energiemessung $E_{p'}$ verläßlich ist. Dies wird durch Abbildungsteil d) bestärkt, er zeigt die Differenz zwischen der rekonstruierten Energie und der generierten Energie des gestreuten Protons in der Simulation normiert auf den Fehler. Auch hier ergibt sich eine gaußförmige Verteilung mit der Breite 1.

Die Verschiebung der Verteilung der Daten gegenüber der der Simulation ist ein Indiz

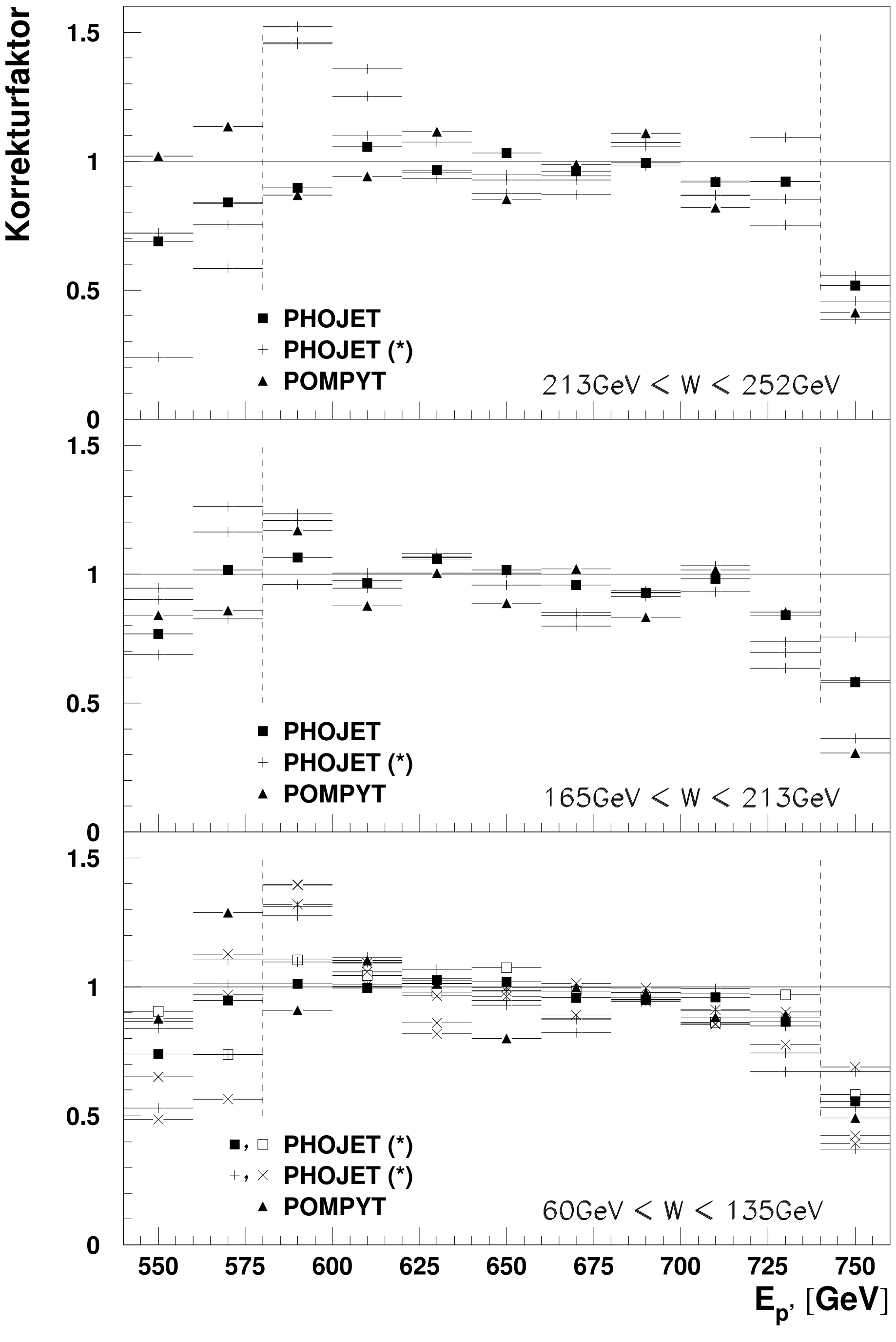


Abbildung 5.10: *Bestimmung der Migrationskorrektur für die drei untersuchten Bereiche in W und für elf Intervalle zwischen 540 – 760* GeV *in $E_{p'}$. Die Intervalle zwischen den vertikalen Linien werden in dieser Arbeit verwendet. (+) und (×) sind Korrekturen, die mit Datensätzen mit reduzierter Kalibrationsstatistik ermittelt wurden. (■) und (□) sind Korrekturen für die Bereiche* $0.3 < y < 0.7$ *und* $0.25 < y < 0.35$.

Energieintervall	$C_M \pm$ stat $\pm$ syst	$C_V \pm$ stat $\pm$ syst	$C_M \cdot C_V \pm$ tot (%)
$< W >= 231$ GeV			
540-560 GeV	$0.678 \pm 0.181 \pm 0.342$	$0.159 \pm 0.018 \pm 0.002$	0.108 ± 0.063 (58.2 %)
560-580 GeV	$0.829 \pm 0.105 \pm 0.305$	$0.269 \pm 0.025 \pm 0.037$	0.223 ± 0.094 (42.3 %)
580-600 GeV†	$1.241 \pm 0.170 \pm 0.508$	$0.306 \pm 0.029 \pm 0.016$	0.380 ± 0.170 (44.5 %)
600-620 GeV†	$1.141 \pm 0.101 \pm 0.217$	$0.596 \pm 0.046 \pm 0.039$	0.680 ± 0.158 (23.3 %)
620-640 GeV†	$1.008 \pm 0.046 \pm 0.114$	$0.767 \pm 0.060 \pm 0.051$	0.773 ± 0.123 (16.0 %)
640-660 GeV†	$0.926 \pm 0.023 \pm 0.130$	$0.892 \pm 0.064 \pm 0.029$	0.826 ± 0.135 (16.3 %)
660-680 GeV†	$0.938 \pm 0.028 \pm 0.054$	$0.921 \pm 0.064 \pm 0.023$	0.864 ± 0.085 (9.8 %)
680-700 GeV†	$1.043 \pm 0.025 \pm 0.081$	$0.901 \pm 0.071 \pm 0.033$	0.940 ± 0.112 (11.9 %)
700-720 GeV†	$0.879 \pm 0.019 \pm 0.071$	$0.855 \pm 0.070 \pm 0.011$	0.752 ± 0.089 (11.8 %)
720-740 GeV†	$0.907 \pm 0.101 \pm 0.019$	$0.751 \pm 0.071 \pm 0.020$	0.681 ± 0.102 (15.0 %)
740-760 GeV	$0.466 \pm 0.049 \pm 0.074$	$0.409 \pm 0.060 \pm 0.019$	0.191 ± 0.047 (24.5 %)
$< W >= 187$ GeV			
540-560 GeV	$0.828 \pm 0.081 \pm 0.062$	$0.193 \pm 0.017 \pm 0.059$	0.160 ± 0.055 (34.1 %)
560-580 GeV	$1.025 \pm 0.138 \pm 0.168$	$0.237 \pm 0.020 \pm 0.057$	0.243 ± 0.081 (33.2 %)
580-600 GeV†	$1.127 \pm 0.087 \pm 0.076$	$0.345 \pm 0.024 \pm 0.043$	0.389 ± 0.068 (17.6 %)
600-620 GeV†	$0.953 \pm 0.023 \pm 0.078$	$0.613 \pm 0.037 \pm 0.026$	0.584 ± 0.066 (11.3 %)
620-640 GeV†	$1.054 \pm 0.013 \pm 0.051$	$0.800 \pm 0.048 \pm 0.046$	0.843 ± 0.082 (9.7 %)
640-660 GeV†	$0.964 \pm 0.017 \pm 0.093$	$0.932 \pm 0.051 \pm 0.001$	0.899 ± 0.101 (11.2 %)
660-680 GeV†	$0.893 \pm 0.048 \pm 0.142$	$0.931 \pm 0.051 \pm 0.009$	0.831 ± 0.147 (17.7 %)
680-700 GeV†	$0.907 \pm 0.015 \pm 0.077$	$0.880 \pm 0.055 \pm 0.028$	0.798 ± 0.089 (11.1 %)
700-720 GeV†	$0.999 \pm 0.034 \pm 0.024$	$0.869 \pm 0.059 \pm 0.025$	0.868 ± 0.074 (8.5 %)
720-740 GeV†	$0.752 \pm 0.053 \pm 0.133$	$0.739 \pm 0.054 \pm 0.040$	0.556 ± 0.117 (21.1 %)
740-760 GeV	$0.518 \pm 0.119 \pm 0.220$	$0.398 \pm 0.040 \pm 0.074$	0.206 ± 0.109 (52.7 %)
$< W >= 90$ GeV			
540-560 GeV	$0.714 \pm 0.100 \pm 0.277$	$0.185 \pm 0.014 \pm 0.024$	0.132 ± 0.058 (43.9 %)
560-580 GeV	$0.937 \pm 0.171 \pm 0.430$	$0.275 \pm 0.018 \pm 0.020$	0.258 ± 0.130 (50.3 %)
580-600 GeV†	$1.225 \pm 0.106 \pm 0.345$	$0.393 \pm 0.024 \pm 0.037$	0.481 ± 0.152 (31.5 %)
600-620 GeV†	$1.061 \pm 0.025 \pm 0.056$	$0.556 \pm 0.037 \pm 0.042$	0.590 ± 0.069 (11.6 %)
620-640 GeV†	$0.928 \pm 0.054 \pm 0.105$	$0.793 \pm 0.047 \pm 0.046$	0.736 ± 0.112 (15.2 %)
640-660 GeV†	$0.964 \pm 0.016 \pm 0.201$	$0.902 \pm 0.046 \pm 0.020$	0.870 ± 0.188 (21.6 %)
660-680 GeV†	$0.969 \pm 0.037 \pm 0.038$	$0.917 \pm 0.047 \pm 0.017$	0.889 ± 0.069 (7.7 %)
680-700 GeV†	$0.965 \pm 0.016 \pm 0.017$	$0.878 \pm 0.049 \pm 0.002$	0.844 ± 0.052 (6.1 %)
700-720 GeV†	$0.873 \pm 0.018 \pm 0.069$	$0.846 \pm 0.051 \pm 0.034$	0.739 ± 0.081 (10.9 %)
720-740 GeV†	$0.884 \pm 0.045 \pm 0.114$	$0.667 \pm 0.051 \pm 0.021$	0.590 ± 0.095 (16.1 %)
740-760 GeV	$0.517 \pm 0.095 \pm 0.072$	$0.400 \pm 0.038 \pm 0.068$	0.207 ± 0.062 (30.2 %)

Tabelle 5.2: *Migrationskorrektur* C_M *und Akzeptanz* C_V *des Vorwärtsprotonspektrometers. Energieintervalle, die mit* (†) *gekennzeichnet sind, werden in dieser Arbeit benutzt.*

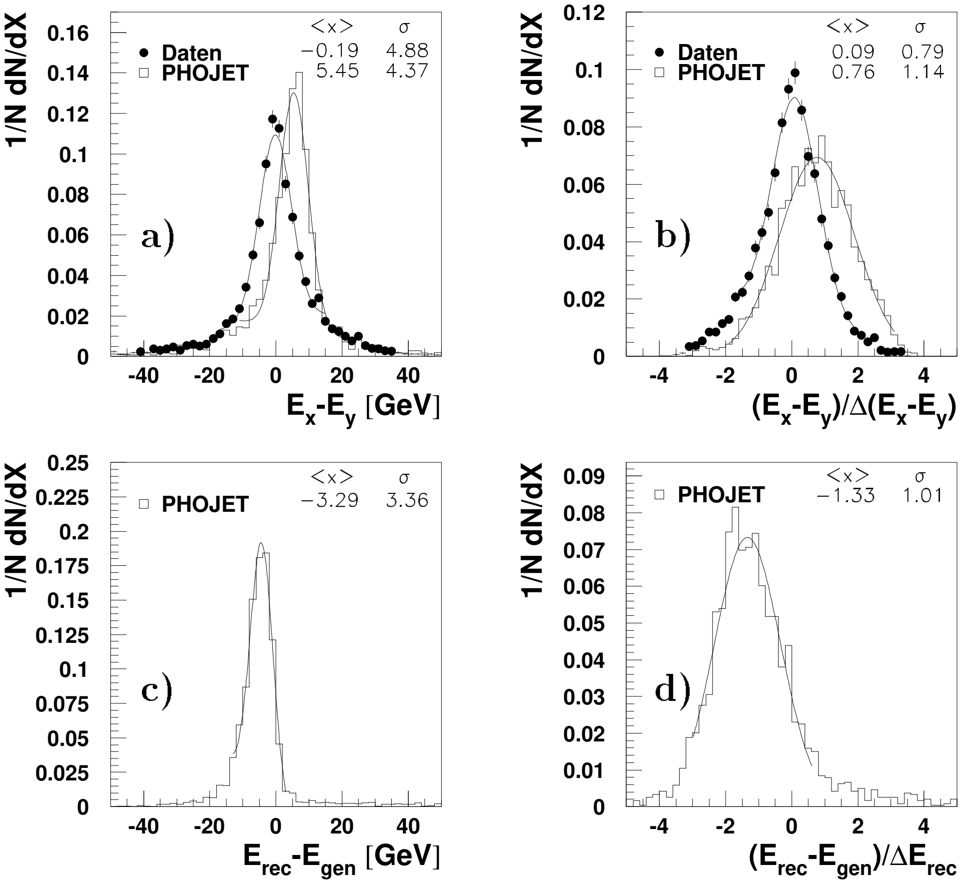


Abbildung 5.11: *Energieauflösung des Vorwärtsprotonspektrometers in Daten und Simulation. a) Differenz der Energiemessungen in x und y. b) Differenz der Energiemessungen in x und y, normiert auf den Fehler. c) Differenz von gemessener Energie zu wahrer Protonenergie. d) Differenz von gemessener Energie zu wahrer Protonenergie, normiert auf den Fehler.*

dafür, daß die Annahmen über die Dispersion, die in der Impulsrekonstruktion gemacht werden, nicht ganz richtig sind. Dies könnte auf die Korrekturspulen zurückzuführen sein, die nicht berücksichtigt werden. Sie führen zu einer zusätzlichen Dispersion und bewirken außerdem, daß der Strahl nicht der nominellen Bahn folgt und daß die Dispersion in den Quadrupolmagneten fehlerhaft beschrieben wird.

Die Abweichung der Maxima der $(E_x - E_y)$-Verteilung zwischen Daten und Simulation beträgt 5.6 GeV und ist damit größer als die Abweichung der rekonstruierten Energie von der generierten Protonenergie von 3.3 GeV (c) in der Simulation. Die globale Unsicherheit der Energieskala, unter Berücksichtigung möglicher Effekte durch die Korrekturspulen, muß aus der Verschiebung in der $(E_x - E_y)$-Verteilung abgeleitet werden. Berücksichtigt man, daß die Kalibration der x-Koordinate auch die der y-Koordinate beeinflußt, indem sie versucht die Differenz der rekonstruierten Energien zu minimieren, so läßt sich eine obere Schranke für die Unsicherheit der Energieskala auf das Doppelte der beobachteten Verschiebung zwischen E_x und E_y schätzen, also 11.2 GeV. Allerdings zeigt eine Analyse von Ereignissen mit einer Rapiditätslücke und hohem Q^2, bei der aus dem mit dem H1-Detektor gemessenen $x_{\mathbb{P}}$ die Energie des gestreuten Protons berechnet und mit der im Vorwärtsprotonspektrometer gemessenen Protonenergie verglichen wurde, keine systematische Abweichung [60]. Ein systematischer Fehler der Energiekalibration von 11 GeV wäre bei dieser Analyse erkennbar.

Wie diese Analyse zeigen wird, ist das Energiespektrum der Protonen im betrachteten Bereich flach. Eine Abweichung aller gemessenen Energien um einige GeV führt nur zu einer geringen Änderung des gemessenen Wirkungsquerschnitts, die im Vergleich zu den Fehlern, die für die Migrationskorrektur ermittelt wurden, vernachlässigbar ist.

5.5 Abschätzung des Untergrunds

In den folgenden Abschnitten wird die Abschätzung des Untergrunds vorgestellt.

5.5.1 Untergrund im Vorwärtsprotonspektrometer

Eine Untersuchung des Untergrunds im Vorwärtsprotonspektrometer [54] zeigt, daß die Koinzidenzrate von Protonen, die in den beiden Stationen des Vorwärtsprotonspektrometers beobachtet werden und nicht von einer Wechselwirkung im H1-Detektor stammen, vernachlässigbar gering ist. Dies läßt sich auch mit der Triggerrate des Vorwärtsprotonspektrometers von etwa 1 kHz abschätzen. Sie entspricht einem Proton pro 10000 Strahlkreuzungen, woraus sich die Wahrscheinlichkeit für das zufällige Zusammentreffen eines Photoproduktionsereignisses im H1-Detektor mit einem beobachteten Proton im Vorwärtsprotonspektrometer zu 10^{-4} ergibt. Diese Untergrundquelle kann vernachlässigt werden.

5.5.2 Untergrund in Photoproduktion

Eine Untergrundquelle inklusiver Photoproduktion sind Proton-Restgas-Wechselwirkungen in Koinzidenz mit einem zufälligen Signal in einem der Positrondetektoren.

Zur Abschätzung wird die Verteilung der Vertex-z-Koordinate verwendet. Während diese für ep-Kollisionen aufgrund der Teilchendichte in den Strahlpaketen gaußförmig um den nominellen Wechselwirkungspunkt verteilt ist, ergibt sich für Proton-Restgas-Wechselwirkungen in erster Näherung eine Gleichverteilung. Es wurde für die Daten in jedem der drei y-Intervalle (Tabelle 5.1) eine Gaußfunktion mit einer additiven Konstanten an die Verteilung der z-Koordinate des Vertex angepaßt. Durch Integration des konstanten Anteils über den betrachteten Vertex-z-Bereich, ergibt sich eine Abschätzung des Untergrunds als Verhältnis zum Integral über die Verteilung aller Ereignisse. Der so bestimmte Untergrund ist in Tabelle 5.3 angegeben; die Fehler ergeben sich aus der Anpassung. Der Untergrund im Bereich $0.5 < y < 0.7$ ist gering, sein Anteil ist lediglich mit der Signifikanz von einer Standardabweichung von Null verschieden.

