Photoproduktion von ρ–Mesonen unter Nachweis des vorwärts gestreuten Protons bei H1

DISSERTATION
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

Vorgelegt von
Oliver Karschnick
aus Kiel

Hamburg
2001

Gutachter der Dissertation:	Prof. Dr. W. Bartel Prof. Dr. F.-W. Büßer
Gutachter der Disputation:	Prof. Dr. F.-W. Büßer Prof. Dr. R.-D. Heuer
Datum der Disputation:	28.05.2001
Dekan des Fachbereichs Physik und Vorsitzender des Promotionsausschusses:	Prof. Dr. F.-W. Büßer

Photoproduktion von ρ–Mesonen
unter Nachweis des vorwärts gestreuten Protons

Kurzfassung

Mit dem Vorwärtsprotonspektrometer ist es erstmals möglich, an dem H1-Experiment bei HERA die elastische Photoproduktion von ρ-Mesonen ($\gamma p \to \rho p'$) mit dem direkten Nachweis des unter kleinen Winkeln $\theta_p < 0.5$ mrad diffraktiv gestreuten Protons zu studieren. Die hier vorgestellte Analyse basiert auf einer integrierten Luminosität von 2.98 pb^{-1}, die in den Monaten Januar bis April 1999 aufgezeichnet wurde. Der zugängliche kinematische Bereich für die Photon-Proton-Schwerpunktsenergie W und das Quadrat des übertragenen Viererimpulses am Protonvertex t ist 25 GeV $< W <$ 70 GeV ($\langle W \rangle = 38.1$ GeV) und 0.073 GeV$^2 < |t| < 0.450$ GeV^2.

Die Verteilung der invarianten Masse des $\pi^+\pi^-$-Paares zeigt eine deutliche Asymmetrie. Diese ist im Rahmen des Söding-Modells zurückzuführen auf die Interferenz von resonanter und nichtresonanter $(\pi^+\pi^-)$-Produktion und wächst mit geringer werdenden Werten für $|t|$. Eine Abhängigkeit der Schiefe von W wird nicht beobachtet.

Der Wirkungsquerschnitt für die resonante ρ-Meson Produktion ergibt extrapoliert in den Massenbereich $2M_\pi < M_{\pi\pi} < M_\rho + 5\Gamma_\rho$ einen Wert von $(4.45 \pm 0.42(\text{syst.}) \pm 0.55(\text{stat.}))\ \mu b$ für $0.073\ \text{GeV}^2 < |t| < 0.450\ \text{GeV}^2$.

Das $|t|$-Spektrum wird mit dem Vorwärtsprotonspektrometer gemessen. Es zeigt ein Verhalten wie $d\sigma/d|t| = A_\rho \exp(-b_\rho|t|)$ mit einem Steigungsparameter von $b_\rho = (10.31 \pm 0.77(\text{stat.}) \pm 0.52(\text{syst.}))\ \text{GeV}^{-2}$.

Eine Messung von b_ρ in drei W-Intervallen liefert einen Wert für die Steigung der Pomeron-Trajektorie von $\alpha'_{\mathbb{P}} = (0.3 \pm 0.4\ (\text{stat.}))\ \text{GeV}^{-2}$. Dieser Wert ist im Rahmen der Fehler mit dem Wert von $\alpha'_{\mathbb{P}} = 0.25\ \text{GeV}^{-2}$ aus anderen Messungen kompatibel.

Eine Extrapolation des Wirkungsquerschnitts in den Bereich $|t|_{min} < |t| < 0.5\ \text{GeV}^2$ ergibt $\sigma(\gamma p \to \rho p) = (9.59 \pm 0.80(\text{stat.}) \pm 1.15(\text{syst.}))\ \mu b$. Die W-Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes zeigt sich im Rahmen der Fehler kompatibel mit einem Anstieg wie $W^{0.22}$.

Aus der Analyse der Zerfallswinkelverteilung der Pionen können zwei Elemente r^{04}_{00} und r^{04}_{1-1} der Spindichtematrix bestimmt werden. Es ergibt sich $r^{04}_{00} = 0.030 \pm 0.030(\text{stat.}) \pm 0.010(\text{syst.})$ und $r^{04}_{1-1} = -0.017 \pm 0.032(\text{stat.}) \pm 0.020(\text{syst.})$. Dieses Ergebnis ist konform mit der Annahme, daß die s-Kanal-Helizität bei diesem Prozeß erhalten bleibt.

Photoproduction of ρ Mesons with a Final State Proton

Abstract

The elastic photoproduction of ρ mesons is studied with the H1 detector for the first time by measuring the final state proton using the forward proton spectrometer. In these reactions the proton is scattered under small angles $\theta_p < 0.5$ mrad. The analysis is based on data which were taken between January and April 1999 corresponding to an integrated Luminosity 2.98 pb^{-1}. The photon-proton center-of-mass energy in this analysis is in the range 25 GeV $< W <$ 70 GeV ($\langle W \rangle = 38.1$ GeV) with four-momentum transfers squared of 0.073 GeV$^2 < |t| < 0.45$ GeV^2 at the proton vertex.

The distribution of the $\pi^+\pi^-$ invariant mass is found to be skewed. In the Söding Model this is attributed to an interference between resonant and non-resonant production of $\pi^+\pi^-$ pairs. The amount of skewing increases with decreasing $|t|$ as expected. A variation with W is not observed.

The cross section for resonant ρ meson production, measured for the accessible $|t|$ and W range and extrapolated in $2M_\pi < M_{\pi\pi} < M_\rho + 5\Gamma_\rho$, is $(4.61 \pm 0.42(syst.) \pm 0.55(\text{stat.}))$ μb.

The $|t|$ spectrum is measured directly with the forward proton spectrometer. It is described by an exponentially falling function of the form $d\sigma/d|t| = A_\rho \exp(-b_\rho|t|)$ with a slope parameter of $b_\rho = (10.31 \pm 0.77(\text{stat.}) \pm 0.52(\text{syst.}))$ GeV^{-2} (for $\langle W \rangle = 38.1$ GeV).

The slope of the Pomeron-trajectory is determined by measuring b_ρ in three different W intervals to be $\alpha'_{\mathbb{P}} = 0.3 \pm 0.4$ (stat.) GeV^{-2}. Within the errors this is compatible with a value of $\alpha'_{\mathbb{P}} = 0.25$ from other experiments.

An extrapolation to the range $|t|_{min} < |t| < 0.5$ GeV^2 is performed and leads to the result $\sigma(\gamma p \to \rho p) = (9.59 \pm 0.80(\text{stat.}) \pm 1.15(\text{syst.}))$ μb . The W dependence of the cross section is compatible within the errors with the value of $W^{0.22}$.

With the analysis of the decay angular distribution of the two pions, two elements r^{04}_{00} and r^{04}_{1-1} of the spin-density matrix can be extracted. These are measured to be $r^{04}_{00} = 0.030 \pm 0.030(\text{stat.}) \pm 0.010(\text{syst.})$ and $r^{04}_{1-1} = -0.017 \pm 0.032(\text{stat.}) \pm 0.020(\text{syst.})$. These results are compatible with the assumption that the s-channel helicity is conserved in this process.

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einführung

In den 60er Jahren ergaben Messungen in Experimenten mit stationärem Target, daß die Produktion von ρ-Vektormesonen $\gamma p \rightarrow \rho p'$ mit quasireellen Photonen charakteristische Eigenschaften diffraktiver Prozesse aufweist: Der Wirkungsquerschnitt ist nur schwach abhängig von der Photon-Proton-Schwerpunktsenergie W und der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d|t|$ ist für kleine Werte von $|t|$ exponentiell abhängig von dem quadrierten Viererimpulsübertrag am Protonvertex $|t|$. Diese Eigenschaften sind typisch für die elastische Hadron-Hadron Streuung.

Die Beobachtung, daß das Photon offenbar auch hadronisch wechselwirken kann, wird im Vektor-Dominanz-Modell beschrieben, in dessen Rahmen das Photon in ein Quark-Antiquark-Paar fluktuieren kann. Das aus dem $q\overline{q}$-Paar entstehende Vektormeson trägt dabei dieselben Quantenzahlen wie das Photon und streut elastisch an dem Proton. Insbesondere übernimmt in diesem Modell das Vektormeson die Helizität des Photons. Diese diffraktive Streuung des Vektormesons am Proton kann im Rahmen des Regge-Modells verstanden werden. Die Beschreibung basiert auf dem Austausch eines Zustandes, der die Vakuumquantenzahlen trägt und als *Pomeron*-Trajektorie bezeichnet wird. Für reelle und quasireelle Photonen sowie kleine Werte für $|t|$ beschreibt dieses Modell die Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnittes.

An dem Speicherring HERA[1] wurden 1999 Elektronen einer Energie von 27.6 GeV und Protonen einer Energie von 920 GeV zur Kollision gebracht. Die zur Verfügung stehende Elektron-Proton-Schwerpunktsenergie beträgt $\sqrt{s} = 319$ GeV. Es ergibt sich damit die Möglichkeit, die bei den Experimenten mit stationärem Target gewonnenen Ergebnisse in einen Bereich der Photon-Proton-Schwerpunktsenergie W fortzusetzten, der um mehr als eine Größenordnung über dem dieser Experimente liegt.

Der H1-Detektor bei HERA bietet die Möglichkeit, den Prozeß $\gamma p \rightarrow \rho p'$ näher zu untersuchen. Die Elektronen dienen dabei als Quelle quasireeller Photonen. Bei solchen Reaktionen verbleiben die Elektronen nahezu ungestreut in dem Strahlrohr. Das ρ-Meson zerfällt in ein $\pi^+\pi^-$-Paar, welches in einer zentralen Spurkammer vermessen wird. Das Proton wird bei diesen diffraktiven Prozessen unter einem kleinen Winkel von $\theta_p < 0.5$ mrad gestreut und verbleibt mit nahezu der vollen Strahlenergie im Strahlrohr. Es kann mit Hilfe von zwei der vier Detektoren des Vorwärtsprotonspektrometers in

[1] **H**adron-**E**lektron-**R**ing-**A**nlage

ca. 64 m und 80 m Entfernung vom Wechselwirkungspunkt vermessen werden. Zusammen mit den Strahlführungsmagneten bilden diese Detektoren ein magnetisches Spektrometer und werden bei H1 erstmalig bei der Untersuchung der elastischen Vektormesonerzeugung eingesetzt. Der Vorteil dabei ist, daß das Proton und dessen Viererimpuls *direkt* vermessen werden kann. Dies ist eine geeignete Methode, elastische Ereignisse von solchen zu trennen, bei denen das Proton angeregt wird.

Ziel der vorliegenden Arbeit ist es, Ereignisse zu analysieren, bei denen ein quasireelles Photonen in ein ρ-Meson fluktuiert und diffraktiv elastisch an einem Proton streut. Analyseschwerpunkte sind

- das Studium des invarianten Massenspektrums des ρ-Mesons,
- die Messung des Wirkungsquerschnittes für den Prozeß $\gamma p \to \rho p'$ in Abhängigkeit von W und $|t|$,
- die Messung des differentiellen Wirkungsquerschnittes $d\sigma/d|t|$ und damit auch die Abhängigkeit des Steigungsparameters b_ρ von W, wobei $|t|$ durch den direkten Nachweis des Protons im Vorwärtsprotonspektrometer bestimmt wird, und
- die Überprüfung der Annahme, ob die Messung konform mit der Erhaltung der Helizität des Photons beim Übergang in das Vektormeson ist.

Die Arbeit gliedert sich wie folgt: Im Anschluß an diese Einführung wird ein Überblick über die theoretischen Grundlagen gegeben, sowie HERA und der H1-Detektor vorgestellt. Ein Schwerpunkt liegt dabei auf der Darstellung des Vorwärtsprotonspektrometers. Danach wird die Auswahl der Daten beschrieben und die Nachweiswahrscheinlichkeiten der verwendeten Detektoren berechnet. Die mit der Monte-Carlo-Simulation korrigierten Daten werden schließlich im Hinblick auf die oben angegebenen Analyseschwerpunkte ausgewertet.

Kapitel 2

Theoretischer Überblick

Die **H**adron-**E**lektron-**R**ing-**A**nlage HERA ist der erste Speicherring, bei dem hochenergetische Elektronen oder Positronen mit Protonen zur Kollision gebracht werden. Dabei wird eine Klasse von Teilchenreaktionen, bei denen es zu einem Austausch der von den Elektronen mitgeführten quasireellen Photonen kommt, der *Photoproduktion* zugeordnet. Für das Quadrat des Viererimpulses dieser Photonen q^2 gilt bei solchen Prozessen $q^2 \approx 0$ GeV. Ihre zugeordnete Masse ist gegenüber allen anderen zu vernachlässigen, und sie sind transversal polarisiert.

In dieser Arbeit wird die diffraktive elastische Photoproduktion von ρ-Mesonen untersucht. *Elastisch* bedeutet, daß das Proton intakt bleibt.

In diesem Kapitel wird der im Rahmen der Analyse benötigte Hintergrund vorgestellt. Dabei liegt der Schwerpunkt auf der *elastischen Photoproduktion* von Vektormesonen und den damit verbundenen theoretischen Modellen.

2.1 Photon-Proton-Wechselwirkungen

Bei Experimenten mit stationärem Target und kleinen Photon-Proton Schwerpunktsenergien $\sqrt{s_{\gamma p}}$ wurde gezeigt, daß sich bei der elastischen Photoproduktion von ρ–Mesonen $\gamma p \to \rho p$ bei kleinen quadrierten Viererimpulsübertrag am Protonvertex $|t|$ der Wirkungsquerschnitt ähnlich wie bei der elastischer Streuung von Hadronen [Bau78, Lan90] verhält: Von der Schwerpunktsenergie $\sqrt{s_{\gamma p}}$ hängt er nur schwach ab, von $|t|$ hingegen exponentiell.

Wie nun die quasireellen Photonen bei den hier betrachteten Prozessen hadronisch mit den Protonen wechselwirken, kann im Rahmen des Vektormeson-Dominanz-Modells und der Regge-Phänomenologie verstanden werden.

2.1.1 Das Vektormeson-Dominanz-Modell

Im Rahmen des Vektormeson-Dominanz-Modells (VDM) [Sak69] wird das physikalische Photon $|\,\gamma\,\rangle$ als eine Überlagerung

$$|\,\gamma\,\rangle = N_{QED}|\,\gamma_{QED}\,\rangle + N_h|\,h\,\rangle \tag{2.1}$$

eines Zustandes des “reinen” Photons $|\,\gamma_{\mathrm{QED}}\,\rangle$ mit einem hadronischen Zustand $|\,h\,\rangle$ angesehen. Die Konstanten N_{QED} und N_h dienen dabei der Normierung. Die Komponente $|\,\gamma_{\mathrm{QED}}\,\rangle$ kann nur elektromagnetisch wechselwirken und beteiligt sich nicht an hadronischen Wechselwirkungen. Die Komponente $|\,h\,\rangle$ trägt dem Umstand Rechnung, daß das Photon auch hadronische Eigenschaften aufweist.

Das Unschärfeprinzip erlaubt eine Fluktuation des Photons γ in einen $q\overline{q}$-Zustand, der dieselben Quantenzahlen wie das Photon trägt. Solche Zustände werden als Vektormesonen bezeichnet. Die Fluktuationszeit ist dabei gegeben durch [Iof69]

$$t_f \approx \frac{2E_\gamma}{Q^2 + M_V^2},$$

wobei E_γ die Energie im Proton-Ruhesystem, $Q^2 = -q^2$ die Virtualität des Photons sowie M_V die Masse des Vektormesons V ist. Bei der Photoproduktion des leichtesten Vektormesons, dem ρ-Meson, ist die Fluktuationszeit so groß, daß seine zurückgelegte Wegstrecke ein Vielfaches des Nukleonradius von $r_N \approx 1$ fm beträgt.

Innerhalb des Vektormeson-Dominanz-Modells wird der hadronische Zustand $|\,h\,\rangle$ als eine Überlagerung von Vektormesonzuständen V

$$N_h|\,h\,\rangle = \sum_{V=\rho,\omega,\phi} \frac{e}{f_V}|\,V\,\rangle \tag{2.2}$$

dargestellt. Eine grundlegende Hypothese ist, daß nur die drei leichtesten Vektormesonen[1] zu $|\,h\,\rangle$ beitragen. Die Kopplung des Photons an das Vektormeson V wird durch eine Konstante f_V beschrieben, so daß der Faktor $(e/f_V)^2$ die Wahrscheinlichkeit für den Übergang $\gamma \to V$ angibt. Sie berechnet sich mit der Masse M_V des Vektormesons, seiner elektronischen Zerfallsbreite Γ_{ee} und der elektromagnetischen Feinstrukturkonstanten α_{em} zu [Bau78]

$$\left(\frac{e}{f_V}\right)^2 = \frac{3\Gamma_{ee}}{\alpha_{\mathrm{em}} M_V}\,. \tag{2.3}$$

Betrachtet man nur Prozesse, bei denen das Photon transversal[2] polarisiert ist und das virtuelle Vektormeson V nach der Streuung am Proton in das Vektormeson V übergeht, also nicht in ein anderes Vektormeson V' *(Diagonalnäherung)*, so erhält man die Vorhersage des VDM für den Photoproduktions-Wirkungsquerschnitt reeller Photonen [Sch94]

$$\sigma(\gamma p \to V p') = \frac{4\pi\alpha_{\mathrm{em}}}{f_V^2}\sigma(Vp \to Vp')\,. \tag{2.4}$$

Im Falle des ρ-Mesons ist $M_\rho = (769.3 \pm 0.8)$ MeV und $\Gamma_{ee} = (6.77 \pm 0.32)$ keV [Gro00] und es ergibt sich für $4\pi/f_V^2 = 0.496 \pm 0.023$.

Wenn Q^2 nicht mehr vernachlässigbar gegenüber der Masse des Vektormesons M_V^2 ist, muß in den Gleichungen 2.2 und 2.4 der Vektormeson-Propagator berücksichtigt werden, und der Anteil von longitudinal polarisierten Photonen ist nicht mehr Null. Für

[1] Die Einbeziehung schwerer Vektormesonen wird im generalisierten Vektormeson–Dominanz–Modell beschrieben [Sak72].