Als Überprüfung wurden die Verteilungen in der Größe $\delta \equiv E - p_z$ betrachtet, wobei E die Energiesumme aller gemessenen Teilchen des Endzustands und p_z der gesamte Longitudinalimpuls sind. Aus der Energieerhaltung folgt für die kinematischen Gegebenheiten

y-Intervall	Untergrund [%]
$0.04 < y < 0.2$	5.7 ± 0.7
$0.3 < y < 0.5$	2.4 ± 0.5
$0.5 < y < 0.7$	1.4 ± 1.0

Tabelle 5.3: *Untergrundabschätzung für diese Analyse, gewonnen mit Hilfe der Verteilung der Vertex-z-Koordinate.*

bei HERA, daß $\delta = 2E_e$ ist, wenn man alle Teilchen des Endzustands bei der Bestimmung von E und p_z berücksichtigt. Bei Proton-Restgas-Wechselwirkungen mit einem zufälligen Signal in einem der Positrondetektoren ergeben sich höhere Werte von δ, denn in diesem Fall ist der Beitrag durch den Positrondetektor, für den $E > 0$ und $p_z < 0$ gilt, nicht mit dem Ereignis korreliert. Für die hohen y-Bereiche ergaben sich keine Anzeichen von Untergrund ($<$ 1 %). Für den Bereich $0.04 < y < 0.2$, der mit dem Positrondetektor bei $z = -44$ m gemessen wird, läßt sich aufgrund der schlechten Energieauflösung keine Aussage treffen.

Der Untergrundanteil gemäß Tabelle 5.3 wurde statistisch von den Daten subtrahiert. Die Annahme gleichverteilten Untergrunds in der Vertex-z-Verteilung ist allerdings nur bedingt richtig, es ergeben sich Abweichungen aufgrund der Akzeptanz des Spurtriggers. Um dies zu berücksichtigen, wurde die hier bestimmte relative Untergrundmenge in gleicher Höhe dem systematischen Fehler zugerechnet und nicht die geringen Fehler aus der Anpassung verwendet.

Eine weitere Untergrundquelle inklusiver Photoproduktion können Positron-Restgas-Wechselwirkungen und Wechselwirkungen von Positronen mit dem Strahlrohr sein, deren Anteil bei maximal 8 % liegt [9]. Verlangt man zusätzlich eine rekonstruierte Spur, wie in dieser Analyse, so reduziert sich der Anteil auf unter 1 % [10], was durch die Forderung nach einem gemessenen Proton im Vorwärtsprotonspektrometer noch deutlich weiter reduziert wird (Abschnitt 5.5.1). Diese Untergrundquelle ist vernachlässigbar.

5.6 Systematische Fehler

Bevor das Ergebnis der Wirkungsquerschnittsbestimmung vorgestellt wird, soll hier auf die systematischen Fehler der Analyse eingegangen werden.

Luminosität

Der Fehler der Luminositätsmessung beträgt 1.14 % für das Jahr 1995 [5].

Vertex

Die systematischen Fehler der Vertex-Rekonstruktionseffizienz und der Selektionseffizienz der Einschränkung der Vertex-z-Koordinate, sind zu jeweils 1 % abgeschätzt worden.

Spurtrigger und Multiplizität

Die Triggereffizienz des Spurtriggers (Abbildung 5.3) wurde aus den Daten gewonnen und wird in Abhängigkeit der Anzahl „guter“ Spuren korrigiert. Aus dem statistischen Fehler der Einzeleffizienzen ergibt sich eine Unsicherheit des gemessenen Wirkungsquerschnitts von 3 %. Die Beschreibung der Multiplizität durch PHOJET ist ausreichend gut. Da in dem Datensatz ohne Spurtrigger-Forderung der Anteil von Ereignissen ohne „gute“ Spur um 8.3 % größer als in den Daten, wurde der Unterschied als systematische Unsicherheit von 8.3 % im Wirkungsquerschnitt berücksichtigt.

Untergrund

Wie im letzten Abschnitt beschrieben wurde die verbleibende Unsicherheit im Untergrundanteil für die y-Bereiche zu

$$\begin{aligned} 5.7\,\% &\quad (0.04 < y < 0.2), \\ 2.4\,\% &\quad (0.3 < y < 0.5), \\ \text{und}\,1.4\,\% &\quad (0.5 < y < 0.7) \end{aligned}$$

abgeschätzt.

5.6.1 Positrondetektoren

Die Energieauflösung des Positrondetektors bei $z = -33\,\mathrm{m}$ beträgt $\Delta E/E = 1.5\,\%$ [1], daraus ergibt sich ein systematischer Fehler des Wirkungsquerschnitts von 6.5 % für den Bereich $0.5 < y < 0.7$ und 3 % für den Bereich $0.3 < y < 0.5$. Für den Positrondetektor bei $z = -44\,\mathrm{m}$ ergibt sich nach [4] ein systematischer Fehler von 6 %.

5.6.2 Vorwärtsprotonspektrometer

Trigger- und Rekonstruktionseffizienz

Durch die Berechnung der Rekonstruktionswahrscheinlichkeit in den Faserhodoskopen aus den Ansprechwahrscheinlichkeiten der einzelnen Faserlagen werden Unterschiede zwischen den Daten und der Simulation in erster Näherung ausgeglichen. Synchrotronstrahlung oder Ausrichtungsfehler zwischen Triggerszintillatoren und Hodoskopen bewirken dennoch Abweichungen. Der daraus resultierende systematische Fehler wird auf 5 % geschätzt. Er beinhaltet die Unsicherheit in den Ansprechwahrscheinlichkeiten der Faserlagen von etwa 1 % [55].

Für die Bestimmung der Triggereffizienz gelten dieselben Unsicherheiten, deshalb wird auch hierfür ein systematischer Fehler von 5 % geschätzt.

Teilchenidentifikation im Vorwärtsprotonspektrometer

Das Vorwärtsprotonspektrometer erlaubt keine Teilchenidentifikation, daher wird jedes nachgewiesene Teilchen als Proton betrachtet. Positiv geladenen Teilchen mit einer ausreichend großen Zerfallslänge können daher fälschlicherweise zum Wirkungsquerschnitt beitragen. Nach den Protonen haben die Pionen (π^+) den größten Anteil mit einer Zerfallslänge von $\beta\gamma c\tau = 39$ km bei $E = 700\,\mathrm{GeV}$ und Kaonen (K^+) mit einer Zerfallslänge von 5.3 km. Ihr Anteil wurde mit dem PHOJET Monte-Carlo-Datensatz abgeschätzt und beträgt höchstens 3 %. Der Anteil von Protonen aus Λ°-Zerfällen ist vernachlässigbar gering.

Akzeptanz und Migrationskorrektur

Die Fehler der Akzeptanz und der Migrationskorrektur wurden schon in Abschnitt 5.4.2 und 5.4.3 behandelt. Sie finden sich in Tabelle 5.2. Der Gesamtfehler der Akzeptanz variiert in den für diese Arbeit benutzten Intervallen von etwa 5 % bis 15 %, der Fehler der Migrationskorrektur von etwa 5 % bis 43 %.

5.7 Messung des Wirkungsquerschnitts

Der differentielle ep-Wirkungsquerschnitt (σ^{ep}) hängt folgendermaßen mit der Anzahl beobachteter Ereignisse N zusammen

$$\frac{\mathrm{d}^3 N}{\mathrm{d}y\mathrm{d}Q^2\mathrm{d}E_{p'}} = \mathcal{L}\cdot\epsilon(y,E_{p'})\cdot A(y,Q^2,E_{p'})\cdot\frac{\mathrm{d}^3\sigma^{ep}}{\mathrm{d}y\mathrm{d}Q^2\mathrm{d}E_{p'}}$$

wobei $\mathcal{L}$ die integrierte Luminosität, $\epsilon(y,E_{p'})$ die Trigger- und Selektionseffizienz und $A(y,Q^2,E_{p'})$ die Akzeptanz der Positrondetektoren und des Vorwärtsprotonspektrometers sind. Die Effizienz ϵ wird zunächst als unabhängig von Q^2 angenommen (s.u.).

Integriert man über die betrachteten Intervalle i in $E_{p'}$, j in y und Q^2, erhält man eine Beziehung zwischen der Gesamtanzahl beobachteter Ereignisse in dem Intervall[5] $N^{i,j}$ und dem Wirkungsquerschnitt:

$$N^{i,j} = \mathcal{L}\cdot\int\limits_{E_{p'0}}^{E_{p'1}}\int\limits_{y_0}^{y_1}\int\limits_{Q^2_{\min}}^{Q^2_{\max}}\epsilon(y,E_{p'})\cdot A(y,Q^2,E_{p'})\cdot\frac{\mathrm{d}\sigma^{\gamma p}}{\mathrm{d}E_{p'}}(ys,E_{p'})\cdot\mathcal{F}_{\gamma/e}(y,Q^2)\mathrm{d}E_{p'}\mathrm{d}y\mathrm{d}Q^2$$

Der differentielle ep-Wirkungsquerschnitt (σ^{ep}) wurde durch das Produkt aus dem Photoproduktionswirkungsquerschnitt ($\sigma^{\gamma p}$) und dem Photonfluß $\mathcal{F}_{\gamma/e}(y,Q^2)$ ersetzt (siehe auch Gleichungen 1.33 bis 1.35).

Für die Integration über $\mathrm{d}y$, $\mathrm{d}Q^2$ und $\mathrm{d}E_{p'}$ werden die folgenden gemittelten Werte eingeführt:

$$\frac{\mathrm{d}\sigma^{i,j}}{\mathrm{d}E_{p'}} = \frac{\int\int\int\epsilon(y,E_{p'})\cdot A(y,Q^2,E_{p'})\cdot\frac{\mathrm{d}\sigma^{\gamma p}}{\mathrm{d}E_{p'}}(ys,E_{p'})\cdot\mathcal{F}_{\gamma/e}(y,Q^2)\mathrm{d}E_{p'}\mathrm{d}y\mathrm{d}Q^2}{\int\int\int\epsilon(y,E_{p'})\cdot A(y,Q^2,E_{p'})\cdot\mathcal{F}_{\gamma/e}(y,Q^2)\mathrm{d}E_{p'}\mathrm{d}y\mathrm{d}Q^2}$$

---

[5] Es wird über den gesamten Q^2-Meßbereich von $Q^2_{\min}(y) < Q^2 < 0.01\,\mathrm{GeV}^2/c^2$ integriert, daher ist dafür kein Intervall-Index nötig.

$\mathrm{d}\sigma^{i,j}/\mathrm{d}E_{p'}$ ist dann der mittlere differentielle Photoproduktionswirkungsquerschnitt für Ereignisse mit einem vorwärtsgestreuten Proton im Intervall (i,j). Der integrierte Photonfluß ist gegeben durch:

$$\mathcal{F}^j = \int\int \mathcal{F}_{\gamma/e}(y,Q^2)\mathrm{d}y\mathrm{d}Q^2$$

Da $\mathcal{F}_{\gamma/e}$ nicht von $E_{p'}$ abhängt, gilt:

$$\int\int\int \mathcal{F}_{\gamma/e}(y,Q^2)\mathrm{d}E_{p'}\mathrm{d}y\mathrm{d}Q^2 = \Delta E_{p'} \cdot \mathcal{F}^j$$

wobei $\Delta E_{p'} = 20\,\mathrm{GeV}$ die gewählte Intervallbreite in $E_{p'}$ ist. Der über Q^2 integrierte Photonfluß ist für zwei y-Intervalle in Abbildung 5.12 dargestellt. Das Mittel von $\epsilon \cdot A$ schließlich ist:

$$(\epsilon A)^{i,j} = \frac{\int\int\int \epsilon(y,E_{p'}) \cdot A(y,Q^2,E_{p'}) \cdot \mathcal{F}_{\gamma/e}(y,Q^2)\mathrm{d}E_{p'}\mathrm{d}y\mathrm{d}Q^2}{\Delta E_{p'} \cdot \mathcal{F}^j} \tag{5.2}$$

Damit ergibt sich folgende Beziehung:

$$N^{i,j} = \mathcal{L} \cdot (\epsilon A)^{i,j} \cdot \mathcal{F}^j \cdot \Delta E_{p'} \cdot \frac{\mathrm{d}\sigma^{i,j}}{\mathrm{d}E_{p'}} \tag{5.3}$$

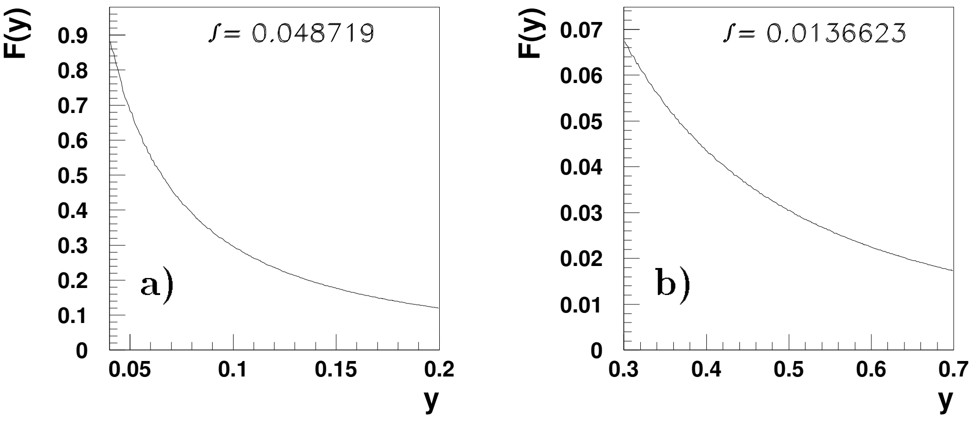


Abbildung 5.12: *Der über* Q^2 *integrierte Photonfluß* $\mathcal{F}_{\gamma/e}(y,Q^2)$ *a) für* $0.04 < y < 0.2$ *und b) für* $0.3 < y < 0.7$. *(*$\int \equiv \int \mathcal{F}_{\gamma/e}(y)\mathrm{d}y$*)*

Im folgenden soll genauer auf die Größe $(\epsilon A)^{i,j}$ eingegangen werden, deren Bestimmung in dieser Arbeit eine wesentliche Rolle spielt. Die Effizienz $\epsilon(y,E_{p'})$ und die Akzeptanz $A(y,Q^2,E_{p'})$ aus Gleichung (5.2) sind Produkte der in den Abschnitten 5.1 und 5.2 bestimmten Größen[6]:

$$\epsilon(y,E_{p'}) = \epsilon_{\mathrm{T,CJC}}(n_{\mathrm{gut}}) \cdot \epsilon_{\mathrm{T,FPS}}(\mathrm{tiles}) \cdot \epsilon_{\mathrm{R,Vtx}} \cdot \epsilon_{\mathrm{S,Vtx}} \cdot \epsilon_{\mathrm{R,FPS}}(\mathrm{layers})$$

---

[6] Einige der Bezeichner werden erst hier eingeführt.

wobei $\epsilon_{\mathrm{T,CJC}}(n_{\mathrm{gut}})$, die Triggereffizienz des Spurtriggers der CJC in Abhängigkeit von der Anzahl guter Spuren, $\epsilon_{\mathrm{T,FPS}}(\mathrm{tiles})$ die Triggereffizienz des Vorwärtsprotonspektrometers in Abhängigkeit von den durchquerten Triggerszintillatoren[7], $\epsilon_{\mathrm{R/S,Vtx}}$ die Rekonstruktionseffizienz (R) und die Auswahleffizienz (S) für den Vertex, bzw. die Vertex-z-Koordinate und $\epsilon_{\mathrm{R,FPS}}(\mathrm{layers})$ die Rekonstruktionseffizienz des Vorwärtsprotonspektrometers in Abhängigkeit der Einzeleffizienzen der Faserlagen ist. Die Akzeptanz ist:

$$A(y, Q^2, E_{p'}) = A_{\mathrm{ET}}(y, Q^2) \cdot C_V^{i,j} \cdot C_M^{i,j}$$

wobei $A_{\mathrm{ET}}(y, Q^2)$ die Akzeptanz eines der Positrondetektoren und $C_V^{i,j}$ die im Abschnitt 5.4.2 beschriebene Akzeptanz des Vorwärtsprotonspektrometers ist. $C_M^{i,j}$ ist die Migrationskorrektur[8]. $\epsilon(y, E_{p'})$ ist weder von y noch direkt von $E_{p'}$ abhängig und ist daher ein konstanter Faktor bezüglich der Integration in Gleichung (5.2); das gleiche gilt für $C_V^{i,j}$ und $C_M^{i,j}$. Es verbleibt die Integration über die Akzeptanz des Positrondetektors multipliziert mit dem Photonfluß.

Die Triggereffizienz des Spurtriggers, die Trigger- und die Rekonstruktionseffizienz des Vorwärtsprotonspektrometers werden in Abhängigkeit von Meßgrößen des einzelnen Ereignisses bestimmt, daher wurde ihr Kehrwert als Gewicht für die einzelnen Ereignisse verwendet. Genauso wurde für die Akzeptanz des Positrondetektors bei $z = -33\,\mathrm{m}$ verfahren. Die y-Auflösung des Positrondetektors bei $z = -44\,\mathrm{m}$ ist für eine ereignisweise Gewichtung nicht ausreichend, daher wurde die mittlere Akzeptanz nach Gleichung (5.2) ausgerechnet (siehe dazu auch Gleichung (5.1)). Das Produkt der von Ereignisgrößen unabhängigen Effizienzen wird im folgenden mit $\epsilon^{i,j}$ bezeichnet. Die gewichtete Anzahl der Ereignisse in einem Intervall ergibt sich als Summe über alle einzelnen Gewichte dieses Intervalls:

$$W^{i,j} = \sum_{k=1}^{N^{i,j}} w_k, \qquad \Delta W^{i,j} = \sqrt{\sum_{k=1}^{N^{i,j}} w_k^2}$$

$\Delta W^{i,j}$ ist der statistische Fehler von $W^{i,j}$; da die Gewichte der einzelnen Ereignisse nur wenig schwanken, ist $\Delta W^{i,j}$ in allen Intervallen nur wenig größer als der Wert $W^{i,j}/\sqrt{N^{i,j}}$, der sich für konstante Gewichte $(W^{i,j}/N^{i,j})$ ergäbe.

Nun wird unter Benutzung von Gleichung (5.3) der Wirkungsquerschnitt $\mathrm{d}\sigma^{i,j}/\mathrm{d}E_{p'}$ für Photoproduktionsereignisse in einem $E_{p'}$-Intervall i und einem mittleren y-, bzw. $<W>$-Wert j wie folgt bestimmt:

$$\frac{\mathrm{d}\sigma^{i,j}}{\mathrm{d}E_{p'}} = \frac{W^{i,j}}{\epsilon^{i,j} \cdot C_V^{i,j} \cdot C_M^{i,j} \cdot \mathcal{L} \cdot \mathcal{F}^j \cdot \Delta E_{p'}}$$

wobei für die Analyse der Daten des Positrondetektors bei $z = -44\,\mathrm{m}$ noch die gemittelte Akzeptanz als Faktor $1/A^{i,j}$ zu berücksichtigen ist.