[2] Reelle Photonen können als masselose Spin-1-Teilchen nur transversal polarisiert sein und haben somit die Helizität $\lambda = \pm 1$. Virtuelle Photonen hingegen können auch longitudinal polarisiert sein, also die Helizität $\lambda = 0$ haben.

transversal polarisierte Photonen ergibt sich [Bau78]

$$\frac{\sigma_T^{\gamma p}(Q^2)}{\sigma_T^{\gamma p}(0)} = \left(\frac{M_V^2}{M_V^2 + Q^2}\right)^2 \tag{2.5}$$

und für longitudinal polarisierte

$$\frac{\sigma_L^{\gamma p}(Q^2)}{\sigma_T^{\gamma p}(0)} = \xi \frac{Q^2}{M_V^2} \left(\frac{M_V^2}{M_V^2 + Q^2}\right)^2 . \tag{2.6}$$

Der phänomenologische Parameter ξ beschreibt das Verhältnis von longitudinalem und transversalem γp-Wirkungsquerschnitt. Er ist von der Größenordnung 1.

Aus den Gleichungen 2.5 und 2.6 ergibt sich das Verhältnis der beiden Wirkungsquerschnitte bei einem festen Q^2 zu

$$R(Q^2) = \frac{\sigma_L^{\gamma p}(Q^2)}{\sigma_T^{\gamma p}(Q^2)} = \frac{\xi Q^2}{M_V^2} , \tag{2.7}$$

wonach die Produktion von Vektormesonen durch longitudinal polarisierte Photonen für $Q^2 \ll M_V^2$ stark unterdrückt ist. Die in dieser Analyse beteiligten quasireellen Photonen verhalten sich demnach wie reelle Photonen.

2.1.2 Regge–Phänomenologie

Im vorigen Abschnitt wurde die Produktion von ρ-Mesonen durch die Fluktuation eines Photons in einen gebundenen $q\overline{q}$-Zustand, also ein Vektormeson, im Rahmen des VDM beschrieben. Die elastische Streuung des Photons kann dann als elastische Streuung eines Mesons am Proton aufgefaßt werden. Dieser Prozeß zeichnet sich dadurch aus, daß die quadrierten Viererimpulsüberträge am Protonvertex t klein sind ($|t| \lesssim 0.5$ GeV ^{2}). Diese Ereignisklasse wird den diffraktiven Prozessen zugeordnet und kann im Rahmen der Regge Theorie [Reg59, Reg60, Gou83] beschrieben werden.

Regges Ansatz basiert darauf, einen Streuprozeß $AB \to XY$ (siehe Abbildung 2.1) bei der Schwerpunktsenergie $\sqrt{s_{AB}} = (p_A + p_B) = (p_X + p_Y)$ durch den Austausch von sogenannten Trajektorien zu beschreiben. Diese können mit einer linearen Funktion

$$\alpha(t) = \alpha(0) + \alpha' \cdot t \tag{2.8}$$

abhängig von dem quadrierten Viererimpulsübertrag $t = (p_A - p_X)^2 = (p_B - p_Y)^2$ und einem Achsenabschnitt $\alpha(0)$ beschrieben werden. Die Trajektorien sind in guter Näherung Geraden, so daß $\alpha' \approx$ const. ist.

Innerhalb des Regge-Bildes wird davon ausgegangen, daß die Entstehung des Endzustandes XY unter Bildung der Resonanz R_{res} im s-Kanal (Abbildung 2.1a) die gleiche Amplitude aufweist wie die Reaktion $A\overline{X} \to \overline{B}Y$ bei Austausch des virtuellen Teilchens R_{virt} im t–Kanal (Abbildung 2.1b); die Bedeutung der Variablen als Schwerpunktsenergie und Impulsübertrag tauschen sich dabei aus. Dieses Verhalten wird auch als *crossing symmetry* bezeichnet.

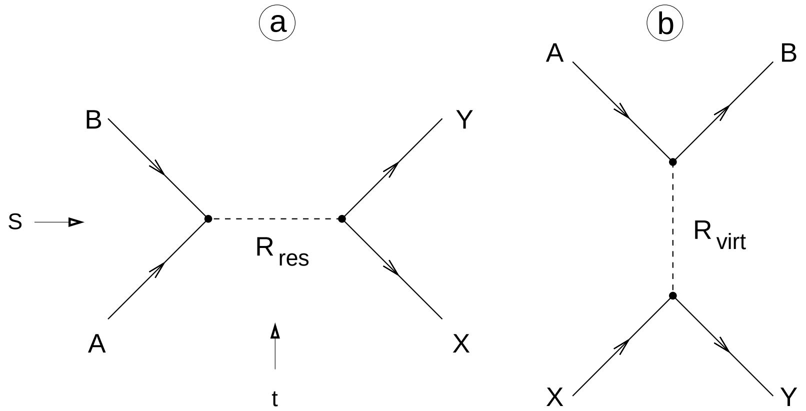

ABBILDUNG 2.1: *Der Prozeß* $AB \to XY$ *im a) t– und b) s–Kanal. Die Wechselwirkung wird einerseits durch den Austausch eines virtuellen Teilchens* R_{virt} *(t-Kanal) oder andererseits durch die Erzeugung einer Resonanz* R_{res} *(s-Kanal) beschrieben. Für elastische Prozesse ist* $X = A$ *und* $Y = B$.

Für den elastischen Prozeß $AB \to AB$ mit der Schwerpunktsenergie $\sqrt{s_{AB}}$ macht die Regge-Theorie die Vorhersagen[3] [Gou83, Col77]

$$\sigma_{tot}^{AB} = \sum_R \beta_{AR}(0)\beta_{BR}(0) {s_{AB}}^{\alpha_R(0)-1} \tag{2.9}$$

und

$$\frac{d\sigma_{el}^{AB}}{dt} = \sum_R \frac{\beta_{AR}^2(t)\beta_{BR}^2(t)}{16\pi} \cdot {s_{AB}}^{2\alpha_R(t)-2}. \tag{2.10}$$

Dabei beschreiben die reellen Funktionen $\beta_{AR}(t)$ und $\beta_{BR}(t)$ die Kopplung der Streupartner an die Trajektorie R. Jede dieser Funktionen hängt von einem der beiden Vertizes ab und ist unabhängig von dem jeweils anderen, was auch als Faktorisierung bezeichnet wird. Zur Berechnung des Wirkungsquerschnitts wird über alle Trajektorien R summiert, die einen Beitrag liefern.

Nach Gleichung 2.9 folgt, daß der Wirkungsquerschnitt für $\alpha(0) < 1$ mit steigendem s abnimmt. Bei Messungen des elastischen und totalen Wirkungsquerschnitts beobachtet man allerdings einen Anstieg [Bau78] mit wachsendem s. Um dieses Verhalten innerhalb des Regge-Modells zu erklären, wurde 1961 eine Regge-Trajektorie mit $\alpha(0) \geq 1$ postuliert [Che61]. Sie wird als *Pomeron*-Trajektorie[4] bezeichnet und muß, um zu elastischen Prozessen beitragen zu können, die Quantenzahlen des Vakuums tragen ($I = S = B = 0$ und $P = C = G = +$).

Die Werte für $\alpha_{\mathbb{P}}(0)$ und $\alpha'_{\mathbb{P}}(t)$ müssen aus Messungen ermittelt werden. Eine Anpassung an Daten aus Hadron-Hadron- und γp-Streuexperimenten ergibt die universellen Werte [Don92]

$$\alpha_{\mathbb{P}}(0) = 1.0808\ ,$$

[3] Hier, wie auch im Folgenden, wird s_{AB} als dimensionslose Variable betrachtet, die geeignet normiert ist. Üblicherweise werden als Normierungsfaktoren $1/s_0 = 1\ \text{GeV}^{-2}$ oder α' benutzt [Sch94].

[4] Die Trajektorie erhält diesen Namen, da sie das *Pomer*anschuk-Theorem erfüllt. Dieses besagt, daß bei hohen Energien der Wirkungsquerschnitt für die Streuung eines Teilchens X an einem anderen Y genauso groß ist wie der des Antiteilchens $\overline{X}$ an Y.

wobei oft auch der Wert $\epsilon = \alpha_{\mathbb{P}}(0) - 1 = 0.0808$ angegeben wird, sowie für die Steigung [Don84, Don86, Lan90]

$$\alpha'_{\mathbb{P}} = 0.25\ \text{GeV}^{-2}\,.$$

Bei der Berechnung der Wirkungsquerschnitte in den Gleichungen 2.9 und 2.10 wird über alle beteiligten Trajektorien R summiert.

Werden alle Trajektorien, für die $\alpha(0) = 1 - \eta < 1$ gilt, mit der Reggeon-Trajektorie $\mathbb{R}$ zusammengefaßt, so kann nach Donnachie und Landshoff [Don92] die Energieabhängigkeit des totalen Wirkungsquerschnitts durch den Ausdruck

$$\sigma_{tot}^{AB} = X_{AB} s_{AB}^{\epsilon} + Y_{AB} s_{AB}^{-\eta} \tag{2.11}$$

beschrieben werden, wobei $\eta = 1 - \alpha_{\mathbb{R}}(0) = 0.4525$ ist.