---

[7] Die Triggereffizienz der Positrondetektoren ist bereits in ihrer Akzeptanz berücksichtigt.

[8] Sie ist keine Akzeptanzgröße, kann aber aufgrund ihrer Eigenschaften an dieser Stelle eingeführt werden.

5.8 Ergebnis

Der Wirkungsquerschnitt für Photoproduktionsereignisse mit einem vorwärtsgestreuten Proton, ist in Abbildung 5.13 dargestellt. Aufgetragen ist $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}E_{p'}$ als Funktion der Energie des gestreuten Protons $E_{p'}$ in acht Intervallen von 580 – 740 GeV. Die drei Diagramme zeigen den Wirkungsquerschnitt für $<W>\ = 231$, 187 und 90 GeV (von oben nach unten). Der Wirkungsquerschnitt wurde für gestreute Protonen mit einem Transversalimpuls von $p_{\perp,p'} < 200\,\mathrm{MeV/c}$ bestimmt. Der horizontale Fehlerbalken erstreckt sich über die gesamte Intervallbreite, er soll andeuten, daß in dieser Analyse keine Zentralwertkorrektur durchgeführt wurde. Der innere vertikale Fehlerbalken gibt den statistischen und der äußere Balken den Gesamtfehler an. Die numerischen Ergebniswerte sind in Tabelle 5.5 angegeben. Tabelle 5.4 zeigt zu den mittleren Energiewerten der Intervalle den korrespondierenden Wert von $x_{\mathbb{P}}$.

$E_{p'}$-Binmitte [GeV]	$x_{\mathbb{P}}$-Binmitte
590	0.281
610	0.256
630	0.232
650	0.207
670	0.183
690	0.159
710	0.134
730	0.110

Tabelle 5.4: *Zusammenhang zwischen $E_{p'}$ und $x_{\mathbb{P}}$, angegeben für die benutzten Intervallmitten.*

Der Wirkungsquerschnitt variiert im Bereich von 4.5 – 9.5 nb/GeV. Er hängt bis auf einen leichten Abfall ab $E_{p'} \approx 710\,\mathrm{GeV}$ nur wenig von $E_{p'}$ ab. Die im Rahmen der Fehler geringe $<W>$-Abhängigkeit wird in Abbildung 5.14 deutlich, die den über $E_{p'}$ gemittelten Wirkungsquerschnitt darstellt; die numerischen Werte sind in Tabelle 5.6 angegeben. Durch die Verwendung eines anderen Positrondetektors für die Messung bei $<W>\ = 90\,\mathrm{GeV}$, kommen bei diesem Meßpunkt andere systematische Effekte zum Tragen, so daß sich aus den drei Meßpunkten keine Tendenz ablesen läßt.

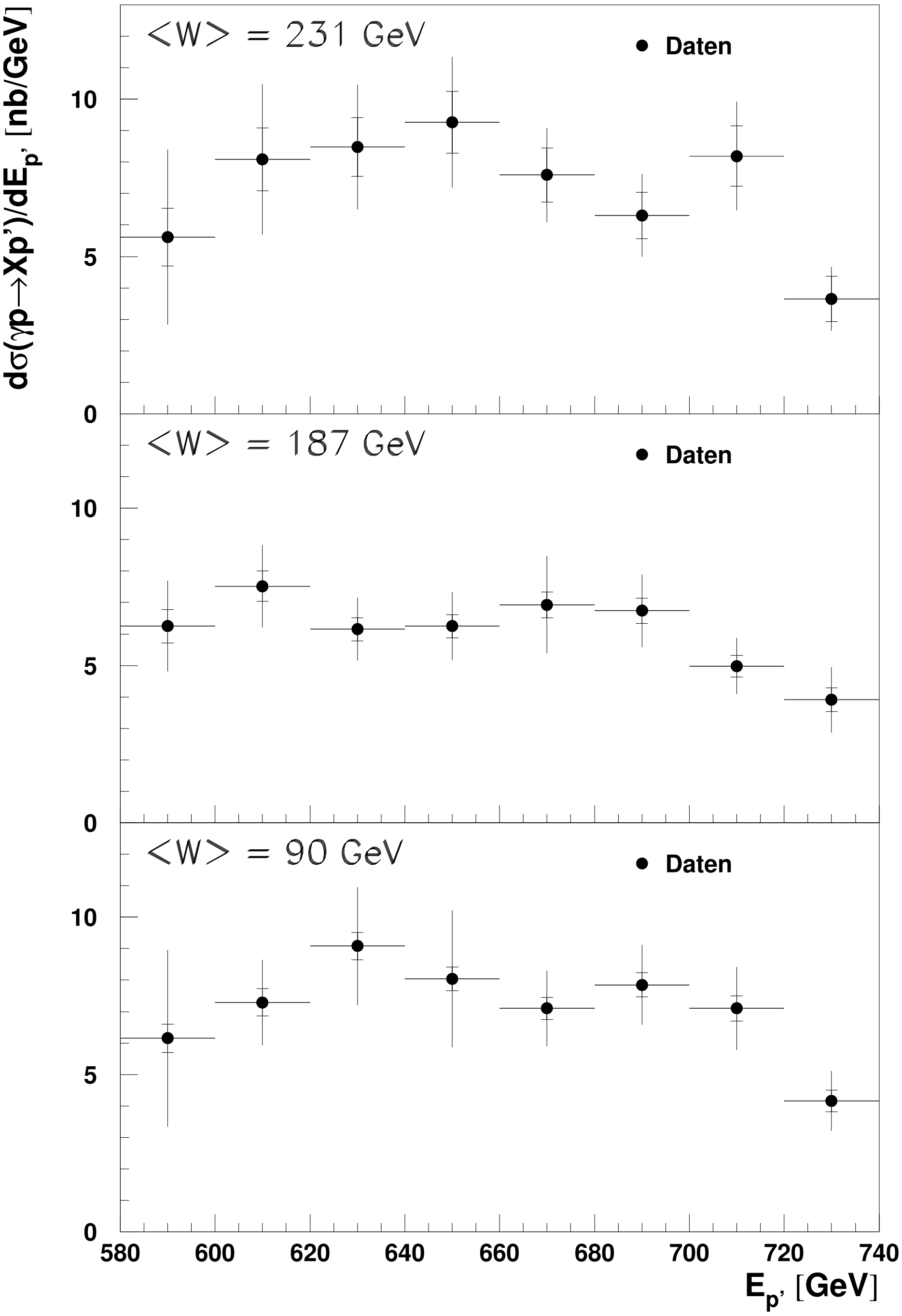


Abbildung 5.13: *Der gemessene Wirkungsquerschnitt* $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}E_{p'}(\gamma p \rightarrow Xp')$ *für* $<W> = 90$, 187 *und* $231\,\mathrm{GeV}$, $580\,\mathrm{GeV} < E_{p'} < 740\,\mathrm{GeV}$ *und* $p_{\perp,p'} < 200\,\mathrm{MeV/c}$, *aufgetragen gegen* $E_{p'}$. *Der innere Fehlerbalken gibt den statistischen Fehler und der äußere Fehlerbalken den Gesamtfehler an.*

Energieintervall	$\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}E_{p'} \pm \mathrm{stat} \pm \mathrm{syst}$
$<W> = 231\,\mathrm{GeV}$	
580-600 GeV	$5.6 \pm 0.92 \pm 2.63$ nb/GeV
600-620 GeV	$8.1 \pm 1.00 \pm 2.17$ nb/GeV
620-640 GeV	$8.5 \pm 0.93 \pm 1.75$ nb/GeV
640-660 GeV	$9.3 \pm 0.98 \pm 1.92$ nb/GeV
660-680 GeV	$7.6 \pm 0.87 \pm 1.22$ nb/GeV
680-700 GeV	$6.3 \pm 0.74 \pm 1.10$ nb/GeV
700-720 GeV	$8.2 \pm 0.96 \pm 1.43$ nb/GeV
720-740 GeV	$3.7 \pm 0.72 \pm 0.72$ nb/GeV
$<W> = 187\,\mathrm{GeV}$	
580-600 GeV	$6.3 \pm 0.54 \pm 1.34$ nb/GeV
600-620 GeV	$7.5 \pm 0.48 \pm 1.22$ nb/GeV
620-640 GeV	$6.2 \pm 0.36 \pm 0.93$ nb/GeV
640-660 GeV	$6.3 \pm 0.37 \pm 1.01$ nb/GeV
660-680 GeV	$6.9 \pm 0.41 \pm 1.49$ nb/GeV
680-700 GeV	$6.7 \pm 0.40 \pm 1.08$ nb/GeV
700-720 GeV	$5.0 \pm 0.35 \pm 0.82$ nb/GeV
720-740 GeV	$3.9 \pm 0.38 \pm 0.97$ nb/GeV
$<W> = 90\,\mathrm{GeV}$	
580-600 GeV	$6.2 \pm 0.44 \pm 2.78$ nb/GeV
600-620 GeV	$7.3 \pm 0.44 \pm 1.28$ nb/GeV
620-640 GeV	$9.1 \pm 0.44 \pm 1.82$ nb/GeV
640-660 GeV	$8.4 \pm 0.38 \pm 2.15$ nb/GeV
660-680 GeV	$7.1 \pm 0.36 \pm 1.15$ nb/GeV
680-700 GeV	$7.9 \pm 0.39 \pm 1.15$ nb/GeV
700-720 GeV	$7.1 \pm 0.40 \pm 1.21$ nb/GeV
720-740 GeV	$4.2 \pm 0.34 \pm 0.88$ nb/GeV

Tabelle 5.5: *Der gemessene Wirkungsquerschnitt* $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}E_{p'}(\gamma p \to X p')$ *für* $p_{\perp,p'} < 200\,\mathrm{MeV/c}$ *mit statistischem und systematischem Fehler.*

Energieintervall	$\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}E_{p'} \pm \mathrm{stat} \pm \mathrm{syst}$
$<W> = 231\,\mathrm{GeV}$	
580-740 GeV	$7.2 \pm 0.31 \pm 1.57$ nb/GeV
$<W> = 187\,\mathrm{GeV}$	
580-740 GeV	$6.1 \pm 0.15 \pm 0.96$ nb/GeV
$<W> = 90\,\mathrm{GeV}$	
580-740 GeV	$7.1 \pm 0.14 \pm 1.37$ nb/GeV

Tabelle 5.6: *Der über* $E_{p'}$ *gemittelte Wirkungsquerschnitt* $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}E_{p'}(\gamma p \to X p')$ *für* $p_{\perp,p'} < 200\,\mathrm{MeV/c}$ *mit statistischem und systematischem Fehler.*

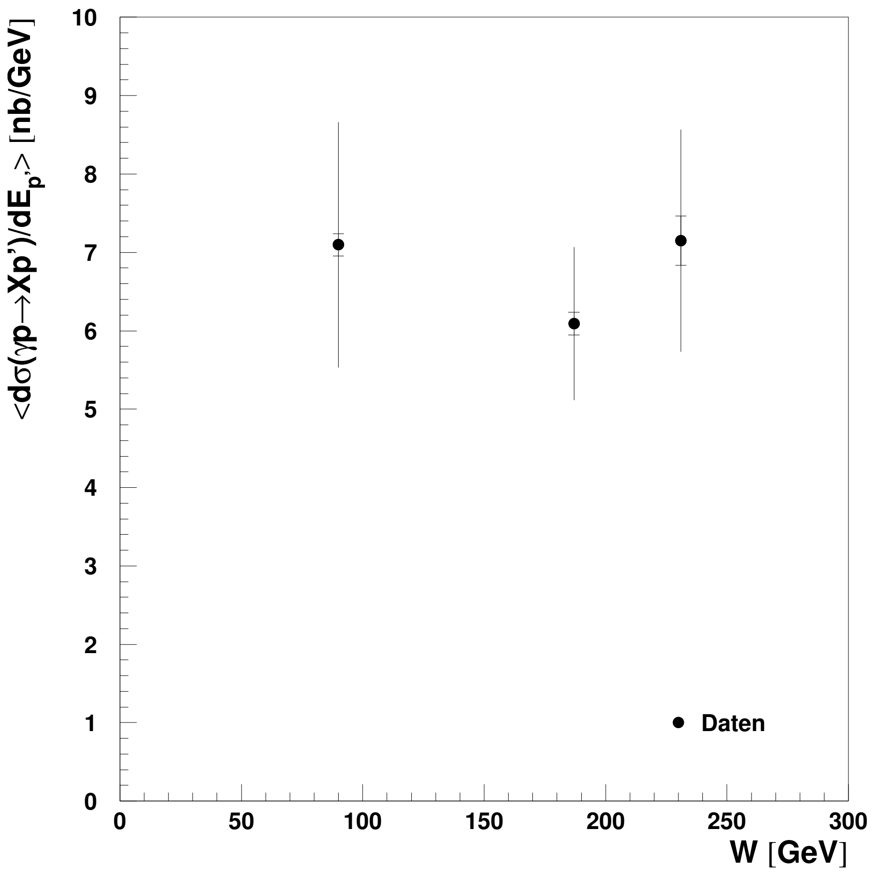


Abbildung 5.14: *Der gemessene Wirkungsquerschnitt* $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}E_{p'}(\gamma p \to X p')$*, gemittelt über* $580\,\mathrm{GeV} < E_{p'} < 740\,\mathrm{GeV}$*, aufgetragen gegen* $<W>$*. Der innere Fehlerbalken gibt den statistischen Fehler und der äußere Fehlerbalken den Gesamtfehler an.*

Kapitel 6

Ergebnisse

In diesem Kapitel erfolgt eine Diskussion der Ergebnisse. Im ersten Abschnitt wird auf die Vergleichsmöglichkeiten mit anderen Messungen eingegangen. Es folgt ein Vergleich der Ergebnisse mit theoretischen Vorhersagen. Dazu wird eine Anpassung der Vorhersagen des Pion-Austauschs im Rahmen der Regge-Theorie an die Daten vorgestellt. Weiterhin werden mit einer Anpassung an Ergebnisse der diffraktiven Dissoziation, die von der H1-Kollaboration vorgestellt wurden, Vorhersagen für den gemessenen semi-inklusiven Wirkungsquerschnitt gewonnen. Um Informationen über den Anteil von harter Photoproduktion in den Daten zu gewinnen, wird in einem folgenden Abschnitt mit Hilfe eines Kegel-Algorithmus eine Auswahl von Ereignissen mit zwei Jets im Endzustand durchgeführt. Es wird der 2-jet Wirkungsquerschnitt berechnet und mit den Vorhersagen des POMPYT Modells verglichen. Zuletzt erfolgt ein Vergleich des Anteils von 2-jet Ereignissen in den Daten dieser Analyse mit dem entsprechenden Anteil bei der inklusiven Photoproduktion.

6.1 Vergleich mit anderen Experimenten

In dem hier betrachteten kinematischen Bereich wurden bisher keine Messungen durchgeführt, ein Vergleich mit anderen Experimenten ist daher nicht möglich. Die ZEUS-Kollaboration am DESY verwendet ebenfalls ein Vorwärtsprotonspektrometer zum Nachweis vorwärtsgestreuter Protonen, hat jedoch bisher keine Messungen im Bereich von $E_{p'} < 740\,\mathrm{GeV}$ veröffentlicht[1].

Interessant wäre ein Vergleich mit den Daten, die mit dem H1-Neutronkalorimeter gemessen wurden [72], denn sie basieren im Regge-Bild ebenfalls auf dem Austausch der Pion-Trajektorie (π^+). Bisher ist allerdings keine Photoproduktionsanalyse mit diesen Daten durchgeführt worden. Zur Zeit wird ein Vergleich der Analysen der tiefunelastischen Streuung, gemessen mit dem Neutronkalorimeter und dem H1-Vorwärtsprotonspektrometer, letztere von Benno List in [55] vorgestellt, durchgeführt.

---

[1] Das Vorwärtsprotonspektrometer von ZEUS hat eine Akzeptanz, die bis an $E_{p'} = 820\,\mathrm{GeV}$ heranreicht, bisherige Veröffentlichungen betrafen daher die diffraktive Vektormesonproduktion, siehe z.B. [61].

6.2 Vergleich mit theoretischen Vorhersagen

Die Vorhersage des PHOJET Monte-Carlo-Programms für den semi-inklusiven Wirkungsquerschnitt liegt bei etwa 1 – 4 nb/GeV für den betrachteten kinematischen Bereich, also um einen Faktor von etwa 2 – 7 unter den Daten. Da PHOJET keinen π^0-Austausch beinhaltet, kann dieser Wert als Vorhersage des Anteils von diffraktiven Prozessen (Pomeron-Austausch) und von harter Photoproduktion in den Daten betrachtet werden.

6.2.1 Vergleich mit den Vorhersagen der Regge-Theorie

Zur Überprüfung, ob sich die Daten mit der Regge-Theorie beschreiben lassen, wurden in Zusammenarbeit mit Paul Richard Newman[2] Anpassungen mit den Vorhersagen der Regge-Theorie durchgeführt.

Die Anpassung läßt sich vereinfachen indem der gemessene Wirkungsquerschnitt mit Hilfe der Beziehung $M_X^2 \approx x_{\mathrm{I\!P}} W^2$ in $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}M_X^2$ umgerechnet wird. Die Vorhersage der Regge-Theorie für den entsprechenden zweifach differentiellen Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $A + B \to X + B$ ist (Gleichung (1.44), Abschnitt 1.4.3):

$$\frac{\mathrm{d}^2\sigma^{AB}_{\mathrm{SD}}}{\mathrm{d}t\,\mathrm{d}M_X^2} = \sum_{k,l} \frac{\beta_{Ak}(0)\beta^2_{Bl}(t)g_{kll}(t)}{16\pi}\left(\frac{s}{s_0}\right)^{2[\alpha_l(t)-1]}\left(\frac{M_X^2}{M_0^2}\right)^{\alpha_k(0)-2\alpha_l(t)} \qquad (6.1)$$

Dabei laufen k und l über alle beteiligten Regge-Trajektorien, die Funktionen $\beta_{ik}(t)$ beschreiben die Kopplung des Streupartners i an die Trajektorie k und die Funktion $g_{kll}(t)$ beschreibt die Kopplung dreier Trajektorien. Dieser Zusammenhang ist in der Abbildung 6.1 veranschaulicht, sie zeigt schematisch einen Summanden der Gleichung (6.1) im Regge-Bild.