Bei ausreichend hohen Energien überwiegt die Pomeron-Trajektorie, so daß sich unter Vernachlässigung aller Trajektorien mit einem Achsenabschnitt $\alpha(0) < 1$ und der Ersetzung von β_{AR} und β_{BR} durch β_A und β_B aus den Gleichungen 2.9 und 2.10

$$\sigma_{tot}^{AB} = \beta_A(0)\beta_B(0) s_{AB}^{\alpha_{\mathbb{P}}(0)-1} \tag{2.12}$$

und

$$\frac{d\sigma_{el}^{AB}}{dt} = \frac{\beta_A^2(t)\beta_B^2(t)}{16\pi} \cdot s_{AB}^{2\alpha_{\mathbb{P}}(t)-2} \tag{2.13}$$

ergeben. Dabei können die Funktionen $\beta_A(t)$ und $\beta_B(t)$ nicht explizit aus der Regge-Theorie berechnet werden. Ein exponentieller Ansatz [Sch94] der Form

$$\begin{aligned} \beta_A(t) &= \beta_A(0) \exp(b_A t) \\ \beta_B(t) &= \beta_B(0) \exp(b_B t) \end{aligned} \tag{2.14}$$

wird durch Daten bestätigt. Damit ergibt sich

$$\frac{d\sigma_{el}^{AB}}{dt} = \frac{\beta_A^2(0)\beta_B^2(0)}{16\pi} \cdot s_{AB}^{2\epsilon} \cdot \exp(bt) \tag{2.15}$$

$$= \frac{(\sigma_{tot}^{AB})^2}{16\pi} \cdot \exp(bt), \tag{2.16}$$

wobei der Steigungs-Parameter b gegeben ist durch

$$b = b_0 + 2\alpha'_{\mathbb{P}} \ln s_{AB} \tag{2.17}$$

mit $b_0 = 2b_A + 2b_B$.

Bei der Betrachtung von Prozessen der elastischen Photoproduktion von ρ-Mesonen lassen sich folgende Ergebnisse zusammenfassen:

- Ausgehend von den Gleichungen 2.13 und 2.14 ergibt sich für die s-Abhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnitts

$$\frac{d\sigma_{el}^{AB}}{dt} \propto \exp(-b_\rho|t|) \cdot s_{AB}^{\delta} \tag{2.18}$$

mit

$$\delta = 2(\alpha_{\mathbb{P}}(0) + \alpha'_{\mathbb{P}}(t)t - 1)\ . \tag{2.19}$$

Eine Integration über $|t|$ ergibt

$$\sigma_{el}^{AB} \propto \frac{s^{2(\alpha_{\mathbb{P}}(0)-1)}}{b_\rho}. \tag{2.20}$$

Da aber b_ρ über Gleichung 2.17 von s abhängig ist, ist der Anstieg von s langsamer als $s^{0.16}$. Dies kann quantisiert werden, indem man Gleichung 2.20 annähert durch

$$\sigma_{el}^{AB} \propto s^{2(\alpha_{\mathbb{P}}(0)-\alpha'_{\mathbb{P}}/b_\rho-1)}\ . \tag{2.21}$$

Mit den Werten $\alpha_{\mathbb{P}}(0) = 1.0808$, $\alpha'_{\mathbb{P}} = 0.25$ GeV $^{-2}$ und $b_\rho = 10$ ergibt sich eine Abhängigkeit $\sigma_{el}^{AB} \propto s^{0.11}$.

- ◇ Nach Gleichung 2.17 nimmt der Wert des Steigungsparameters b logarithmisch mit dem Wert von s zu. Dieser Effekt wird als *shrinkage* bezeichnet. Gleichung 2.17 kann benutzt werden, um $\alpha'_{\mathbb{P}}$ in der ρp-Streuung zu bestimmen.

- ◇ In Anlehnung an die Diffraktion in der Optik kann der Steigungs-Parameter b als ein Maß für die Ausdehnung der Wechselwirkung angesehen werden mit $b = (r_p^2 + r_\rho^2)/4$ [Gou83]. Hierbei sind r_p und r_ρ die Radien des Protons bzw. ρ-Mesons. Mit $r_p = 1$ fm ≈ 5 GeV $^{-1}$ und $b \approx 10$ GeV $^{-2}$ ergibt sich eine Radius des ρ-Mesons von etwa $r_\rho \approx 4$ GeV $^{-1} \approx 0.8$ fm.

2.2 Diffraktive ρ–Meson Photoproduktion

In diesem Abschnitt wird die elastische ρ-Meson Photoproduktion bei HERA vorgestellt. Das bei diesen Prozessen unter sehr kleinen Winkeln gestreute Elektron kann aufgrund der geringen Akzeptanz der Detektoren in diesem Winkelbereich in den meisten Fällen nicht gemessen werden. Daher wird der Nachweis des Elektrons in dieser Analyse nicht explizit verlangt, so daß diese Ereignisse der *untagged* Photoproduktion zugeordnet werden. Das ebenfalls unter kleinen Winkeln $\theta_p < 0.5$ mrad gestreute Proton wird hingegen in dem Vorwärtsprotonspektrometer FPS[5] (siehe Abschnitt 3.3) gemessen.

Es werden nun die kinematischen Größen unter den Voraussetzungen eingeführt, daß die Zerfallsprodukte des ρ-Mesons im Zentraldetektor und das Proton im FPS gemessen wird, sowie das Elektron unerkannt im Strahlrohr entkommt.

2.2.1 Kinematik

Bei der diffraktiven elastischen Erzeugung von ρ^0–Mesonen, wird der Prozeß

$$e\,p \to e'\,\rho^0\,p' \to e'\,(\pi^+\pi^-)\,p' \tag{2.22}$$

[5] FPS: Forward Proton Spectrometre

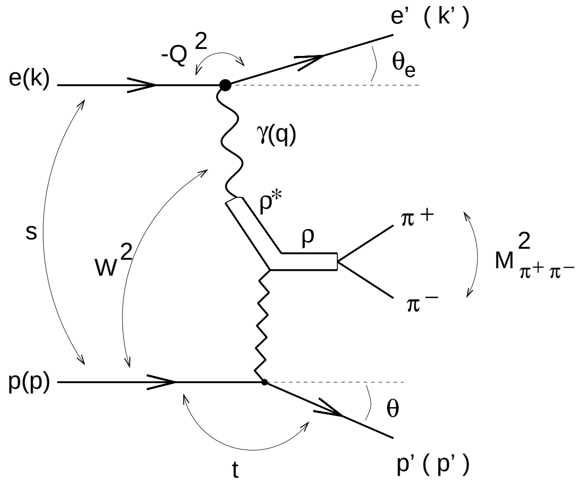

ABBILDUNG 2.2: *Diffraktive elastische ρ^0–Meson Photoproduktion bei HERA.*

betrachtet. Die Viererimpulse der ein– und auslaufenden Elektronen[6] und Protonen sind mit k, k', p und p' bezeichnet, und es ist $k = (E_e, \vec{k})$ mit $k^2 = E_e^2 - |\vec{k}|^2$. In dem rechtwinkligen Koordinatensystem von HERA definiert die Flugrichtung der Protonen die z-Achse und damit die *Vorwärtsrichtung*. Die x-Achse zeigt in Richtung des Zentrums des HERA–Speicherringes und die y-Achse nach oben. Die Streuwinkel des Elektrons und Protons werden gegenüber der z-Achse gemessen.

Der Feynmangraph des in dieser Analyse relevanten Prozesses ist in Abbildung 2.2 dargestellt. Das einlaufende Elektron e strahlt ein quasi–reelles Photon ab. Dieses fluktuiert in ein virtuelles ρ^0-Meson (siehe Abschnitt 2.1.1) und wechselwirkt mit dem Proton unter Austausch der Vakuumquantenzahlen (siehe Abschnitt 2.1.2). Das so gebildete ρ-Meson zerfällt in ein im Zentral-Detektor nachgewiesenes $\pi^+\pi^-$–Paar. Das Proton mit dem Viererimpuls $p = (E_p, \vec{p})$ bleibt bei diesem elastischen Prozeß intakt, wird unter kleinen Winkeln $\theta \lesssim 0.5$ mrad gestreut, entkommt in Vorwärtsrichtung durch das Strahlrohr und kann im FPS nachgewiesen werden.

Die bei HERA zur Verfügung stehende Elektron–Proton–Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ ist

$$\sqrt{s} \equiv \sqrt{(k+p)^2} = \sqrt{m_e^2 + m_p^2 + 4E_eE_p} = 319\ \mathrm{GeV}\ , \tag{2.23}$$

wobei die Werte für die Elektron– und Protonmassen m_e und m_p gegenüber den Strahlenergien $E_e = 27.6$ GeV und $E_p = 920$ GeV vernachlässigt werden können.

Unter Verwendung des Photon–Viererimpulses

$$q \equiv (k' - k) \tag{2.24}$$

[6]Im Folgenden wird der Begriff des *Elektrons* sowohl für Elektronen als auch für Positronen verwendet. In dieser Analyse ist es im Hinblick auf die physikalischen Resultate unbedeutend, ob Protonen mit Elektronen oder mit Positronen kollidieren.

wird zu der Beschreibung des Prozesses durch lorentzinvariante Größen übergegangen. So ist die Virtualität des Photons gegeben durch

$$Q^2 \equiv -q^2 = 4|\vec{k}||\vec{k'}| \cos^2 \theta_e/2, \tag{2.25}$$

wobei der für die Reaktion benötigte minimale Wert

$$Q^2_{min} = 2(E_e E'_e - |\vec{k}||\vec{k'}| - m_e^2) \tag{2.26}$$

ist. Die Energien des ein- und auslaufenden Elektrons sind E_e und $E_{e'}$ und der Streuwinkel wird mit θ_e bezeichnet. Ferner werden folgende invariante Variablen eingeführt: Die Bjorken'sche Skalenvariable

$$x \equiv \frac{Q^2}{2p \cdot q} \tag{2.27}$$

und die Inelastizität

$$y \equiv \frac{p \cdot q}{p \cdot k} \approx 1 - \frac{E_{e'}}{E_e} \sin^2 \theta_e/2 \,, \tag{2.28}$$

welche den relativen Energietransfer vom Elektron auf das Photon beschreibt. Mit ihr läßt sich Q^2_{min} zu

$$Q^2_{min} \approx m_e^2 \frac{y^2}{1-y} \tag{2.29}$$

berechnen.

Die Energie des Photons im Proton–Ruhesystem errechnet sich zu

$$E_\gamma \equiv \frac{p \cdot q}{m_p} = \frac{Q^2}{2xm_p} \tag{2.30}$$

und das Quadrat der Photon–Proton–Schwerpunktsenergie W beträgt

$$W^2 \equiv (q+p)^2 = -Q^2 + 2E_\gamma m_p + m_p^2 \tag{2.31}$$

$$\approx sy \tag{2.32}$$

Die Kinematik ist durch zwei der lorentzinvarianten Größen des ep-Prozesses vollständig bestimmt. Für Ereignisse der Photoproduktion ($Q^2 \to 0$) ist der transversale Impuls $p_{t,\gamma}$ der Photonen gegenüber den longitudinalen $p_{z,\gamma}$ zu vernachlässigen und damit $p_{z,\gamma} \approx -E_\gamma$. Da die Energie E_ρ sowie die longitudinalen und transversalen Impulse $p_{z,\rho}$ und $p_{t,\rho}$ des ρ-Mesons über die Pionen im Zentral-Detektor vermessen werden, können die Inelastizität y und die Photon–Proton–Schwerpunktsenergie W über

$$y \approx \frac{E_\gamma}{E_e} \approx \frac{E_\rho - p_{z,\rho}}{2\,E_e} \tag{2.33}$$

$$W^2 \approx 4\,E_\gamma E_\rho \approx 2\,(E_\rho - p_{z,\rho})E_p \tag{2.34}$$

angegeben werden.

Analog zu q bedeutet t das Quadrat des Viererimpulsübertrages am Protonvertex. Es ist gleich dem quadrierten Pomeronimpuls $p_{\mathbb{P}}^2$ und gegeben durch

$$\begin{aligned} t &\equiv (p - p')^2 \\ &\approx -\frac{p_{t,p}^2}{z} - (1-z)\left(\frac{m_p^2}{z} - m_p^2\right) , \end{aligned} \tag{2.35}$$

wobei $p_{t,p}^2 = p_{y,p}^2 + p_{x,p}^2$ der Transversalimpuls des Protons ist und

$$z = 1 - \frac{q \cdot (p - p')}{q \cdot p} \approx \frac{E_{p'}}{E_p} . \tag{2.36}$$

Der Impulsbruchteil des Pomerons am Protonimpuls läßt sich somit berechnen zu

$$x_{\mathbb{P}} \equiv \frac{p_{\mathbb{P}} \cdot q}{p \cdot q} \approx 1 - \frac{E_p'}{E_p} = 1 - z . \tag{2.37}$$

In dieser Analyse beträgt die Energie des gestreuten Protons nahezu Strahlenergie, so daß $z \approx 1$ und t berechnet werden kann mit

$$t \approx -p_{t,p}^2 . \tag{2.38}$$

Der für diese Reaktion minimal nötige Impulsübertrag t_{min} ist gegeben durch

$$|t_{\mathrm{min}}| \approx m_p^2 \left(\frac{M_\rho}{W}\right)^4 . \tag{2.39}$$

Sein Wert ist hier in der Größenordnung von 10^{-6} GeV^2.

2.2.2 Winkelverteilung der Zerfallsprodukte

Wie in Abschnitt 2.1.2 gezeigt wurde, sind innerhalb des Regge-Modells bei der Photoproduktion nur transversal polarisierte Vektormesonen beteiligt. Es wird dabei vorausgesetzt, daß sich die Helizität bei dem Übergang des Photon zum Vektormeson nicht ändert. Dieses Verhalten ist auch unter dem Begriff der *s-Kanal-Helizitätserhaltung SCHC*[7] bekannt.

Die Polarisation der erzeugten ρ–Mesonen kann experimentell über die Zerfallswinkelverteilung der $\pi^+\pi^-$–Paare bestimmt werden und ist durch die Elemente der Spindichtematrix [Sch73] parametrisiert. Um diese zu berechnen, wird in das Ruhesystem des Vektormesons übergegangen, wie in Abbildung 2.3 dargestellt, und die Elektron-Streuebene, die Zerfallsebene des Vektormesons sowie die ρ-Meson Produktionsebene eingeführt. Letztere wird durch die Impulsvektoren des einfliegenden Protons sowie die des Vektormesons aufgespannt (siehe Abbildung 2.4). Die Quantisierungsachse kann unterschiedlich gewählt werden [Bal72]. Bei Prozessen der Vektormeson–Photoproduktion bietet sich das *s-Kanal Helizitätssystem* an, in dem die Flugrichtung des Vektormesons die Quantisierungsachse definiert [Bau78].

[7]SCHC = s-channel helicity conservation

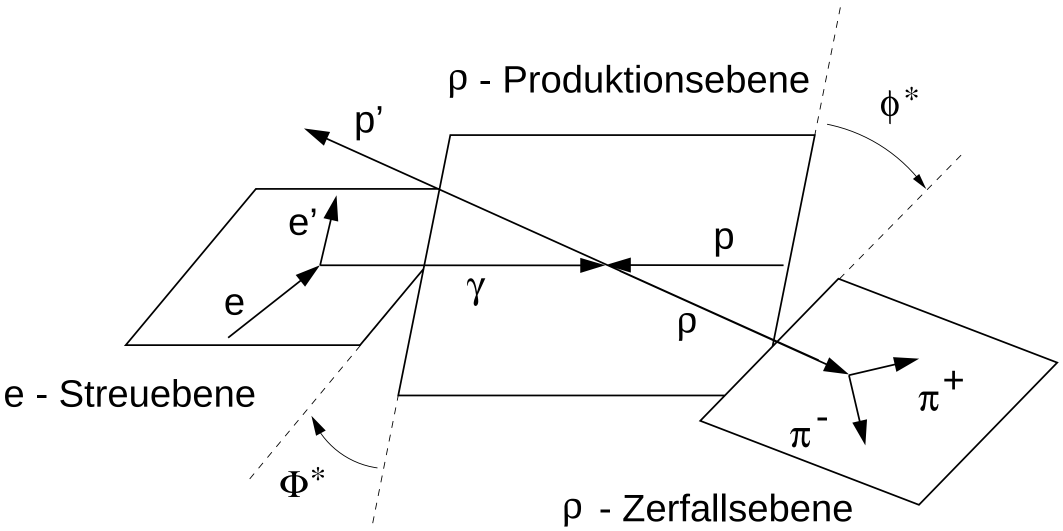

ABBILDUNG 2.3: *Definition der Ebenen und Winkel für die Analyse der Zerfallswinkelverteilung bei* $ep \to e'\rho p'$ *im Photon-Proton Ruhesystem.*

Es genügen drei Winkel, um diesen Prozeß zu beschreiben. Der Azimuthwinkel ϕ^* definiert den Winkel zwischen der Produktions- und Zerfallsebene und Φ^* den zwischen der Produktions- und Elektron-Streuebene. Beim Übergang in das Ruhesystem des Vektormesons beschreibt θ^* den Winkel zwischen der Flugrichtung des Mesons und dem positiven Zerfallsteilchen (siehe Abbildung 2.4).

Da das Elektron in dieser Analyse nicht nachgewiesen wird, kann Φ^* nicht bestimmt werden.

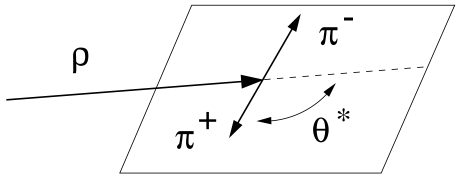

ABBILDUNG 2.4: *Definition des Winkels* θ^* *im Ruhesystem des* ρ*-Mesons.*

Mit den Zerfallspionen können die Verteilungen der Zerfallswinkel ϕ^* und θ^* gemessen werden. Sie sind dabei abhängig von r^{04}_{00} und r^{04}_{1-1}, Linearkombinationen von Elementen der Spindichtematrix des ρ-Mesons. Das Element r^{04}_{00} mißt die Wahrscheinlichkeit, daß das ρ-Meson die Helizität 0 hat, r^{04}_{1-1} mißt die Wahrscheinlichkeit einer Helizitätsumkehr. Das Meßergebnis für r^{04}_{00} und r^{04}_{1-1} kann auf Konsistenz mit der Annahme der Erhaltung der Helizität im s-Kanal[8] geprüft werden.