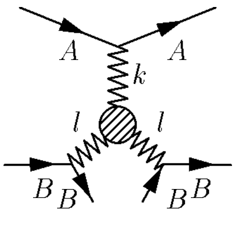


Abbildung 6.1: *Veranschaulichung eines Summanden der Gleichung (6.1) im Regge-Bild.*

Jeder Summand ist durch die beteiligten Regge-Trajektorien k und l festgelegt, man bezeichnet ihn daher abkürzend mit kll. Die Trajektorie l definiert den Reaktionstyp, so ist zum Beispiel für Pomeron-Austausch $kll = \mathrm{I\!P I\!P I\!P}, \mathrm{I\!R I\!P I\!P}, \ldots$.

Regge-Trajektorien mit gleichen Quantenzahlen können interferieren, was sich mit Summanden der Form klm mit $l \neq m$ berücksichtigen läßt und die Summation gegebenenfalls über drei Indizes durchgeführt wird. Man schreibt abkürzend $k\{lm\}$ für $klm + kml$.

---

[2] PPARC Postdoctoral Fellow, Particle Physics Group, School of Physics and Space Research, University of Birmingham, zur Zeit am DESY Leiter der Arbeitsgruppe Diffraktive Physik.

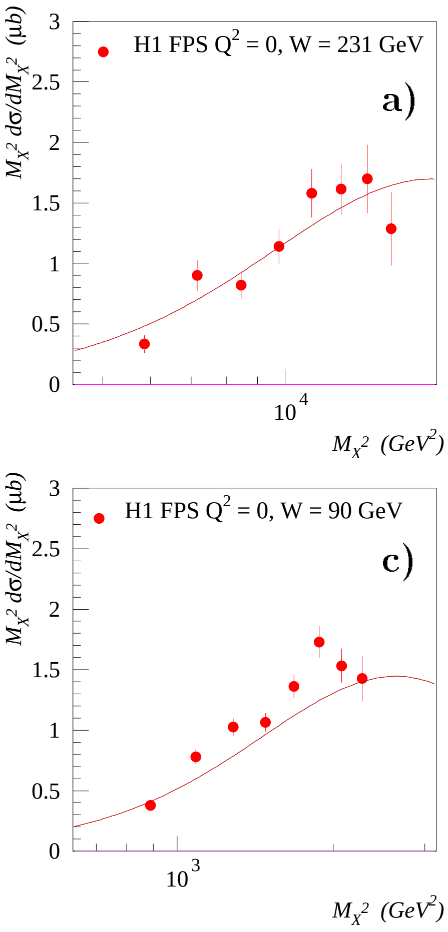


Abbildung 6.2: *Der gemessene semi-inklusive Wirkungsquerschnitt, aufgetragen ist* $M_X^2 \cdot \mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}M_X^2$ *als Funktion von* M_X^2. *Das Ergebnis der Anpassung des Regge-Terms* $\mathbb{P}\pi\pi$ *ist als Kurve dargestellt. Gezeigt sind die betrachteten Werte von a)* $<W> = 231\,\mathrm{GeV}$, *b)* $<W> = 187\,\mathrm{GeV}$ *und c)* $<W> = 90\,\mathrm{GeV}$.

Berücksichtigt man die Faktorisierung und daß für Photoproduktionsereignisse das Quadrat der Schwerpunktsenergie im Photon-Proton-System W^2 ist, lassen sich die Summanden folgendermaßen schreiben:

$$G_{kll} \cdot \frac{1}{W^4} \cdot \left(\frac{W^2}{M_X^2}\right)^{2\alpha_l(t)} \cdot (M_X^2)^{\alpha_k(0)} \cdot \mathcal{F}_{l/p}(t) \tag{6.2}$$

dabei ist $\mathcal{F}_{l/p}(t)$ der Flußfaktor für die Trajektorie l im Proton. Der Normierungsfaktor G_{kll} wurde als freier Anpassungsparameter verwendet. Da die t-Abhängigkeit nicht gemessen wurde, werden die Ausdrücke über den gemessenen t-Bereich (t_{min} bis $t(p_{\perp,p'} < 200\,\mathrm{MeV/c})$) integriert. Es wurden bei den Anpassungen die statistischen Fehler der Daten, der Akzeptanz C_V und der Migrationskorrektur C_M berücksichtigt.

In dem untersuchten kinematischen Bereich wird gemäß der Regge-Theorie Pion-Austausch als dominanter Prozeß erwartet, für die erste Anpassung wurde daher ausschließlich der $\mathbb{P}\pi\pi$-Term verwendet. Die Pion-Trajektorie wurde als $\alpha_\pi(t) = t$ angenommen. Der Pion-Fluß wurde gemäß [36] folgendermaßen parametrisiert:

$$\mathcal{F}_{\pi/p}(t) = \frac{-t \cdot e^{b_\pi (t-m_\pi^2)}}{(t-m_\pi^2)^2}$$

dabei ist $b_\pi = 1.0$ gesetzt.

In der Abbildung 6.2 ist $M_X^2 \cdot \mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}M_X^2$ als Funktion von M_X^2 aufgetragen. Das Ergebnis der Anpassung ist als Kurve eingezeichnet.

Das χ^2/ndf der Anpassung, wobei ndf die Anzahl der Freiheitsgrade ist, beträgt 80.2/23.

Zum Vergleich wurde eine weitere Anpassung mit zwei Termen des Pion-Austauschs ($\mathrm{I\!P}\pi\pi + \mathrm{I\!R}\pi\pi$) durchgeführt. Das Ergebnis ist in Abbildung 6.3 dargestellt.

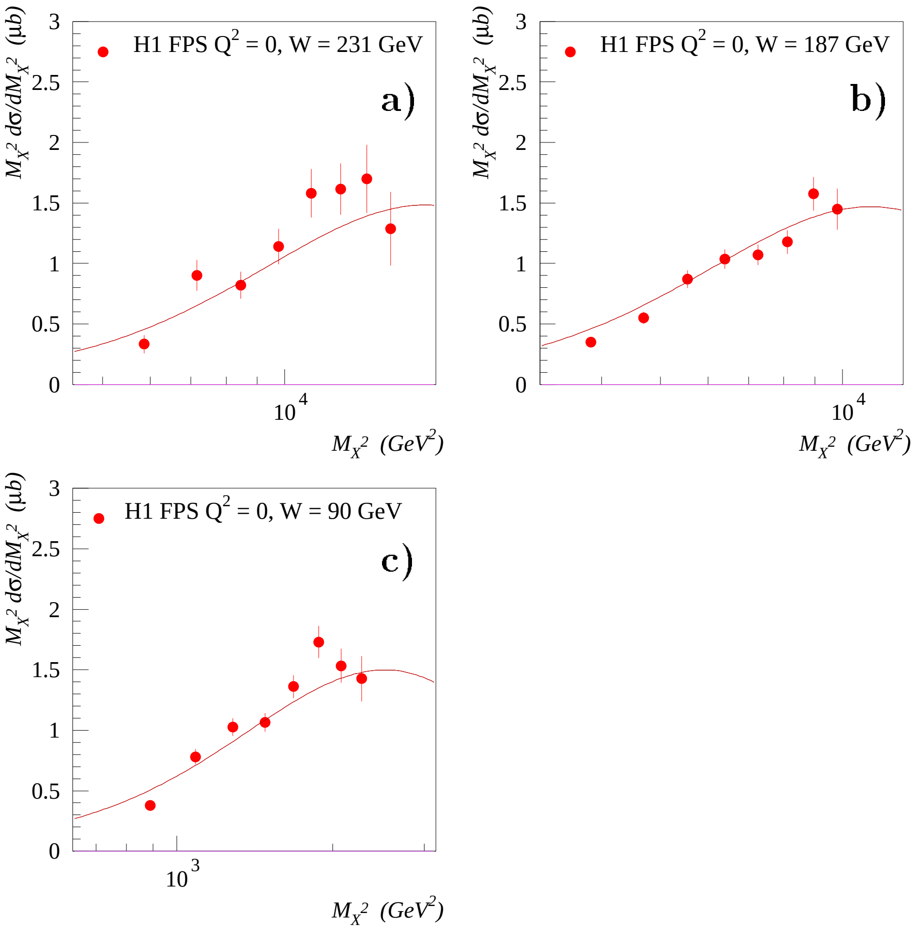


Abbildung 6.3: *Der gemessene semi-inklusive Wirkungsquerschnitt, aufgetragen ist* $M_X^2 \cdot \mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}M_X^2$ *als Funktion von* M_X^2. *Das Ergebnis der Anpassung der Regge-Terme* $\mathrm{I\!P}\pi\pi + \mathrm{I\!R}\pi\pi$ *ist als Kurve dargestellt. Gezeigt sind die betrachteten Werte von a)* $<W> = 231\,\mathrm{GeV}$, *b)* $<W> = 187\,\mathrm{GeV}$ *und c)* $<W> = 90\,\mathrm{GeV}$.

Mit $\chi^2/\mathrm{ndf} = 55.2/23$ ist diese Anpassung etwas besser. Berücksichtigt man auch die systematischen Fehler, so sind die Daten auch mit der Anpassung des $\mathrm{I\!P}\pi\pi$-Terms alleine verträglich.

6.2.2 Vergleich mit Ergebnissen der diffraktiven Dissoziation von Photoproduktion

Ein weiterer Vergleich läßt sich mit Ergebnissen der Photoproduktion im Bereich der diffraktiven Dissoziation durchführen. Sie wurden 1997 von der H1-Kollaboration veröffentlicht [48]. In dieser Analyse wird eine kombinierte Anpassung der Vorhersagen der Regge-Theorie an Daten von Experimenten mit stationärem Target [49] und an Daten, die mit dem H1-Detektor aufgezeichnet wurden, durchgeführt. Durch Extrapolation lassen sich Vorhersagen für den kinematischen Bereich dieser Arbeit ableiten und mit den Daten vergleichen.

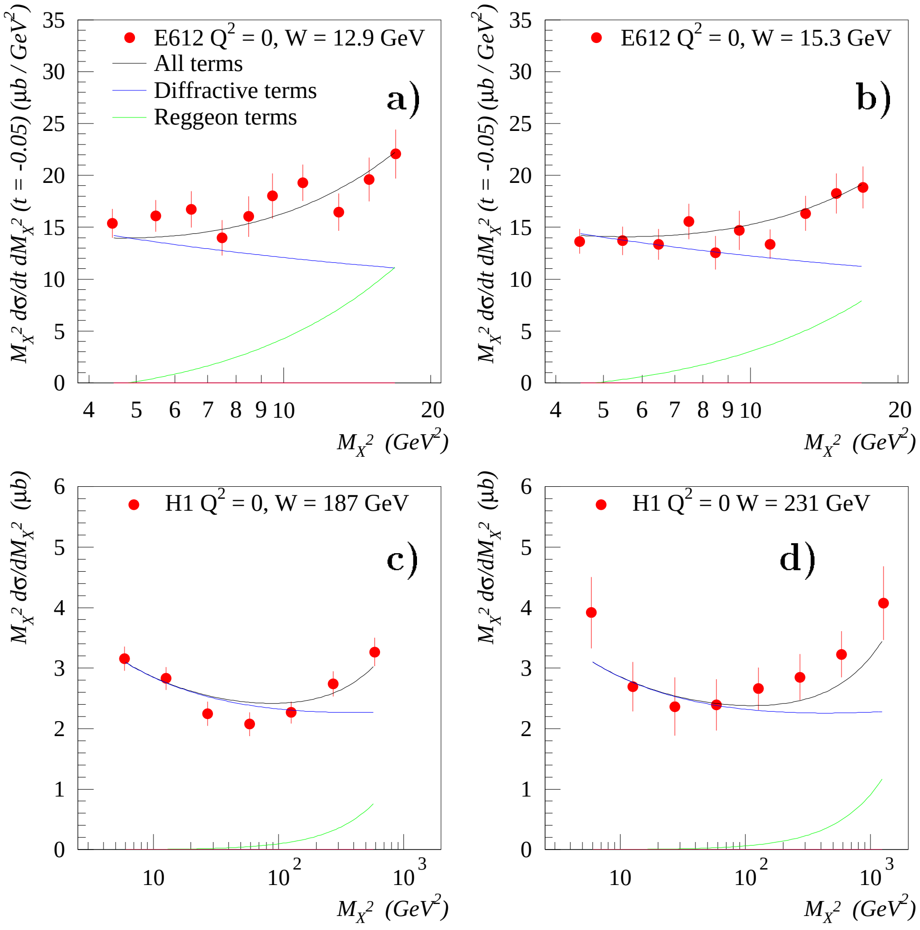


Abbildung 6.4: *Der Wirkungsquerschnitt aus [48], aufgetragen ist* $M_X^2 \cdot \mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}M_X^2$ *gegen* M_X^2*. Das Ergebnis der Anpassung der Vorhersagen für* $\mathbb{P}$*- und* $\mathbb{R}$*-Austausch ohne Interferenz, ohne Isospin-1-Austausch (durchgezogene Linie), sowie die Beiträge der diffraktiven und der Reggeon-Terme (von oben nach unten) sind eingezeichnet. a) E612-Experiment, stationäres Target,* $<W> = 12.9\,\mathrm{GeV}$*, b) dto.,* $<W> = 15.3\,\mathrm{GeV}$*, c) H1-Daten,* $<W> = 187\,\mathrm{GeV}$ *und d) H1-Daten,* $<W> = 231\,\mathrm{GeV}$*.*

Die Anpassung der Vorhersagen der Regge-Theorie an die Daten der H1-Analyse [48] wurde auf derselben Basis durchgeführt wie die in Abschnitt 6.2.1 geschilderten Anpassungen. Insgesamt wurden drei Anpassungen vorgenommen, die sich in den verwendeten Regge-

Termen unterscheiden. Terme des Pion-Austauschs wurden nicht verwendet.

Allgemeine Form klm	Spezielle Terme klm
$\mathbb{P}\mathbb{P}\mathbb{P}$	$\mathbb{P}\mathbb{P}\mathbb{P}$
$\mathbb{R}\mathbb{P}\mathbb{P}$	$f\mathbb{P}\mathbb{P}$
$\mathbb{P}\mathbb{R}\mathbb{R}$	$\mathbb{P}ff \quad \mathbb{P}aa^* \quad \mathbb{P}\rho\rho^* \quad \mathbb{P}\omega\omega$
$\mathbb{R}\mathbb{R}\mathbb{R}$	$fff \quad faa^* \quad f\rho\rho^* \quad f\omega\omega \quad a\{fa\} \quad a\{\rho\omega\}$
$\mathbb{P}\{\mathbb{P}\mathbb{R}\}$	$\mathbb{P}\{\mathbb{P}f\}$
$\mathbb{R}\{\mathbb{P}\mathbb{R}\}$	$f\{\mathbb{P}f\} \quad a\{\mathbb{P}a\}$

Tabelle 6.1: *Für die Anpassungen an die Daten aus [48] berücksichtigte Regge-Terme. Die zweite Spalte gibt die Terme an, die unter Quantenzahlerhaltung in Frage kommen. Mit (*) gekennzeichnete Terme können Endzustände erzeugen, deren Ladung oder Isospin nicht mit den Werten des Protons übereinstimmt.*

Die berücksichtigten Regge-Terme sind in Tabelle 6.1 aufgelistet. Beim Austausch von Isovektor-Zuständen (Isospin=1, hier ρ- und a-Austausch), können Endzustände auftreten, deren Ladung oder Isospin nicht mit den Werten des Protons übereinstimmt. In der zweiten Spalte der Tabelle sind die erlaubten Terme aufgelistet, welche die C-Parität am Photon-Vertex und die C-, sowie G-Parität am *Drei-Trajektorien-Vertex* (Abbildung 6.1) erhalten. Die Interferenz-Terme[3] $a\{\mathbb{P}a\}$, $a\{\rho\omega\}$ und $a\{fa\}$ werden vernachlässigt, da sie vermutlich klein sind [50]. Die benutzten Terme werden folgendermaßen klassifiziert:

- diffraktive Terme: $\mathbb{P}\mathbb{P}\mathbb{P}$ und $\mathbb{R}\mathbb{P}\mathbb{P}$,
- nicht diffraktive, bzw. Reggeon-Terme: $\mathbb{P}\mathbb{R}\mathbb{R}$ und $\mathbb{R}\mathbb{R}\mathbb{R}$, sowie
- Interferenz-Terme: $\mathbb{P}\{\mathbb{P}\mathbb{R}\}$ und $\mathbb{R}\{\mathbb{P}\mathbb{R}\}$.

Die erste Anpassung wurde mit den diffraktiven und den Reggeon-Termen ohne Interferenz und ohne Isospin-1-Austausch durchgeführt. Das Ergebnis ist in Abbildung 6.4 dargestellt. In der Abbildung ist der Wirkungsquerschnitt $M_X^2 \cdot \mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}M_X^2$ aus [48] als Funktion von M_X^2 für unterschiedliche $<W>$ aufgetragen. Das Ergebnis der Anpassung ist als durchgezogene Kurve eingezeichnet, weiterhin sind die Beiträge der diffraktiven und der Reggeon-Terme (von oben nach unten) eingezeichnet. Die Beschreibung der Daten ist gut.

In der Abbildung 6.5 ist die Extrapolation der Anpassung in den kinematischen Bereich dieser Analyse dargestellt. Diese Vorhersage weicht weit von dem gemessenen Wirkungsquerschnitt ab.

Eine zweite Anpassung wurde mit den diffraktiven, den Reggeon- und den Interferenz-Termen, aber ohne Isospin-1-Austausch durchgeführt (Abbildung 6.6). Dies ist die in der H1-Analyse benutzte Anpassung. Das Ergebnis der Anpassung ist als durchgezogene Kurve eingezeichnet, weiterhin sind die Beiträge der Interferenz-, der diffraktiven und der Reggeon-Terme, (von oben nach unten) eingezeichnet. Die Beschreibung der Daten ist besser als in Abbildung 6.4, insbesondere für $<W> = 231\,\mathrm{GeV}$.

---

[3] Obwohl diese Terme Interferenzen von Regge-Trajektorien verschiedener G-Parität beschreiben, sind sie erlaubt, weil das Photon kein Eigenzustand der G-Parität ist.