Die Abhängigkeiten der Winkelverteilungen $W(\phi^*)$ und $W(\theta^*)$ von den Matrixelementen folgt aus der Verteilung für alle Winkel $W(\phi^*, \theta^*, \Phi^*)$ [Sch73] und ist gegeben durch die Relationen

$$W(\cos\theta^*) = \frac{3}{4}\left[1 - r^{04}_{00} + (3r^{04}_{00} - 1)\ \cos^2\theta^*\right] \tag{2.40}$$

und

$$W(\phi^*) = \frac{1}{2\pi}\left(1 - 2r^{04}_{1-1}\ \cos 2\phi^*\right). \tag{2.41}$$

[8]Da nicht alle Elemente der Spindichtematrix aufgrund des nicht nachgewiesenen Elektrons bestimmt werden können, läßt diese Messung keine Folgerungen bezüglich der Helizitätserhaltung zu.

2.3 Der ep- und γp-Wirkungsquerschnitt

Da bei HERA Elektronen und Protonen kollidieren, müssen die Wirkungsquerschnitte für $ep \rightarrow Vp$ auf den γp-Wirkungsquerschnitt umgerechnet werden, um sie mit theoretischen Vorhersagen und anderen Messungen vergleichen zu können. Bei der Weizsäcker-Williams-Approximation [vW34, Wil34] wird das elektromagnetische Feld einer schnell bewegten Ladung durch den Strom virtueller Photonen beschrieben. Der diesen Strom beschreibende Flußfaktor $f_{\gamma/e}(y, Q^2)$ wird gebildet aus der Summe des Flusses der horizontal und transversal polarisierten Photonen

$$f_{\gamma/e}(y, Q^2) = f^T_{\gamma/e}(y, Q^2) + f^L_{\gamma/e}(y, Q^2). \tag{2.42}$$

Der ep-Wirkungsquerschnitt läßt sich damit auf einen mit den Flußfaktoren gefalteten transversalen und longitudinalen γp-Wirkungsquerschnitt zurückführen

$$\sigma_{ep} = \int_{y_{min}}^{y_{max}} \int_{Q^2_{min}}^{Q^2_{max}} dy dQ^2 \left(\sigma^T_{\gamma p}(W^2, Q^2) \cdot f^T_{\gamma/e}(y, Q^2) + \sigma^L_{\gamma p}(W^2, Q^2) \cdot f^L_{\gamma/e}(y, Q^2) \right) . \tag{2.43}$$

Dabei ist $Q^2_{min} = y^2 m_e^2/(1-y)$ der kleinste kinematisch mögliche Wert, den Q^2 annehmen kann. Die anderen Grenzen der Integrale sind jeweils durch die kinematischen Selektionskriterien in der Analyse gegeben.

Die transversalen und longitudinalen Flußfaktoren werden beschrieben mit

$$f^T_{\gamma/e}(y, Q^2) = \frac{\alpha_{em}}{2\pi Q^2 y} \left(1 + (1-y)^2 - 2(1-y) \frac{Q^2_{min}}{Q^2} \right) \tag{2.44}$$

$$f^L_{\gamma/e}(y, Q^2) = \frac{\alpha_{em}}{2\pi Q^2 y} 2(1-y) . \tag{2.45}$$

Charakteristisch ist dabei das Abfallen des Flusses mit $1/Q^2$ und $1/y$. Mit der Definition des Polarisationsfaktors ϵ

$$\epsilon(y, Q^2) = \frac{f^L_{\gamma/e}(y, Q^2)}{f^T_{\gamma/e}(y, Q^2)} = \frac{2(1-y)}{1 + (1-y)^2 - 2(1-y)Q^2_{min}/Q^2} \tag{2.46}$$

ergibt sich der Elektron-Proton-Wirkungsquerschnitt σ_{ep} zu

$$\sigma_{ep} = \int_{y_{min}}^{y_{max}} \int_{Q^2_{min}}^{Q^2_{max}} f^T_{\gamma/e}(y, Q^2) \left(\sigma^T_{\gamma p}(y, Q^2) + \epsilon(y, Q^2) \sigma^L_{\gamma p}(y, Q^2) \right) . \tag{2.47}$$

Die longitudinalen und transversalen Wirkungsquerschnitte wurden bereits im Rahmen des VMDs beschrieben. Aus den Gleichungen 2.5 und 2.6 ergibt sich für transversal polarisierte Photonen

$$\sigma^T_{\gamma p}(y, Q^2) = \left(\frac{M_V^2}{M_V^2 + Q^2} \right)^2 \sigma^T_{\gamma p}(y, Q^2 = 0) \tag{2.48}$$

und für longitudinal polarisierte

$$\sigma^{L}_{\gamma p}(y, Q^2) = \frac{\xi Q^2}{M_V^2}\sigma^{T}_{\gamma p}(y, Q^2)$$
$$= \frac{\xi Q^2}{M_V^2}\left(\frac{M_V^2}{M_V^2 + Q^2}\right)^2 \sigma^{T}_{\gamma p}(y, Q^2 = 0) , \tag{2.49}$$

wobei ξ in der Größenordnung von 1 ist. Für $Q^2 \to 0$ GeV ^{2} verschwindet der Beitrag von dem longitudinalen Wirkungsquerschnitt $\sigma^{L}_{\gamma p}(y, Q^2)$.

Mit den Gleichungen 2.48 und 2.49 ergibt sich aus dem Ausdruck 2.47

$$\sigma_{ep} = \int_{y_{min}}^{y_{max}}\int_{Q^2_{min}}^{Q^2_{max}} f^{T}_{\gamma/e}\left(\frac{M_v^2}{Q^2 + M_V^2}\right)^2 \left(1 + \epsilon\frac{Q^2}{M_V^2}\right) \sigma^{T}_{\gamma p}(y, Q^2 = 0) . \tag{2.50}$$

Es zeigt sich, daß zu σ_{ep} nur noch die transversale Komponente einen Beitrag liefert.

Für $Q^2 \to 0$ ergibt sich nach Integration von Q^2_{min} nach Q^2_{max} der effektive Photonfluß zu

$$\mathcal{F}_{\gamma/e}(y) = \frac{\alpha}{2\pi}\left[\frac{1 + (1 - y)^2}{y}\ln\frac{Q^2_{max}}{Q^2_{min}} - \frac{2(1 - y)}{y}\left(1 - \frac{Q^2_{min}}{Q^2_{max}}\right)\right] . \tag{2.51}$$

2.4 Monte-Carlo-Simulation

Zur Korrektur der Daten bezüglich Detektorakzeptanzen und -effizienzen wird die Monte-Carlo-Simulation verwendet. Dazu werden die Ereignisse des gewünschten physikalischen Prozesses generiert, und das Detektorverhalten mittels des Programmes `H1SIM`, welches auf `GEANT` [Gro94] basiert, simuliert. In diesem Abschnitt wird auf die Generierung von Ereignissen näher eingegangen.

Die Ereignisse der diffraktiven elastischen ρ-Meson Produktion bei ep-Wechselwirkungen werden mit dem Monte-Carlo-Programm `DIFFVM` [Lis93, Lis99] generiert.

Bei dem Übergang des Photons in das virtuelle Vektormeson werden longitudinal und transversal polarisierte Photonen betrachtet und auf der Basis des Vektormeson-Dominanz-Modells berechnet. Die Q^2-Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts für transversal polarisierte Photonen $\sigma^{\gamma p}_{T}$ wird mit

$$\sigma^{\gamma p}_{T} = \sigma_T\left(\frac{1}{1 + Q^2/\Lambda^2}\right)^n$$

parametrisiert. Die Parameter n und Λ sind frei wählbar und werden im Vektormeson-Dominanz-Modell zu $n = 2$ und der Masse des Vektormesons $\Lambda = M_V$ gesetzt. Zur Berechnung von dem Wirkungsquerschnitt für longitudinal polarisierte Photonen $\sigma^{\gamma p}_{L}$ wird die Beziehung

$$R(Q^2) = \frac{\sigma^{\gamma p}_{L}}{\sigma^{\gamma p}_{T}} = \frac{\xi Q^2/\Lambda^2}{1 + \chi\xi Q^2/\Lambda^2}$$

benutzt. Hierbei ist ξ ein konstanter Faktor, der einen Wert in der Größenordnung von 1 liegt, und χ ein phänomenologischer Parameter, der sicherstellt, daß R nicht ins Unendliche wächst für $Q^2 \gg \Lambda^2$ und $\chi > 0$. Wählt man $\Lambda = M_V$ und $\chi = 0$, ergibt sich der Ausdruck 2.7, nämlich $R(Q^2) = \xi_V Q^2/M_V^2$, also eine Proportionalität zu Q^2.

In `DIFFVM` wird die Wechselwirkung des Vektormesons mit dem Proton über den Austausch der Pomeron-Trajektorie, basierend auf dem Regge-Modell beschrieben. Andere Trajektorien sind nicht implementiert. Die Pomeron-Trajektorie ist gegeben durch

$$\alpha_{\mathbb{P}}(t) = \alpha_{\mathbb{P}}(0) + \alpha'_{\mathbb{P}} t = 1 + \epsilon + \alpha'_{\mathbb{P}} t \, .$$

Für die freien Parameter werden $\epsilon = 0.0808$ und $\alpha'_{\mathbb{P}} = 0.25$ GeV^{-2} (siehe Abschnitt 2.1.1) gewählt.

Die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von W und t ist gegeben durch

$$\frac{d\sigma}{dt} = \left.\frac{d\sigma}{dt}\right|_{t=0, W=W_0} \cdot e^{-bt} \cdot \left(\frac{W}{W_0}\right)^{4\epsilon}$$

mit einem von W abhängigen Steigungsparameter b

$$b(W) = b(W_0) + 2\alpha'_{\mathbb{P}} \ln(W^2/W_0^2) \, ,$$

wobei $b(W_0)$ die Steigung bei einem W_0 ist.

Die Zerfallsverteilung der Vektormesonen wird unter der Annahme generiert, daß die s-Kanal-Helizität erhalten bleibt. Die Verschiebung der Verteilung der invarianten Masse des ρ-Mesons (siehe Abschnitt 6.2) zu kleinen Werten hin wird mit dem Modell von Ross-Stodolsky (siehe Formel 6.6 in Abschnitt 6.2) berechnet.

Die in dieser Analyse verwendeten Parameter zur Generierung von Ereignissen der diffraktiven elastischen ρ-Meson Produktion mit `DIFFVM` sind in der Tabelle 2.1 zusammengefaßt.

n	Λ	χ	ξ	$\alpha'_{\mathbb{P}}$	ϵ	W_0	$b(W_0)$
2	$M_\rho = 770$ MeV	0.0	1.0	0.25 GeV^2	0.0808	60 GeV	11 GeV^{-2}

TABELLE 2.1: *Die hier dargestellten Parameterwerte werden benutzt, um Ereignisse der diffraktiven elastischen ρ-Meson Produktion mit `DIFFVM` zu generieren.*

Kapitel 3

HERA und H1

Die vorliegende Analyse stützt sich auf Daten, die mit dem H1-Detektor bei HERA im Januar bis April 1999 aufgezeichnet wurden. In diesem Kapitel wird die Hadron-Elektron-Ring-Anlage vorgestellt und näher auf den Detektor eingegangen. Ein wesentlicher Aspekt der vorliegenden Arbeit ist die Einbeziehung des Vorwärtsprotonspektrometers (FPS) in die Analyse der Daten. Daher wird dieser Detektor ausführlicher beschrieben.

3.1 Der HERA-Speicherring

Der ep-Speicherring HERA am Deutschen Elektronen-Synchrotron DESY in Hamburg besteht aus zwei Ringen mit einem Umfang von jeweils 6336 m. In ihnen wurden während der Datennahmeperiode Elektronen der Energie 27.6 GeV und Protonen der Energie 920 GeV gespeichert. An zwei Stellen werden die Strahlen zur Kollision gebracht. Hier befinden sich die Detektoren H1 (Halle Nord) und ZEUS (Halle Süd). In zwei weiteren Zonen befinden sich die Experimente HERMES (Halle Ost), das die Streuung von polarisierten Elektronen an Nukleonen aus einem Gastarget untersucht, und HERA-B (Halle West), mit dem die CP-Verletzung im System der B-Mesonen nachgewiesen werden soll. Einige wichtige Daten über HERA für die Datennahmeperiode sind in Tabelle 3.1 zusammengefaßt.

3.2 Der H1-Detektor

Der H1-Detektor wurde entwickelt, um Proton-Elektron-Stöße bei HERA zu untersuchen. In diesem Abschnitt werden sein Aufbau und die verschiedenen Detektorsysteme vorgestellt.

3.2.1 Allgemeines

Die zentralen Komponenten des H1-Detektors sind in Abbildung 3.1 dargestellt. Die Richtung des Protonstrahls definiert die *Vorwärtsrichtung* (Richtung der z-Achse). Das

Parameter		Werte 1999 HERA-p	Werte 1999 HERA-e	Designwerte HERA-p	Designwerte HERA-e
Strahlenergie E	[GeV]	920	27.6	820	30
Mittlerer Strahlstrom $\langle I \rangle$	[mA]	75(100)	19(38)	158	58
Strahllebensdauer τ	[h]	> 100	> 3	> 100	> 3
Paketanzahl (gefüllte+leere)		174+6	175+15	210	210
Teilchenanzahl pro Paket	10^{10}	5.9	2.1	9.9	3.6
Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$	[GeV]	319		314	
Zeitabstand der Pakete Δt	[ns]	96		96	
Luminosität L	$[\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}]$	$3.1(12)10^{30}$		16	
Spez. Luminosität $L_{\mathrm{Spez.}}$	$[\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}\mathrm{mA}^{-2}]$	$6.0(11)10^{29}$		3.6	

TABELLE 3.1: *Technische Parameter des ep-Speicherringes HERA. HERA-p und -e bezeichnen den Proton- bzw. Elektronspeicherring. Die Zahlen geben Durchschnittswerte an, in Klammern stehen die Maximalwerte. Die Werte von 1999 [HER00] werden mit den Designwerten ([Cas98],[HER97]) verglichen. Die gesamte gelieferte integrierte Luminosität betrug von Januar bis April 1999 insgesamt 17 672 nb^{-1}.*

H1-Koordinatensystem ist in Abbildung 3.2 gezeigt. Von dessen Ursprung nach außen gehend, sind die wesentlichen Komponenten ein zentraler und rückwärtiger Silizium-Vertex Detektor (CST[9] und BST[10]), ein Spurkammersystem, welches sich aufgliedert in ein zentrales $\boxed{2}$ (CTD[11]) und eines in Vorwärtsrichtung $\boxed{3}$ (FTD[12]), verschiedene Kalorimeter $\boxed{4}$, $\boxed{5}$, $\boxed{12}$ und $\boxed{13}$ sowie eine supraleitende Spule $\boxed{6}$ [13] und ein zum Nachweis von Myonen mit Streamerkammern instrumentiertes Rückflußjoch. Es dient zudem der Messung der Restenergie von hadronischen Kaskaden, die im Kalorimeter nicht vollständig absorbiert worden sind. Dieses zentrale Myonensystem wird in Vorwärtsrichtung ergänzt durch ein Myonspektrometer $\boxed{11}$. Es besteht aus einem toroidförmigen Eisenmagneten und Driftkammern, die eine Bestimmung des Impulses geladener Teilchen ermöglichen. Das Spurkammersystem wird in Rückwärtsrichtung komplettiert durch eine Driftkammer (BDC[14]). Sie besteht aus vier mit jeweils zwei Drahtlagen ausgestatteten achteckigen Modulen und ist vor dem sogenannten Spaghetti-Kalorimeter $\boxed{12}$ (SpaCal) angebracht. Dieses rückwärtige Kalorimeter untergliedert sich in einen hadronischen und elektromagnetischen Teil. Der Unterschied zwischen ihnen besteht in der Granularität und dem Mischungsverhältnis von szintillierenden Fasern und Blei. Es erlaubt damit die Messung der Energiedeposition [H1-96b, H1-97c] eines Teilchens mit einer Zeitauflösung von ≤ 1 ns [H1-97c]. So ermöglicht es neben einer Messung in Rückwärtsrichtung gestreuter Elektronen auch eine Identifikation von Ereignissen, die vor oder hinter den kollidierenden Teilchenpaketen aus Strahl-Gas- oder Strahl-Strahlrohr-Reaktionen stammen. Zur Unterdrückung von Untergrundereignissen steht zusätzlich ein Flugzeitsystem (ToF[15]) zur Verfügung.

[9] **C**entral **S**ilicon **T**racker
[10] **B**ackward **S**ilicon **T**racker
[11] **C**entral **T**racking **D**evice
[12] **F**orward **T**racking **D**evice
[13] Das mittlere longitudinale Magnetfeld beträgt $\langle B_l \rangle = 1.15$ T.
[14] **B**ackward **D**rift **C**hamber
[15] **T**ime **o**f **F**light