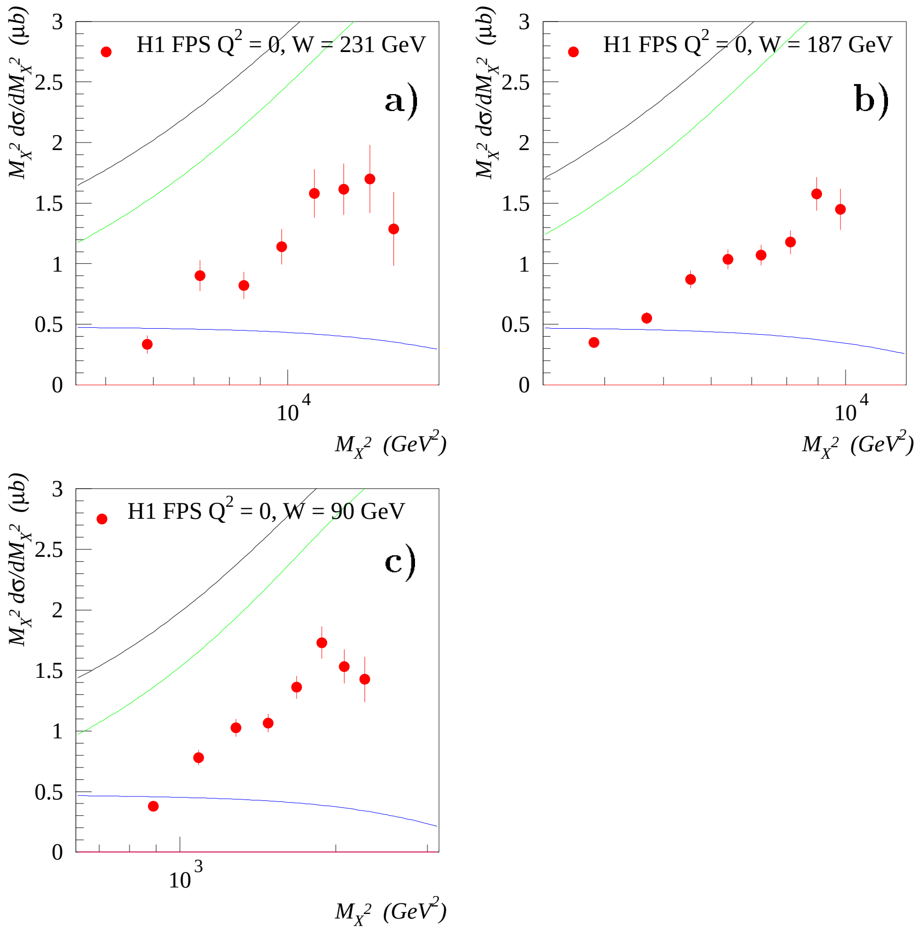


Abbildung 6.5: *Vorhersage der Anpassung gemäß Abbildung 6.4 für die Daten dieser Arbeit. Die Kurven zeigen (von oben nach unten) alle Terme, die Reggeon- und die diffraktiven Terme.*

Betrachtet man wieder die Extrapolation in den kinematischen Bereich dieser Analyse (Abbildung 6.7), so zeigt sich, daß auch dieser Ansatz die Daten nicht beschreiben kann. Die Kurven in der Abbildung stellen (von oben nach unten) die Beiträge aller Terme, der Reggeon-, der Interferenz- und der diffraktiven Terme dar.

Bei der dritten Anpassung wurden die diffraktiven und die Reggeon-Terme, diesmal inklusive dem Isospin-1-Austausch, aber ohne Interferenz benutzt. Die Abbildung 6.8 zeigt, daß auch diese Anpassung die Daten der H1-Analyse gut beschreibt. Die Extrapolation ist in der Abbildung 6.9 dargestellt, eingezeichnet sind (von oben nach unten) alle Terme, die Reggeon- und die diffraktiven Terme. Die Vorhersage liegt in derselben Größenordnung wie der gemessene Wirkungsquerschnitt, beschreibt aber nicht dessen Verlauf.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß erst die Berücksichtigung der Isovektor-Terme eine signifikante Verbesserung der Beschreibung der Daten dieser Analyse durch die Extrapolation bewirkt. Die M_X^2-Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts wird allerdings nicht beschrieben. Im Vergleich zu der Messung ist die vorhergesagte Abhängigkeit zu schwach. Diese Tatsachen lassen sich als Hinweise deuten, daß als weiterer Beitrag der Pion-

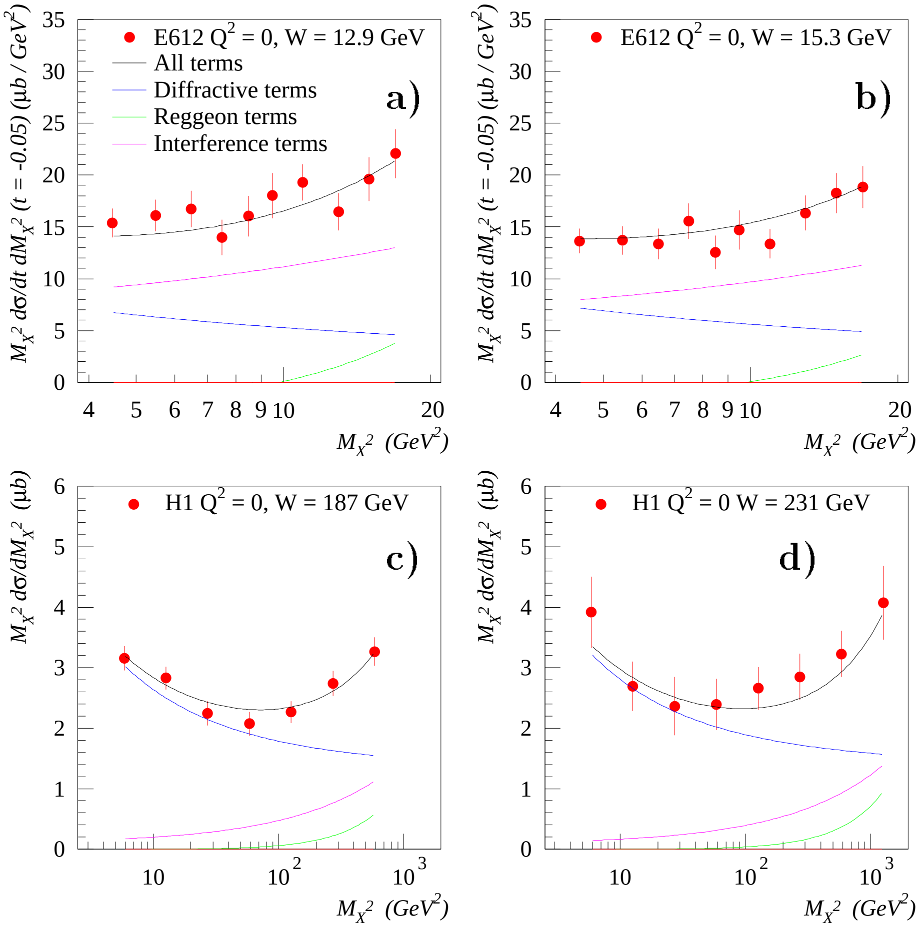


Abbildung 6.6: *Der Wirkungsquerschnitt aus [48], aufgetragen ist* $M_X^2 \cdot \mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}M_X^2$ *gegen* M_X^2. *Das Ergebnis der Anpassung der Vorhersagen für* $\mathbb{P}$*- und* $\mathbb{R}$*-Austausch mit Interferenz, ohne Isospin-1-Austausch (durchgezogene Linie), sowie die Beiträge der Interferenz-, der diffraktiven und der Reggeon-Terme (von oben nach unten) sind eingezeichnet. a) E612-Experiment, stationäres Target,* $<W> = 12.9\,\mathrm{GeV}$, *b) dto.,* $<W> = 15.3\,\mathrm{GeV}$, *c) H1-Daten,* $<W> = 187\,\mathrm{GeV}$ *und d) H1-Daten,* $<W> = 231\,\mathrm{GeV}$.

Austausch benötigt wird, um alle Daten gemeinsam zu beschreiben. Da der Gültigkeitsbereich der Regge-Theorie auf $W^2 \gg M_X^2$ beschränkt ist, was strenggenommen für diese Analyse nicht erfüllt ist, ist es unsicher, ob sich überhaupt eine gemeinsame Beschreibung der Daten im Rahmen der Regge-Theorie finden läßt.

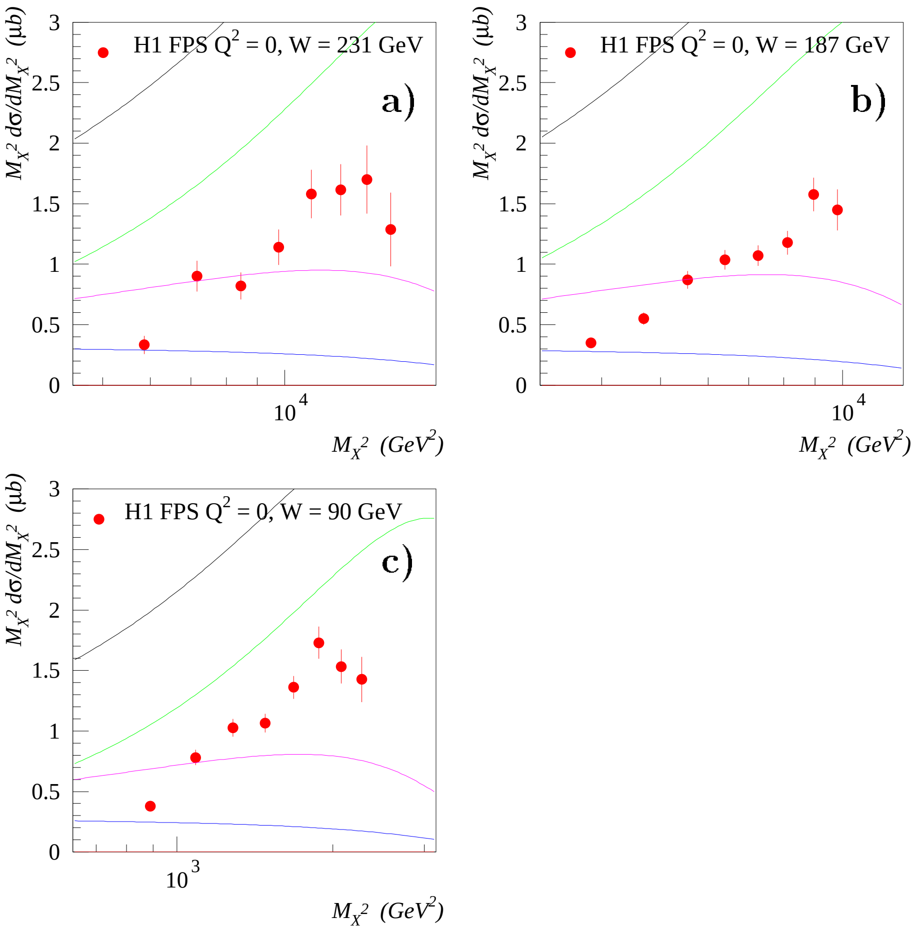


Abbildung 6.7: *Vorhersage der Anpassung gemäß Abbildung 6.6 für die Daten dieser Arbeit. Die Kurven zeigen (von oben nach unten) alle Terme, die Reggeon-, die Interferenz- und die diffraktiven Terme.*

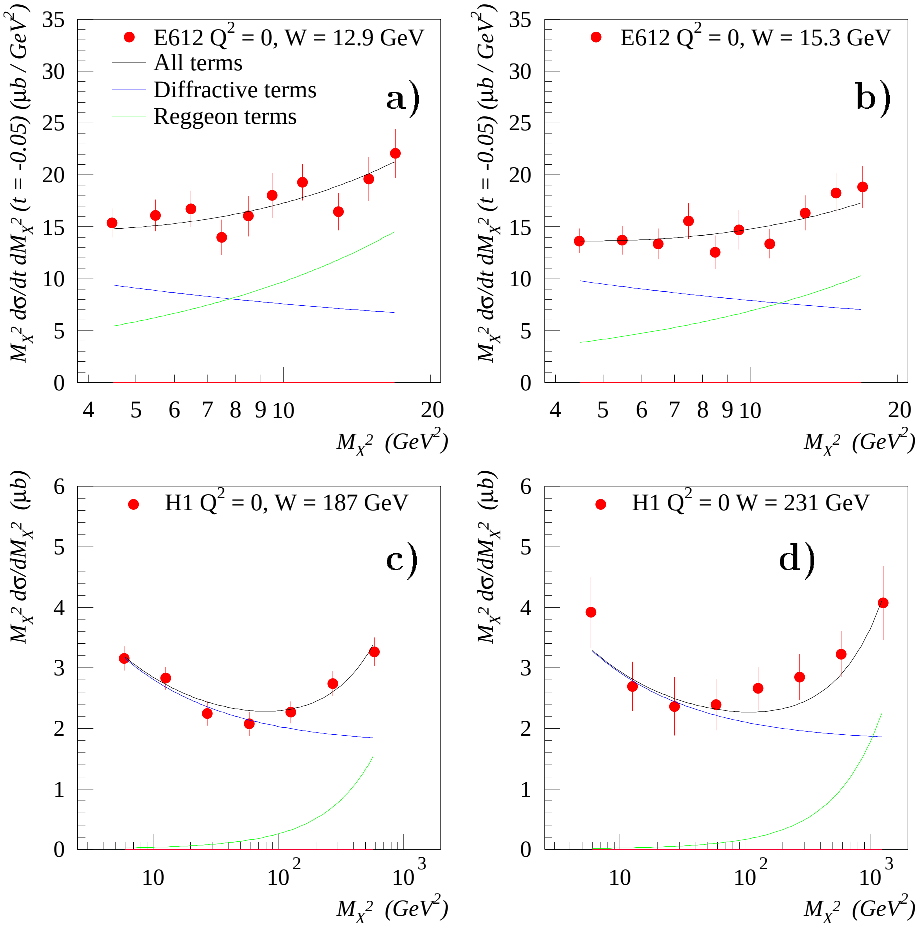


Abbildung 6.8: *Der Wirkungsquerschnitt aus [48], aufgetragen ist* $M_X^2 \cdot \mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}M_X^2$ *gegen* M_X^2. *Das Ergebnis der Anpassung der Vorhersagen für* $\mathbb{P}$*- und* $\mathbb{R}$*-Austausch ohne Interferenz, mit Isospin-1-Austausch (durchgezogene Linie), sowie die Beiträge der diffraktiven und der Reggeon-Terme (von oben nach unten bei* $M_X^2 = 5\,\mathrm{GeV}^2$*) sind eingezeichnet. a) E612-Experiment, stationäres Target,* $<W> = 12.9\,\mathrm{GeV}$, *b) dto.,* $<W> = 15.3\,\mathrm{GeV}$, *c) H1-Daten,* $<W> = 187\,\mathrm{GeV}$ *und d) H1-Daten,* $<W> = 231\,\mathrm{GeV}$.

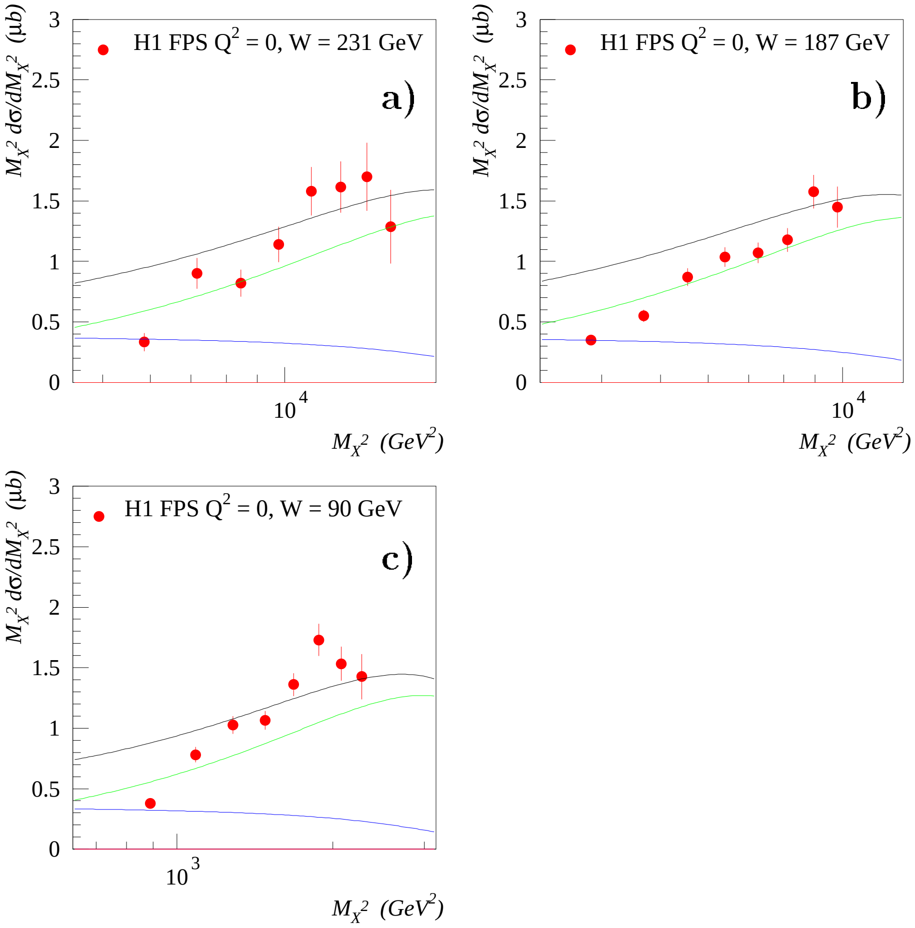


Abbildung 6.9: *Vorhersage der Anpassung gemäß Abbildung 6.8 für die Daten dieser Arbeit. Die Kurven zeigen (von oben nach unten) alle Terme, die Reggeon- und die diffraktiven Terme.*

6.3 Harte Photoproduktion

Harte Photoproduktionsereignisse (Abschnitte 1.3.1 und 1.4.7) lassen sich mit den Methoden der störungstheoretischen Quantenchromodynamik behandeln. Bestimmt man den Wirkungsquerschnitt für eine Untermenge der selektierten Daten, die nur harte Prozesse enthält, so erlaubt dies einen Vergleich mit den Vorhersagen störungstheoretischer QCD. In diesem Abschnitt wird ausgehend von dem semi-inklusiven Wirkungsquerschnitt, dessen Messung im letzten Kapitel vorgestellt wurde, der Anteil von 2-jet Ereignissen daran bestimmt. Das Ergebnis ist der differentielle Wirkungsquerschnitt $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}E_{p'}$ für die Reaktion $\gamma p \rightarrow \text{jet} + \text{jet} + X + p'$. Zunächst wird auf den Zusammenhang zwischen harter Photoproduktion und Jets eingegangen, dann wird die Messung des 2-jet Wirkungsquerschnitts von Photoproduktionsereignissen mit einem gestreuten Proton im H1-Vorwärtsprotonspektrometer dargestellt. Das Ergebnis wird mit den Vorhersagen des POMPYT Monte-Carlo für π°- und Pomeron-Austausch verglichen. Zuletzt erfolgt ein Vergleich des Verhältnisses von 2-jet Wirkungsquerschnitt und semi-inklusivem Wirkungsquerschnitt mit dem entsprechenden Verhältnis bei inklusiver Photoproduktion.

6.3.1 Jets und harte Photoproduktion

Ein Merkmal harter Prozesse sind hohe Transversalimpulse (in der Größenordnung von einigen GeV) der Partonen im Endzustand. Die Prozesse können im Rahmen der QCD mit Störungsrechnung behandelt werden, da die Kopplungskonstante $\alpha_s(p_\perp)$ für eine Reihenentwicklung klein genug ist. Die auslaufenden Partonen harter Streuprozesse lassen sich nicht direkt beobachten, da sie eine Farbladung tragen. In diesem theoretischen Bild entstehen durch die Fragmentation experimentell nachweisbare, farbneutrale Teilchen.

Sind die auslaufenden Partonen hochenergetisch, können Teilchenbündel entstehen, die als Jets bezeichnet werden. Diese Jets spiegeln im Idealfall die Kinematik auf Partonebene wider, eine eindeutige Zuordnung der beobachteten Teilchen zu einem bestimmten Parton ist jedoch nicht möglich. Durch die Fragmentation kommt es zu einer Verschmierung, die durch die endliche Detektorauflösung noch verstärkt wird. Aus diesem Grund ist auch die Definition von Jets nicht eindeutig festgelegt. Jets werden über den verwendeten Suchalgorithmus definiert, der für die Suche nach Jets die aufgezeichneten Ereignismeßwerte benutzt.

In dieser Arbeit wird ein sogenannter Kegel-Algorithmus [82] verwendet, um die Jets zu definieren. Jet-Algorithmen dieser Art sind für Hadron-Hadron-Kollisionen gebräuchlich und wurden zum ersten Mal beim Experiment UA1 eingesetzt. Die Suche nach den Teilchenbündeln benutzt dabei z.B. die Meßwerte einzelner Kalorimeterzellen oder die rekonstruierten Spuren der Spurkammersysteme. In dieser Arbeit werden für die Suche nach Jets kombinierte Größen aus den Informationen des Kalorimeters und der Spurkammern [83] verwendet. Benachbarte Kalorimeterzellen, die angesprochen haben, werden zu einem sogenannten *Cluster* zusammengefaßt. Für jeden Cluster wird die Transversalenergie rekonstruiert. Der Transversalimpuls jeder rekonstruierten Spur der zentralen CJC-Kammer wird zu dem Wert des korrespondierenden Kalorimeterclusters addiert, maximal jedoch 350 MeV. Gibt es zu einer Spur keinen entsprechenden Kalorimetercluster, wird der Transversalimpuls der Spur alleine, mit ebenfalls maximal 350 MeV, berücksichtigt. Das Kalorimeter ist unterhalb von 350 MeV nur wenig empfindlich, was sich durch Addition des Spurimpulses ausgleichen läßt. Oberhalb von 350 GeV entspricht dieser Wert etwa der Energiedeposition $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ in der Spurkammer. Die Spur und – falls vorhanden – der Kalorimetercluster zusammen mit dem entsprechend bestimmten Transversalimpuls werden im folgenden *kombiniertes Objekt* genannt.

Für die Suche nach Jets werden diese kombinierten Objekte und ihre Positionen in der (η, ϕ)-Ebene benutzt. Der Algorithmus summiert ausgehend von jedem kombinierten Objekt die Transversalimpulse in einem Kegel mit dem Radius $R = \sqrt{\Delta\phi^2 + \Delta\eta^2}$. Ist die Summe größer als ein Schwellenimpuls, so gilt ein Jet als gefunden. Der Algorithmus wählt aus allen Jets die mit maximalem Transversalimpuls aus, wobei berücksichtigt wird, daß ein kombiniertes Objekt nur zu einem Jet gehören darf.

6.3.2 Messung des 2-jet Wirkungsquerschnitts

Zur Messung des 2-jet Wirkungsquerschnitts $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}E_{p'}(\gamma p \to \mathrm{jet} + \mathrm{jet} + X + p')$ wurde der oben beschriebene Kegel-Algorithmus verwendet. Aus den Photoproduktionsereignissen (Kapitel 4) mit einem gestreuten Proton im Vorwärtsprotonspektrometer wurden solche ausgewählt, für die der Algorithmus mindestens zwei Jets findet ($n_{\mathrm{jet}} \geq 2$). Für die Jetdefinition wurde der Radius des Kegel $R = 1$ gesetzt und verlangt, daß der aufsummierte Transversalimpuls, im folgenden $p_{\perp,\mathrm{jet}}$ genannt, größer als 4 GeV ist. Um der begrenzten räumlichen Ausdehnung des Kalorimeters in η Rechnung zu tragen, wurde zusätzlich verlangt, daß die Jetachse innerhalb von $0 < \eta < 2.5$ liegt. Damit ist sichergestellt, daß der Jet vollständig im Kalorimeter nachgewiesen werden kann. Die Jetsuche erfolgte im Laborsystem. Die Jets werden im folgenden nach der Größe ihres Transversalimpulses fortlaufend numeriert, wobei Jet 1 den größten Transversalimpuls hat, usw.

In der Abbildung 6.10 ist die normierte Häufigkeitsverteilung der Jetanzahl n_{jet} für Jets mit einem Transversalimpuls $p_{\perp,\mathrm{jet}} > 4$ GeV für Daten und das POMPYT Monte-Carlo im Kanal des π°-Austauschs dargestellt. Gezeigt ist die Verteilung für $<W> = 200$ GeV (a) und $<W> = 90$ GeV (b). Die Beschränkung auf zwei Werte von $<W>$ ist notwendig um in den betrachteten Intervallen eine ausreichende Statistik zu erhalten. Aus diesem Grund wurde die Jetanalyse auch auf zwei Intervalle in $E_{p'}$ beschränkt. Für diese Analyse stehen 86 Ereignisse bei $<W> = 200$ GeV und 35 Ereignisse bei $<W> = 90$ GeV zur Verfügung. Die Übereinstimmung zwischen der n_{jet}-Verteilung von Daten und Monte-Carlo ist nicht sehr gut. Da das Monte-Carlo aber nicht zur Messung des Wirkungsquerschnitts benötigt wird, hat dies keinen Einfluß auf die Genauigkeit der Jetanalyse. Dasselbe gilt auch für Unterschiede in den folgenden Vergleichsdiagrammen.

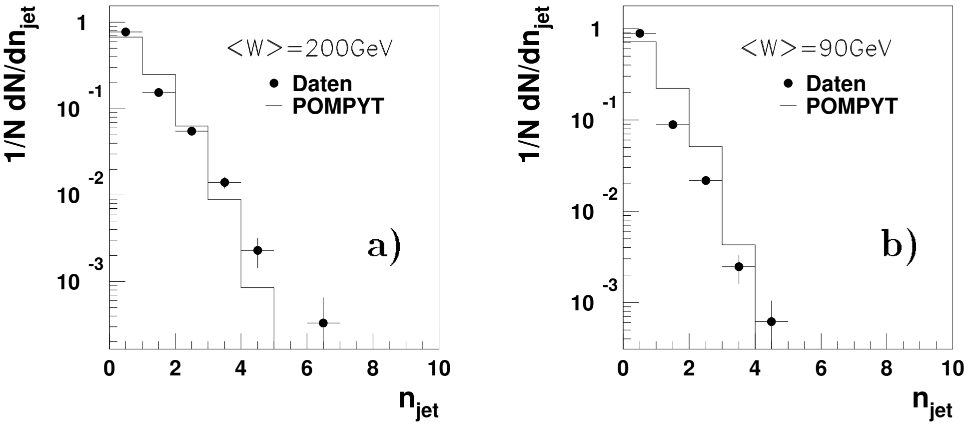


Abbildung 6.10: *Verteilung der Anzahl der Jets* n_{jet} *mit einem Transversalimpuls* $p_{\perp,\mathrm{jet}} > 4$ GeV *für Daten und das POMPYT Monte-Carlo a) für* $<W> = 200$ GeV *und b)* $<W> = 90$ GeV.

Abbildung 6.11 zeigt die Verteilung des Transversalimpulses $p_{\perp,\mathrm{jet}}$ der Jets für Daten und das POMPYT Monte-Carlo, für $<W> = 200$ GeV (a) und für $<W> = 90$ GeV (b). Zu erkennen ist der minimale Transversalimpuls von 4 GeV/c, der für die Definition der Jets verlangt wird. Hierbei ist die Übereinstimmung zwischen Daten und Simulation im Rahmen der statistischen Fehler gut.

Als letzte Auswahlgröße für die Jetdaten ist in Abbildung 6.12 die Verteilung der Rapidität η der Jets für Daten und das POMPYT Monte-Carlo, für $<W> = 200$ GeV (a) und $<W> = 90$ GeV (b) gezeigt. Auch hier ist die Übereinstimmung zwischen Daten und Simulation innerhalb der statistischen Fehler gut.

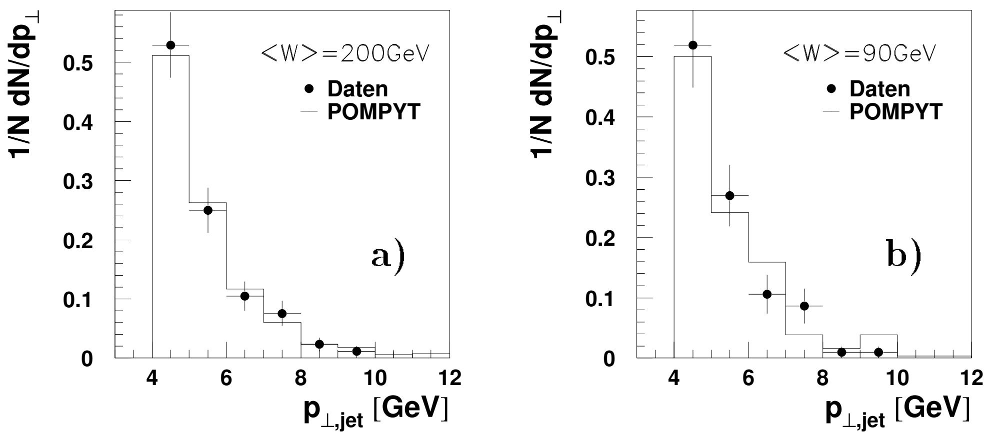


Abbildung 6.11: *Verteilung des Transversalimpulses* $p_{\perp,\mathrm{jet}}$ *der Jets für Daten und das POMPYT Monte-Carlo a) für* $<W> = 200\,\mathrm{GeV}$ *und b)* $<W> = 90\,\mathrm{GeV}$.

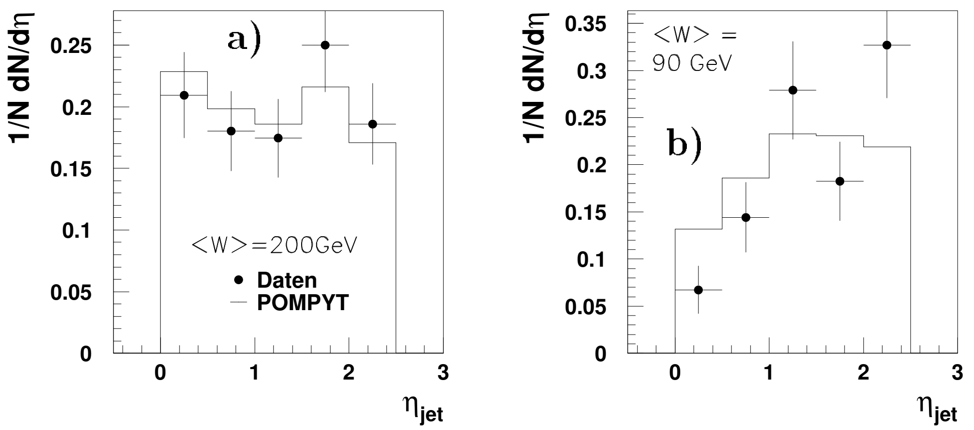


Abbildung 6.12: *Verteilung der Rapidität* η *der Jets für Daten und das POMPYT Monte-Carlo a) für* $<W> = 200\,\mathrm{GeV}$ *und b)* $<W> = 90\,\mathrm{GeV}$.

In Abbildung 6.13 ist schließlich die Verteilung von $|\Delta\phi| = |\phi_{\mathrm{jet1}} - \phi_{\mathrm{jet1}}|$ der Jets für Daten und das POMPYT Monte-Carlo, für $<W> = 200\,\mathrm{GeV}$ (a) und $<W> = 90\,\mathrm{GeV}$ (b) dargestellt.

Das Ergebnis der Jetanalyse, der Wirkungsquerschnitt $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}E_{p'}(\gamma p \to \mathrm{jet} + \mathrm{jet} + X + p')$ für Photoproduktionsereignisse mit einem gestreuten Proton im Bereich $580\,\mathrm{GeV} < E_{p'} < 740\,\mathrm{GeV}$ und $p_{\perp,p'} < 200\,\mathrm{MeV/c}$, sowie den eingangs erwähnten Forderungen an die Jetgrößen, ist in der oberen Hälfte der Abbildung 6.14 dargestellt. Gezeigt ist der Wirkungsquerschnitt für zwei Intervalle in $E_{p'}$ und $<W> = 200\,\mathrm{GeV}$ (a), bzw. $<W> = 90\,\mathrm{GeV}$ (b). Die numerischen Werte sind in Tabelle 6.2 angegeben. Für $<W> = 200\,\mathrm{GeV}$ liegt der Wirkungsquerschnitt in der Größenordnung von 160 pb/GeV. Trotz des Abfalls zu hohen Werten von $E_{p'}$ ist der Wirkungsquerschnitt innerhalb der Fehler auch mit einem konstanten Verhalten verträglich. Für $<W> = 90\,\mathrm{GeV}$ ist die

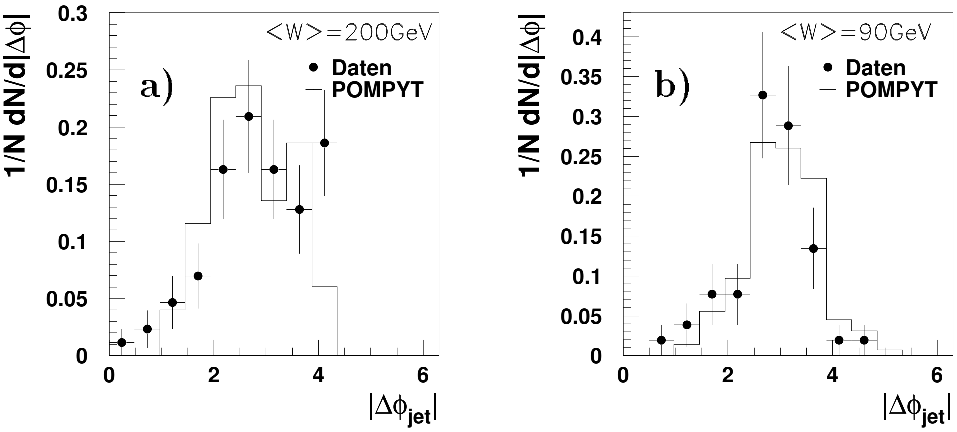


Abbildung 6.13: *Verteilung von* $|\Delta\phi| = |\phi_{\mathrm{jet1}} - \phi_{\mathrm{jet1}}|$ *der Jets für Daten und das POMPYT Monte-Carlo a) für* $<W> = 200\,\mathrm{GeV}$ *und b)* $<W> = 90\,\mathrm{GeV}$.

Größenordnung im Bereich von 120 pb/GeV und es zeigt sich keine Abhängigkeit von $E_{p'}$. Der horizontale Fehlerbalken erstreckt sich über die gewählte Intervallbreite, er soll andeuten, daß keine Zentralwertkorrektur durchgeführt wurde. Der innere vertikale Fehlerbalken gibt den statistischen Fehler an, er liegt in der Größenordnung von 20 % aufgrund der geringen Ereignisanzahl. Der äußere Fehlerbalken gibt den Gesamtfehler an, der etwa 28 % beträgt. Er beinhaltet die systematischen Fehler aus Abschnitt 5.6, wobei sich die Akzeptanz C_V und die Migrationskorrektur C_M durch die größere Intervallbreite genauer bestimmen lassen. Ihre Fehler betragen für $<W> = 200\,\mathrm{GeV}$ etwa $\Delta C_V = 5.2\,\%$ und $\Delta C_M = 12.3\,\%$, für $<W> = 90\,\mathrm{GeV}$ etwa $\Delta C_V = 4.2\,\%$ und $\Delta C_M = 12.1\,\%$.

Zum Vergleich sind in den Abbildungen 6.14c) und d) die Vorhersagen des POMPYT Monte-Carlo für verschiedene Reaktionstypen dargestellt (man beachte die unterschiedliche Skala von d). Bestimmt wurden die Vorhersagen für den π°-Austausch unter Verwendung der Pion-Strukturfunktion in der Parametrisierung von Glück, Reya und Vogt in niedrigster (LO) und erster (NLO) Ordnung (siehe auch Abschnitt 1.8.2). Für den ebenfalls bestimmten Wirkungsquerschnitt des Pomeron-Austauschs wurde eine Strukturfunktion für das Pomeron verwendet, die aus einer Anpassung an Daten der diffraktiven Streuung von der H1-Kollaboration gewonnen wurde [77].

Energieintervall	$\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}E_{p'} \pm$ stat $\pm$ syst
$<W> = 200\,\mathrm{GeV}$	
580-660 GeV	$204 \pm 32 \pm 42$ pb/GeV
660-740 GeV	$133 \pm 26 \pm 22$ pb/GeV
$<W> = 90\,\mathrm{GeV}$	
580-660 GeV	$111 \pm 24 \pm 25$ pb/GeV
660-740 GeV	$129 \pm 25 \pm 20$ pb/GeV

Tabelle 6.2: *Der gemessene Wirkungsquerschnitt* $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}E_{p'}(\gamma p \to \mathrm{jet} + \mathrm{jet} + X + p')$ *für Photoproduktionsereignisse mit einem gestreuten Proton im Bereich* $580\,\mathrm{GeV} < E_{p'} < 740\,\mathrm{GeV}$ *und* $p_{\perp,p'} < 200\,\mathrm{MeV/c}$.

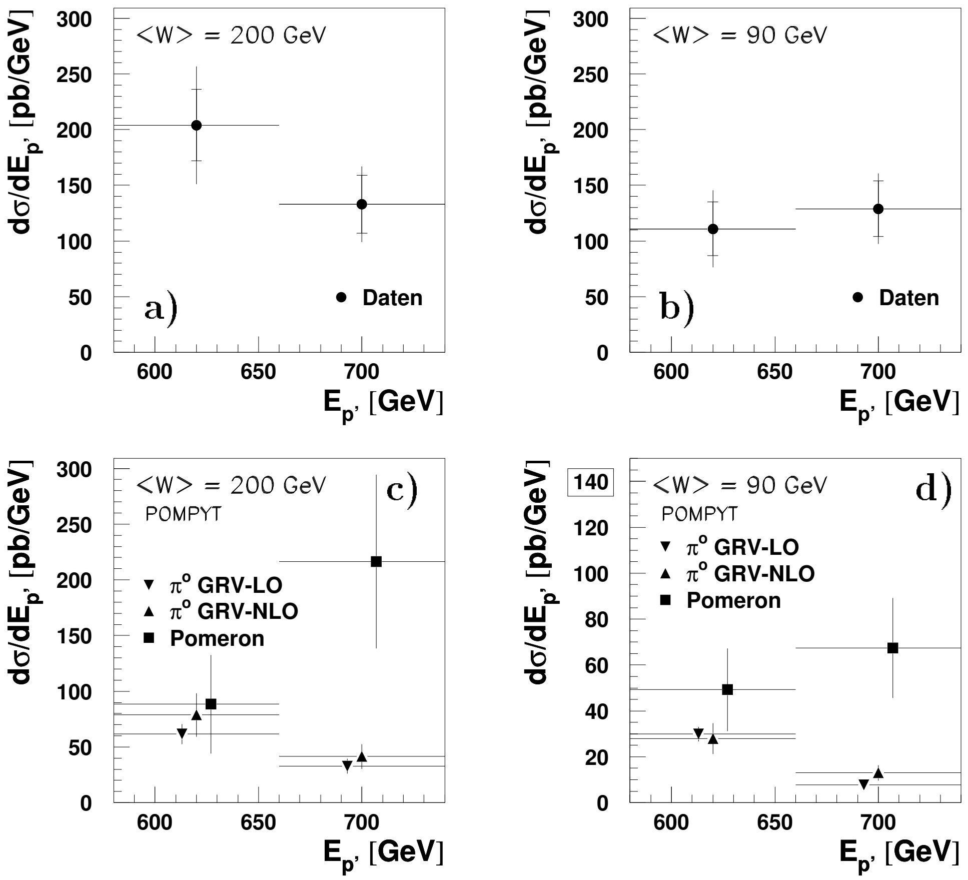


Abbildung 6.14: *Der gemessene Wirkungsquerschnitt* $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}E_{p'}(\gamma p \rightarrow \mathrm{jet} + \mathrm{jet} + X + p')$ *für Photoproduktionsereignisse mit einem gestreuten Proton im Bereich* $580\,\mathrm{GeV} < E_{p'} < 740\,\mathrm{GeV}$ *und* $p_{\perp,p'} < 200\,\mathrm{MeV/c}$. *a) für Daten und* $<W> = 200\,\mathrm{GeV}$, *b) für Daten und* $<W> = 90\,\mathrm{GeV}$ *(der innere vertikale Fehlerbalken gibt den statistischen, der äußere den systematischen Fehler an), c) für das POMPYT Monte-Carlo und* $<W> = 200\,\mathrm{GeV}$ *in den Kanälen des* π^0*-Austausch unter Verwendung der Pion-Strukturfunktion GRV in niedrigster (LO) und erster (NLO) Ordnung und für den Pomeron-Austausch und d) für das POMPYT Monte-Carlo und* $<W> = 90\,\mathrm{GeV}$.

Für die generierten Daten des Pion-Austauschs in erster Ordnung und den Pomeron-Austausch wurde keine Detektorsimulation durchgeführt. Der Algorithmus zur Jetsuche benutzt daher die generierten Hadronen. Um die Vergleichbarkeit mit den Daten zu gewährleisten, wurde ein Korrekturfaktor mit dem vollständig simulierten Datensatz des Pion-Austauschs (LO) bestimmt. Er beträgt $c = (0.622 \pm 0.134)$; es gilt

$$N(n_{\mathrm{jet,rec}} \geq 2) = N(n_{\mathrm{jet,gen}} \geq 2) \cdot c^{-1}$$

Dabei ist $N(n_{\mathrm{jet,rec}} \geq 2)$ die Anzahl von Ereignissen mit mindestens zwei Jets, wenn die Suche mit den kombinierten Objekten erfolgt und $N(n_{\mathrm{jet,gen}} \geq 2)$ die Anzahl von Ereignissen mit mindestens zwei Jets, wenn die Suche mit den generierten Hadronen erfolgt.

Offensichtlich gibt es keinen wesentlichen Unterschied in den Vorhersagen beider Ordnungen des Pion-Austauschs. Ferner zeigt sich in beiden Fällen und für die beiden Werte von $<W>$ ein Abfall des Wirkungsquerschnitts zu hohen Energien $E_{p'}$. Im Intervall $580\,\mathrm{GeV} < E_{p'} < 660\,\mathrm{GeV}$ liegt der Wirkungsquerschnitt gemäß POMPYT für Pion- und Pomeron-Austausch in derselben Größenordnung von etwa 80 pb/GeV ($<W> = 200\,\mathrm{GeV}$) und 35 pb/GeV ($<W> = 90\,\mathrm{GeV}$).

Eine Beschreibung der Größenordnung des gemessenen 2-jet Wirkungsquerschnitts im Bild der Regge-Theorie ist möglich, wenn Anteile vom π°- und vom Pomeron-Austausch addiert werden. Diese Aussage ist nicht übertragbar auf den semi-inklusiven Wirkungsquerschnitt, der mit Pion-Austausch allein verträglich ist, da die Jet-Wirkungsquerschnitte von Pion- und Pomeron-Austausch unterschiedlich sein können.

6.3.3 Verhältnis von 2-jet und inklusivem Wirkungsquerschnitt

In der folgenden Untersuchung wird das Verhältnis von dem 2-jet und dem semi-inklusiven Wirkungsquerschnitt berechnet und mit dem entsprechenden Verhältnis, bestimmt mit Hilfe von Messungen inklusiver Photoproduktion der H1-Kollaboration, verglichen. Ein Unterschied wird erwartet, da sich die Prozeßtypen im Phasenraum, der für die Jetproduktion zur Verfügung steht, unterscheiden.

Zunächst werden die benutzten Messungen der H1-Kollaboration kurz vorgestellt, dann folgt die Bestimmung des entsprechenden Verhältnisses für diese Analyse.

Inklusive Photoproduktion

Der totale Wirkungsquerschnitt von Photoproduktion beträgt nach einer Messung der H1-Kollaboration $164.6 \pm 10.9\,\mu\mathrm{b}$ bei $<W> = 200\,\mathrm{GeV}$ [9, 12].

Der Messung des 2-jet Wirkungsquerschnitts wurde von der H1-Kollaboration in [81] vorgestellt. Die Daten wurden 1993 aufgezeichnet und entsprechen einer integrierten Luminosität von $290\,\mathrm{nb}^{-1}$. Analog zu dieser Analyse wurde der Trigger des Positrondetektors bei $z = -33\,\mathrm{m}$ in Koinzidenz mit dem Spurtrigger der CJC-Kammer verwendet. Die Daten wurden mit folgenden Kriterien ausgewählt:

- Deponierte Energie im Positrondetektor im Bereich von $8 < E_{\mathrm{ET33}} < 20\,\mathrm{GeV}$ (dies entspricht dem y-Bereich $0.25 < y < 0.7$).
- Mindestens eine rekonstruierte und an den Vertex angepaßte Spur mit einem Transversalimpuls von $p_{\perp,\mathrm{Spur}} > 300\,\mathrm{MeV/c}$ in der zentralen Spurkammer (CJC).
- Ein rekonstruierter Vertex, für dessen z-Koordinate $|z_{\mathrm{Vertex}}| < 30\,\mathrm{cm}$ gelten muß.

Jets wurden mit einem Kegel-Algorithmus definiert, der ausschließlich die Kalorimetergrößen benutzte. Der Radius des Kegels war $R = 1$, für den Transversalimpuls eines Jets wurde $p_{\perp,\mathrm{jet}} > 7\,\mathrm{GeV/c}$ verlangt, wie in dieser Arbeit mußte $0 < \eta_{\mathrm{jet}} < 2.5$ gelten, aber zusätzlich wurde die Rapiditätsdifferenz der beiden Jets mit den höchsten Transversalimpulsen auf $|\Delta\eta| < 1.2$ eingeschränkt.

Ein Ergebnis dieser Analyse ist in Abbildung 6.15 gezeigt. Sie zeigt den differentiellen Wirkungsquerschnitt $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}\eta$ für die Reaktion $ep \rightarrow \mathrm{jet}+\mathrm{jet}+X$ als Funktion der Rapidität η.

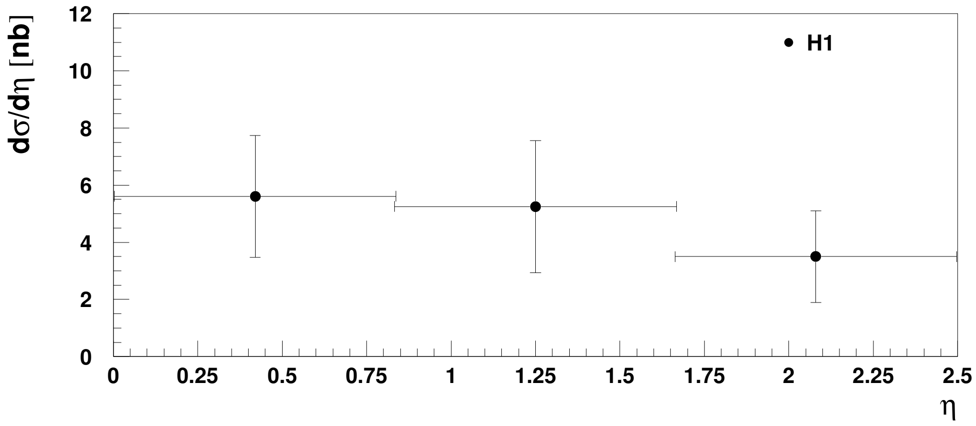


Abbildung 6.15: *Differentieller Wirkungsquerschnitt inklusiver Photoproduktion, aufgetragen gegen η (aus [81]).*

Um das Verhältnis zum totalen Photoproduktionswirkungsquerschnitt bilden zu können, wird in dieser Arbeit der differentielle Wirkungsquerschnitt über $\mathrm{d}\eta$ integriert und mit dem Kehrwert des – über den betrachteten y- und Q^2-Bereich integrierten – Photonfluß $(1/\mathcal{F})$ gewichtet. Der resultierende Wirkungsquerschnitt für Photoproduktionsereignisse beträgt $0.88 \pm 0.22\,\mu$b.

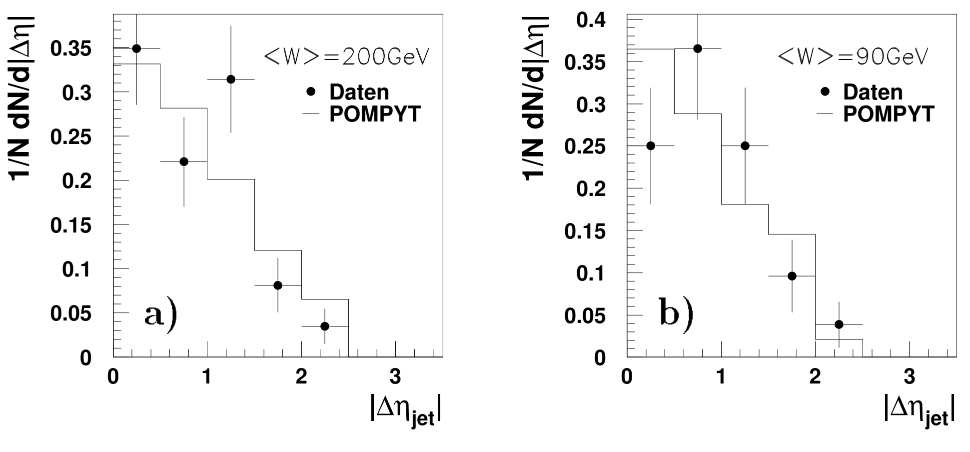


Abbildung 6.16: *Verteilung von $|\Delta\eta| = |\eta_{\mathrm{jet1}} - \eta_{\mathrm{jet1}}|$ der Jets für Daten und das POMPYT Monte-Carlo a) für $<W> = 200\,\mathrm{GeV}$ und b) $<W> = 90\,\mathrm{GeV}$.*

Photoproduktion mit einem vorwärtsgestreuten Proton

Der semi-inklusive Wirkungsquerschnitt für die Daten mit einem vorwärtsgestreuten Proton ergibt sich direkt aus der bisherigen Analyse zu $6620 \pm 1870\,\mathrm{pb/GeV}$.

Um den entsprechenden 2-jet Wirkungsquerschnitt für die Daten des Vorwärtsprotonspektrometers zu bilden, müssen die Kriterien der Jetauswahl an die H1-Analyse angepaßt werden. Es wird im folgenden daher $p_{\perp,\mathrm{jet}} > 7\,\mathrm{GeV/c}$ und zusätzlich zu den bisherigen Kriterien $|\Delta\eta| < 1.2$ verlangt. Die Verteilung von $|\Delta\eta|$ der Jets für Daten und das POMPYT Monte-Carlo für $<W> = 200\,\mathrm{GeV}$ (a) und $<W> = 90\,\mathrm{GeV}$ (b) ist in Abbildung 6.16 gezeigt. Die Übereinstimmung zwischen Daten und Simulation ist im Rahmen des statistischen Fehlers gut.

Nach diesen Selektionskriterien verbleiben 4 Ereignisse bei $<W> = 200\,\mathrm{GeV}$, was einem Wirkungsquerschnitt von $8.8 \pm 5.1\,\mathrm{pb/GeV}$ entspricht. Die vier Wirkungsquerschnitte zur Berechnung der zwei Verhältnisse sind in Tabelle 6.3 zusammengefaßt.

Prozeß	$\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}E_{p'} \pm$ tot
$\gamma p \to X$	$164.6 \pm 10.9\,\mu\mathrm{b}$
$\gamma p \to j + j + X$	$0.88 \pm 0.22\,\mu\mathrm{b}$
$\gamma p \to Xp'$	$6620 \pm 1870\,\mathrm{pb/GeV}$
$\gamma p \to j + j + Xp'$	$8.8 \pm 5.1\,\mathrm{pb/GeV}$

Tabelle 6.3: *Wirkungsquerschnitte zur Bestimmung des 2-jet Anteils für inklusive Photoproduktion und Photoproduktion mit einem gestreuten Proton im H1-Vorwärtsprotonspektrometer.*

Das resultierende Verhältnis von 2-jet Wirkungsquerschnitt und (semi-)inklusivem Wirkungsquerschnitt bei Photoproduktion für Ereignisse mit einem vorwärtsgestreutem Proton und ohne ist in Abbildung 6.17 und in Tabelle 6.4 dargestellt.

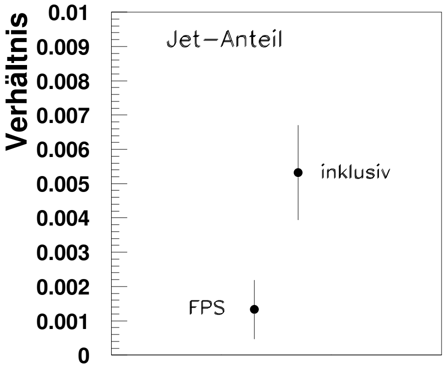


Abbildung 6.17: *Verhältnis von 2-jet Wirkungsquerschnitt zum totalen Wirkungsquerschnitt von Photoproduktionsereignissen mit einem vorwärtsgestreuten Proton im Vorwärtsprotonspektrometer (FPS) und von inklusiver Photoproduktion (inklusiv).*

Prozeß	Verhältnis
$\gamma p \to X$	$(5.32 \pm 1.38) \cdot 10^{-3}$
$\gamma p \to X p'$	$(1.33 \pm 0.86) \cdot 10^{-3}$

Tabelle 6.4: *Verhältnis von 2-jet Wirkungsquerschnitt zum totalen Wirkungsquerschnitt von Photoproduktionsereignissen mit einem vorwärtsgestreuten Proton im Vorwärtsprotonspektrometer und von inklusiver Photoproduktion.*

Das Verhältnis für die Daten des Vorwärtsprotonspektrometers ist mit einer Signifikanz von einer Standardabweichung um den Faktor 4 kleiner. Dies läßt sich mit dem unterschiedlichen verfügbaren Phasenraum für die Jetproduktion erklären. Bei inklusiver Photoproduktion steht in erster Näherung der gesamte hadronische Endzustand W für die Jetproduktion zur Verfügung. Bei Streuprozessen, die auf diffraktiven Produktionsmechanismen beruhen und wo das Proton intakt bleibt, steht lediglich der Endzustand X zur Verfügung (siehe auch die Abschnitte zur Kinematik in Kapitel 1). Die Masse M_X des Zustands X ist wegen $M_X^2 = x_{\mathbb{P}} W^2$ kleiner als W, daher erwartet man einen geringeren Anteil an 2-jet Ereignissen.

Zusammenfassung und Ausblick

Gegenstand dieser Arbeit war die Bestimmung des einfach differentiellen Wirkungsquerschnitts $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}E_{p'}$ von Photoproduktionsereignissen mit einem vorwärtsgestreuten Proton ($\gamma p \to X p'$). Die Protonenergie lag im Bereich von $580\,\mathrm{GeV} < E_{p'} < 740\,\mathrm{GeV}$ und der Transversalimpuls war auf $p_{\perp,p'} < 200\,\mathrm{MeV/c}$ eingeschränkt. Bestimmt wurde der Wirkungsquerschnitt bei $<W> \; = <\sqrt{s_{\gamma p}}> = 90$, 187 und 231 GeV. Die Daten dieser Analyse wurden 1995 mit dem H1-Detektor aufgezeichnet, die dem Datensatz zugrundeliegende integrierte Luminosität betrug $2.05\,\mathrm{pb}^{-1}$. Die betrachteten Positron-Proton-Streuereignisse zeichnen sich durch ein unter kleinem Winkel in Rückwärtsrichtung gestreutes Positron aus, welches in einem der Positrondetektoren des Luminositätsmeßsystems nachgewiesen wird. Ein wesentliches Merkmal ist das unter kleinem Winkel in Vorwärtsrichtung gestreute Proton, welches 1995 erstmals im H1-Vorwärtsprotonspektrometer gemessen werden konnte. Die Selektion der Ereignisse erfolgte im wesentlichen über den Nachweis des gestreuten Positrons und des gestreuten Protons. Zusätzlich wurden ein rekonstruierter Ereignisvertex und eine rekonstruierte Spur in der zentralen Spurkammer verlangt. Die Selektionseffizienz und die Akzeptanz, sowie Korrekturen für die Bestimmung des Wirkungsquerschnitts wurden ermittelt.

Das Vorwärtsprotonspektrometer besteht aus zwei Detektorstationen bei 81 und 90 m, sowie den Magneten des Protonstrahlrohres, die zwischen den Stationen und dem Wechselwirkungspunkt liegen. Aus der gemessenen Protonspur und der bekannten Dispersion der Magnetstrecke lassen sich die Energie $E_{p'}$ und der Streuwinkel $\vartheta_{p'}$ des Protons am Wechselwirkungspunkt rekonstruieren. Die erreichte Auflösung beträgt $\Delta E_{p'} = 2 - 6\,\mathrm{GeV}$, $\Delta\vartheta_x = 5 - 10\,\mu\mathrm{rad}$ und $\Delta\vartheta_y = 5 - 100\,\mu\mathrm{rad}$ in Abhängigkeit der jeweils anderen Größen. Die globale Unsicherheit in der Energiemessung ist kleiner als 11 GeV.

Der gemessene Wirkungsquerschnitt $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}E_{p'}$ ist innerhalb der Fehler nur wenig von $<W>$ und $E_{p'}$ abhängig und liegt in der Größenordnung von 7 nb/GeV. Eine Anpassung mit den Vorhersagen der Regge-Theorie ergibt, daß die betrachteten Daten verträglich mit der Annahme von π°-Austausch sind. Die Extrapolation einer Regge-Anpassung ohne Pion-Austausch an Daten der diffraktiven Dissoziation von Photoproduktion in den kinematischen Bereich dieser Analyse beschreibt die Daten nicht. Um Informationen über den Anteil harter Photoproduktionsprozesse zu gewinnen, wurde mit Hilfe eines sogenannten Kegel-Algorithmus eine Selektion von 2-jet Ereignissen durchgeführt. Die Jets mußten einen Transversalimpuls von $p_{\perp,\mathrm{jet}} > 4\,\mathrm{GeV}$ haben und im Bereich $0 < \eta_{\mathrm{jet}} < 2.5$ der Pseudorapidität liegen. Der resultierende Wirkungsquerschnitt beträgt etwa 140 pb/GeV. Ein Vergleich mit den Vorhersagen des POMPYT Monte-Carlo zeigt, daß eine Beschreibung der Größenordnung des gemessenen 2-jet Wirkungsquerschnitts in der Regge-Theorie mit Anteilen des Pion- und des Pomeron-Austauschs möglich ist. Der Anteil von harten Prozessen (2-jet) am semi-inklusiven Wirkungsquerschnitt ist um den Faktor 4 kleiner als der entsprechende Anteil bei inklusiver Photoproduktion, was sich durch Phasenraumunterschiede zwischen inklusiven Ereignissen und solchen, die auf diffraktiven Produktionsmechanismen basieren erklären läßt.

Eine Messung mit verringertem statistischen Fehler wird von den Daten des Jahres 1996 erwartet, die nutzbare integrierte Luminosität beträgt $5.2\,\mathrm{pb}^{-1}$. Anfang 1997 wurden zwei weitere Detektorstationen bei 63 und 80 m installiert, die den Akzeptanzbereich von $E_{p'} < 740\,\mathrm{GeV}$ zu Energiewerten bis an die Strahlenergie heran erweitern sollen. Damit wird es möglich, Vektormesonproduktion sowie die Übergangsregion zwischen Pion-, f- und Pomeron-Austausch zu untersuchen und eine bessere Eichung der bisherigen Stationen zu ermöglichen.

Danksagung

Zum Gelingen dieser Arbeit haben viele Menschen beigetragen, denen ich herzlich für ihre Unterstützung danke. Mein besonderer Dank gilt

- Herrn Prof. Dr. Büßer für die Ermöglichung dieser Arbeit, das stete Interesse an deren Gelingen und die freundliche Betreuung,
- Herrn Dr. Stefan Rieß für umfangreichen fachlichen Rat, besonders bei der inhaltlichen Darstellung,
- Herrn Dr. Jörg Lipinski für die fruchtbaren Diskussionen,
- Arndt Boris Fahr für die wertvollen Anregungen und die ausführliche Suche nach Ausdrucks-, Rechtschreibungs- und Zeichensetzungsfehlern,
- Herrn Dr. Paul Richard Newman für die Unterstützung bei den Regge-Fits,
- Herrn Dr. Benno List, Hanna Mahlke-Krüger, Tim Wilksen, Sergey Kotelnikov, sowie der TEB-Gruppe für die gute Zusammenarbeit, ohne sie wäre das Vorwärtsprotonspektrometer nicht das was es ist,
- den anderen Mitgliedern der FPS-Gruppe und der Diffraktiven-Arbeitsgruppe für die produktive Arbeitsumgebung,
- Herrn Prof. Dr. Schmidt-Parzefall und Herrn Prof. Dr. Büßer für die Bereitschaft, als Gutachter der Dissertation zur Verfügung zu stehen, Herrn Prof. Dr. Heinzelmann für die Bereitschaft, als Gutachter der Disputation zur Verfügung zu stehen
- und allen Mitgliedern der H1-Gruppe des II. Instituts für Experimentalphysik der Universität Hamburg für die tolle Arbeitsatmosphäre.

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Literaturverzeichnis

[1] S. Levonian, *Help for the e-tagger related analyses*, HTML-Dokument, http://www-h1.desy.de/ levonian/QPETAC.html

[2] S. Levonian, *1995 Minimum bias e-tag gamma-p samples*, HTML-Dokument, http://www-h1.desy.de/h1/iww/iwork/igp/files/data_95.etag

[3] H1-Collaboration, *Experimental Study of Hard Photon Radiation Processes at HERA*, Zeitschrift für Physik **C66**, 529 (1995)

[4] V. Andreev, *Acceptance Determination of Eletron Tagger (ET44) in 1995*, H1-10/96-493 (1996)

[5] N. Gogitidze & S. Levonian, *An Offline Luminositiy Determination for the 1995 H1* e^+p *Data*, H1-02/96-471

[6] C. F. v. Weizsäcker, *Ausstrahlung bei Stössen sehr schneller Elektronen*, Zeitschrift für Physik **88**, 612 (1934)

[7] E. J. Williams, *Nature of the High Energy Particles of Penetrating Radiation and Status of Ionization and Radiation Formulae*, Physical Review **45**, 729 (1934)

[8] S. Frixione, *Improving the Weizsäcker-Williams approximation in electron proton collisions*, Physics Letters **B319**, 339 (1993)

[9] H1-Kollaboration, *Measurement of the total photon proton cross section and its decomposition at 200 GeV centre of mass energy*, Zeitschrift für Physik **C69**, 27-38 (1995)

[10] Armen Bouniatian, *Studies of Hard Scattering in Photoproduction at the ep Storage Ring HERA with the H1 Detector*, Dissertation Universität Hamburg (1995)

[11] Ralph Engel, *Hadronic Interactions of Photons at High Energies*, Dissertation Universität-Gesamthochschule-Siegen (1997)

[12] Hans Peter Beck, *Measurement of the Total Photoproduction Cross Section at the Electron Proton Collider HERA at* $W_{\gamma p}$ *of 200 GeV*, Dissertation Universität Zürich (1996)

[13] J. J. Sakurai, *Theory of Strong Interactions*, Annals Physics **11**, 1 (1960)

[14] Aharon Levy, *Low-x physics at HERA*, Vorlesung aus der Reihe Stong Interactions Study Days, Kloster Banz, Deutschland, 10-12.Okt. (1995)

[15] Stefan Söldner-Rembold, *The Structure of the Photon*, Vortrag des XVIII International Symposium on Lepton Photon Interactions, Germany (1997)

[16] H1-Collaboration, *Single Inclusive Parton Cross Sections in photoproduction and the Photon structure*, Nuclear Physics **B445**,195 (1995)

[17] H1-Kollaboration, *Measurement of the Inclusive Di-Jet Cross Section in Photoproduction and Determination of an Effective Parton Distribution in the Photon*, DESY-97-164 / erscheint in Zeitschrift für Physik **C**

[18] H1-Kollaboration, *Low Q2 Jet Production at HERA and Virtual Photon Structure*, DESY-97-179 / erscheint in Physics Letters

[19] T. Regge, *Introduction to Complex Orbital Momenta*, Nuovo Cimento **14**, 951 (1959)

[20] T. Regge, *Bound States, Shadow States and Mandelstam Representation*, Nuovo Cimento **18**, 947 (1960)

[21] C. F. Chew & S. C. Frautschi, *Principle of Equivalence for all Strongly Interacting Particles within S-Matrix Framework*, Physical Review Letters **7**, 394 (1961)

[22] M. Froissart, *Asymptotic Behavior of Scatternig Amplitudes*, Physical Review **123**, 1053 (1961)

[23] A. Martin, *Unitarity and High-Energy Behavior of Scattering Amplitudes*, Physical Review **129**, 1432 (1963)

[24] F. E. Low, *Model of the bare Pomeron*, Physical Review **D12**, 163 (1975)

[25] A. Donnachie & P. Landshoff, *Total cross sections*, Physics Letters **B296**, 227 (1992)

[26] K. Goulianos, *Diffractive Dissociation*, Nuclear Physics **B12**, 110 (1990)

[27] R. L. Cool et al, *Diffration dissociation of* $\pi^{\pm}$, $K^{\pm}$ *and* $p^{\pm}$ *at 100 and 200 GeV/c*, Physics Review Letters **47**, 701 (1981)

[28] J. Pumplin, *Eikonal Models for Diffraction Dissociation on Nuclei*, Physical Review **D8**, 2899 (1963)

[29] K. Goulianos, *Diffractive Interactions of Hadrons at high Energies*, Physics Reports **101**, No.3, 169 (1983)

[30] A. B. Kaidalov, *Diffractive Production Mechanisms*, Physics Reports **50**, No.3, 157 (1979)

[31] Elisabetta Gallo, *Diffraction*, Vortrag aus XVIII International Symposium on Lepton Photon Interactions, Germany (1997)

[32] Gunnar Ingelman, P.E.Schlein, *Jet structure in high mass diffractive scattering*, Physical Letters **B152** (No. 3, 4), 256 (1985)

[33] M. Przybycien, A. Szczurek & G. Ingelman, *Properties of HERA Events from DIS on Pions in the Proton*, DESY 96-073 (1996)

[34] K. Golec-Biernat & J. Kwiecinski, *Subleading Reggeons in Deep Inelastic Diffractive Scattering at HERA*, hep-ph/9607399 (1996)

[35] K. Golec-Biernat, J. Kwiecinski & A. Szczurek, *Reggeon and pion contributions in semi-exclusive diffractive processes at HERA*, hep-ph/9701254v4 (1997)

[36] B. Kopeliovich et al., *Deep inelastic electroproduction of neutrons in the proton fragmentation region*, Zeitschrift für Physik **C73**, 125 (1996)

[37] W. Buchmüller, *Scaling and diffraction in deep inelastic scattering*, Physics Letters **B353**, 335 (1995)

[38] W. Buchmüller & A. Hebecker, *A parton model for diffractive processes in deep inelastic scattering*, Physics Letters **B355**, 573 (1995)

[39] E. A. Kuraev, L. N. Lipatov & V. S. Fadin, *Multi-Reggeon Processes in the Yang-Mills Theory*, Soviet Physics JETP **44**, 443 (1976)

[40] E. A. Kuraev, L. N. Lipatov & V. S. Fadin, *The Pomeranchuk Singularity in nonabelian Gauge Theories*, Soviet Physics JETP **45**, 199 (1977)

[41] Y. Y. Balitski & L. N. Lipatov, *The Pomeranchuk Singularity in Quantum Chromodynamics*, Nuclear Physics **28**, 822 (1978)

[42] G. Alberi & G. Goggi, *Diffraction of Subnuclear Waves*, Physics Reports **74**, 1 (1981)

[43] ZEUS-Kollaboration, *Measurement of Elastic Rho (0) Photoproduction at HERA*, Zeitschrift für Physik **C69**, 39 (1995)

[44] H1-Kollaboration, *Elastic Photoproduction of Rho0 Mesons at HERA*, Nuclear Physics **B463**, 3 (1996)

[45] ZEUS-Kollaboration, *Measurement of Elastic Omega Photoproduction at HERA*, Zeitschrift für Physik **C72**, 73 (1996)

[46] ZEUS-Kollaboration, *Measurement of Elastic phi-Photoproduction at HERA*, Physics Letters **B377**, 259 (1996)

[47] H1-Kollaboration, *Elastic and Inelastic Photoproduction of J/psi Mesons at HERA*, Nuclear Physics **B472**, 3 (1996)

[48] H1-Kollaboration, *Diffraction dissociation in photoproduction at HERA*, Zeitschrift für Physik **C74**, 221 (1997)

[49] T. Chapin et al., *Diffraction Dissociation of Photons on Hydrogen*, Physics Review **D31**, 17 (1985)

[50] K. Watson, Physics Review **85**, 852 (1952)

[51] Jörg Lipinski, *Bestimmung der Protonstrukturfunktion F_2 bei großen Impulsüberträgen am H1-Experiment*, Dissertation Universität Hamburg (1996)

[52] ZEUS-Kollaboration, *Observation of events with a large rapidity gap in deep inelastic scattering at HERA*, Physics Letters **B315**, 481 (1993)

[53] H1-Kollaboration, *Deep inelastic scattering events with a large rapidity gap*, Nuclear Physics **B439** No. 4, 477 (1994)

[54] Tim Wilksen, *Untersuchungen am Prototypen des H1-Vorwärtsprotonspektrometers mit dem Triggerszintillatorsystem*, Diplomarbeit Universität Hamburg (1995)

[55] Benno List, *Tiefunelastische ep-Streuung bei HERA unter Nachweis eines vorwärts gestreuten Protons*, Dissertation Universität Hamburg (1996)

[56] Benno List, *Diffraktive J/Ψ-Produktion in Elektron-Proton-Stößen am Speicherring HERA*, Diplomarbeit Technische Universität Berlin (1993)

[57] Inter-University ULB-VUB (Brussels) et al., *Upgrade of th H1 Forward Proton Spectrometer*, DESY Report PRC 96/01 (1996)

[58] Inter-University ULB-VUB (Brussels) et al., *Proposal for a Forward Proton Spectrometer for H1*, H1-10/94-381, PRC 94/03 (1994)

[59] Inter-University ULB-VUB (Brussels) et al., *Status Report for the Forward Proton Spectrometer of H1*, H1-08/95-451, PRC 95/03 (1995)

[60] H1-Kollaboration, *The Forward Proton Spectrometer of H1*, Paper pa17-025, Beitrag zur ICHEP'96, Warschau, Polen (1996)

[61] ZEUS-Kollaboration, *The ZEUS Leading Proton Spectrometer and its use in the measurement of elastic Rho0 Photoproduction at HERA*, Zeitschrift für Physik **C73**, 253 (1997)

[62] H1-Kollaboration, *The H1 detector at HERA*, Nuclear Instruments & Methods in Physics Research **A386**, 310 (1997)

[63] H1-Kollaboration, *The tracking, calorimeter and muon detectors of the H1 experiment at HERA*, Nuclear Instruments & Methods in Physics Research **A386**, 348 (1997)

[64] Frank Lehner, *SPACAL HOMEPAGE*, HTML-Dokument, http://www-h1.desy.de/h1det/calo/spacal/spacal.html (1997)

[65] Urs Langenegger, *persönliche Mitteilung*, 4. Dezember (1996)

[66] J. Gassner, *Messung der Ortsauflösung des H1-Siliziumvertexdetektors*, Diplomarbeit ETH Zürich (1996)

[67] S. A. Prell, *Entwicklung des Steuer- und Auslesemoduls für die Siliziumstreifendetektoren des H1-Detektors*, Dissertation Universität-Hamburg (1996)

[68] K. Wille, *Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen*, Teubner Studienbücher (1992)

[69] J. Roßbach & P.Schmüser, *Basic course on accelerator optics*, interner DESY-Report M-93-03 (1993)

[70] Particle Data Group, R.M.Barnett et al., *Review of particle physics* , Physics Review **54** (No. 1, Pt.I), 1

[71] G.L.Squires, *Practical Physics*, London (McGraw-Hill) (1968)

[72] H1-Kollaboration, *Leading Neutron Production in Deep Inelastic $e-p$ Scattering at HERA*, Paper pa02-063, Beitrag zur ICHEP'96, Warschau, Polen (1996)

[73] Ralph Engel, *PHOJET manual*, Universität Siegen preprint 95-05 (1995)

[74] P. Bruni, A. Edin & G. Ingelman, *POMPYT version 2.6 – A Monte Carlo to Simulate Diffractive Hard Scattering Processes*, von http://www3.tsl.uu.se/thep/pompyt (1996)

[75] T. Sjöstrand, *PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4 Physics and Manual*, CERN-TH.7112 (1994)

[76] CERN-PPE, *PDFLIB: Nucleon, Pion and Photon Parton Density Functions and α_s Calculations. User's Manual*, CERN-W5051 PDFLIB

[77] A. Metha für die H1-Kollaboration, *New Results on Diffractive Deep Inelastic Scattering*, Beitrag zur Conference on Hard Diffractive Processes, Eilat, Israel (1996)

[78] H1-Kollaboration, *First measurement of the deep-inelastic structure of proton diffraction*, Physics Letters **B348**, 681 (1995)

[79] Benno List, *Parametrisierungen des Pionflusses*, unveröffentlicht

[80] G. Ingelman & P. Schlein, *Jet structure in high mass diffractive scattering*, Physics Letters **B152**, 256 (1985)

[81] H1-Kollaboration, *Inclusive parton cross sections in photoproduction and photon structure*, Nuclear Physics **B445**, 195 (1995)

[82] J. Huth et al., *Proceedings of the 1990 DPF Summer Study on High Energy Physics*, Snowmass, Editor E. L. Berger, World Scientific 134 (1992)

[83] G. Knies, *CLIM, a combination scheme for clusters and tracks*, Minutes of the E scale meeting 05.02.1996, internes H1-Dokument, HTML, http://www-h1.desy.de/h1/iww/idet/icalo/meetings/mi960205