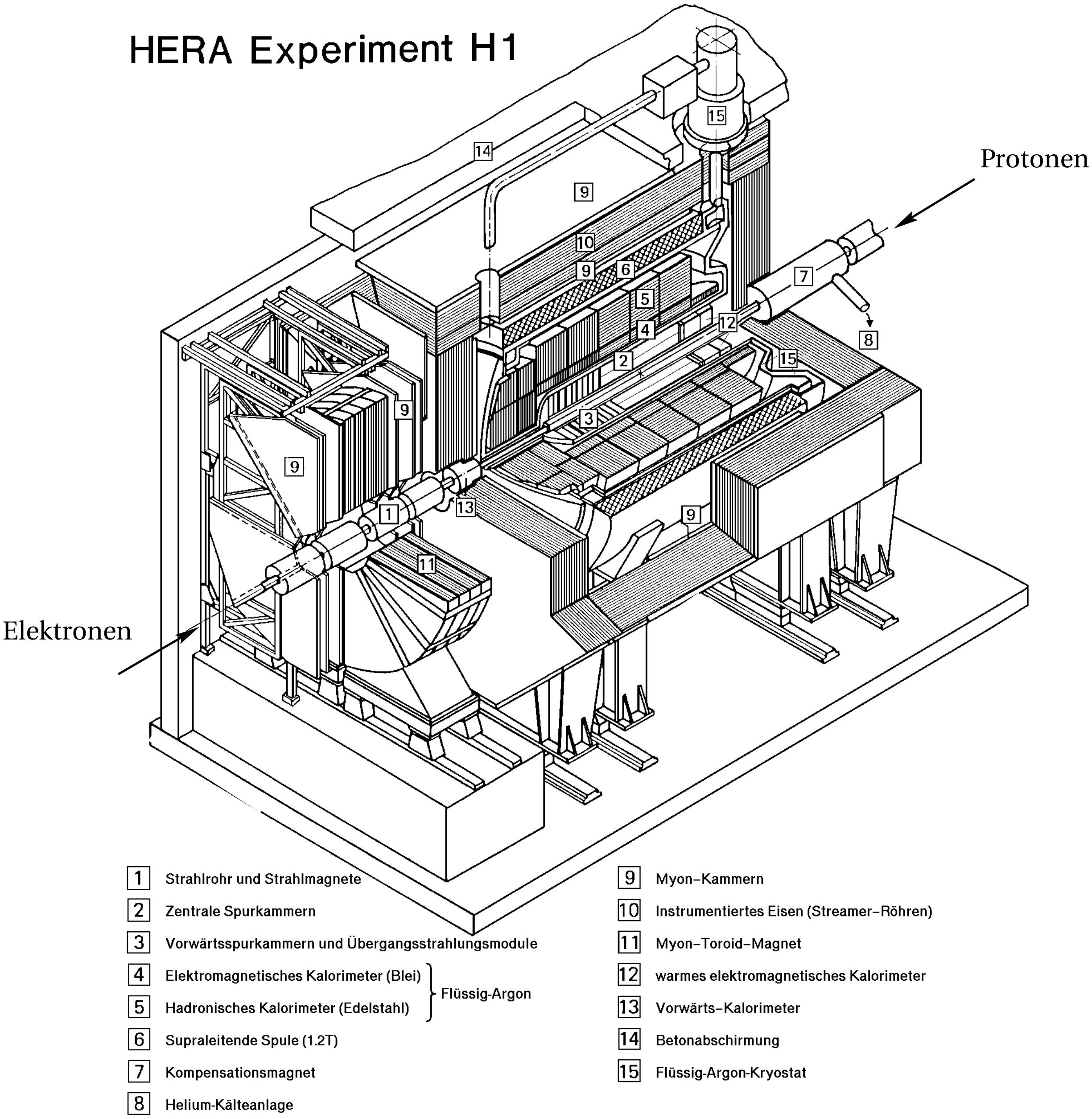

ABBILDUNG 3.1: *Perspektivische Darstellung des H1-Detektors mit den einzelnen Komponenten. Die Flugrichtung der Protonen und Elektronen ist eingezeichnet.*

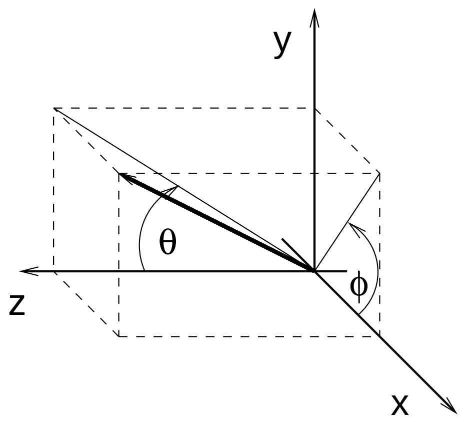

ABBILDUNG 3.2: *Das Koordinatensystem des H1-Detektors. Die z-Achse zeigt in die Flugrichtung der Protonen, die y-Achse nach oben und die x-Achse in die Mitte des HERA-Ringes.*

Das nicht kompensierende Flüssig-Argon-Kalorimeter (LAC[16], [H1-97b]) besteht ebenfalls aus einem elektromagnetischen (EMC[17]) $\boxed{4}$ (mit Bleiplatten als Absorber) und einem hadronischen (HAC[18]) $\boxed{5}$ Teil (mit Stahlplatten als Absorber). Dies ermöglicht eine beinahe vollständige Absorption von Schauern und damit u.a. eine Bestimmung der Energie der Teilchen ([H1-93b, H1-93a]).

Um auch im Vorwärtsbereich des H1-Detektors eine hohe kalorimetrische Hermizität zu erreichen, wurde ein Silizium-Kupfer Kalorimeter eingebaut, das Plugkalorimeter $\boxed{13}$. Es dient dazu, die mit dem Protonrest assoziierten Hadronen nachzuweisen. Die großen Mengen ihm vorgelagerten Materials lassen nur eine schlechte Energieauflösung zu.

Neben den bisher genannten Detektoren finden sich zusätzliche vor und hinter dem Zentraldetektor. Bei $z = -8, -33$ m und $z = -44$ m befinden sich drei Kleinwinkel-Elektron-Detektoren (ET8, ET33 und ET44)[19]. Der ET33 bildet zusammen mit einem Photondetektor (PD) bei $z = -103$ m ein System zur Messung der Luminosität[20]. Sie wird über den Bethe-Heitler Prozeß $ep \rightarrow e'p\gamma$, der Bremsstrahlung von an Protonen gestreuten Elektronen, bestimmt. Zusätzlich werden diese Kleinwinkel-Elektron-Detektoren zum Nachweis des Elektrons bei Photoproduktionsprozessen verwendet und der PD zum Nachweis radiativer Ereignisse mit einem zusätzlichen Photon im Endzustand. Ein weiterer Detektor (VLQ[21]) zum Nachweis von unter kleinen Winkeln gestreuten Elektronen befindet sich im hinteren Detektorbereich bei $z \approx -3$ m. Er besteht aus einem Kalorimeter sowie einer Komponente zur Spurrekonstruktion und Flugzeitmessung, welche als VLQ-ToF bezeichnet wird. Bei $z = -1.95$ m und $z = -2.25$ m

[16]**L**iquid **A**rgon **C**alorimeter
[17]**E**lectro**m**agnetic **C**alorimeter
[18]**Ha**dronic **C**alorimeter
[19]**E**lectron **T**agger, oftmals auch mit ETAG oder ET abgekürzt.
[20]ET33, ET44 und PD sind Kristallkalorimeter [Lev99], in denen Cherenkov-Licht erzeugt und mit Photomultipliern nachgewiesen wird. ET8 ist ein Spaghettikalorimeter.
[21]**V**ery **L**ow **Q**^{2}

Detektor;Eigenschaft		Werte	
LAr		elektromagnetisch	hadronisch
Energieauflösung $\sigma(E)/\sqrt{E}$	[%/$\sqrt{E}$]	11	50
Polarwinkelbereich θ	[Grad]	4-154	
SpaCal		elektromagnetisch	hadronisch
Energieauflösung $\sigma(E)/\sqrt{E}$	[%/$\sqrt{E}$]	7.5	30
Polarwinkelbereich θ	[Grad]	153-177.8	
Plug			
Energieauflösung $\sigma(E)/\sqrt{E}$	[%/$\sqrt{E_h}$]	≈ 150	
Polarwinkelbereich θ	[Grad]	0.7-3.3	
Myondetektor		Zentral	Vorwärts
Polarwinkelbereich θ	[Grad]	4-171	3-17
Luminositätsmeßsystem		ET	PD
Energieauflösung $\sigma(E)/\sqrt{E}$	[%/$\sqrt{E}$]	1	
Polarwinkelbereich θ	[mrad]	0-5	0-0.45
Proton-Remnant-Tagger			
Polarwinkelbereich θ	[mrad]	1-3	

TABELLE 3.2: *Technische Daten ausgewählter Komponenten des H1-Detektors ([H1-97a, H1-97b, H1-97c, Lis93])*

großflächige Szintillatoren angebracht (die sogenannte *Veto Wall*), die ebenfalls Zeitinformationen von Proton- und Elektronpaketen liefern und zur Reduktion von Untergrundereignissen verwendet werden können.

In Vorwärtsrichtung befindet sich bei $z = 24$ m der Proton-Remnant Tagger (PRT, [Lis93]). Er besteht aus zwei hintereinanderliegenden in Koinzidenz betriebenen großflächigen Szintillatoren nahe dem Strahlrohr und dient zum Nachweis von Protonfragmenten oder Sekundärteilchen aus Teilchenschauern.

Bei $z = 107$ m befindet sich unterhalb des Protonstrahlrohres ein Blei-Szintillator-Kalorimeter zum Nachweis von Neutronen (FNC[22]). Das Vorwärtsprotonspektrometer befindet sich zwischen $z = 63$ m und $z = 91$ m und wird ausführlich in Abschnitt 3.3 beschrieben.

Wichtige technische Parameter der bis hier aufgeführten Detektoren sind in Tabelle 3.2 aufgelistet.

In den folgenden Abschnitten dieses Kapitels wird detaillierter auf das Spurkammersystem eingegangen und danach auf das FPS, da diese Detektoren in der hier vorgestellten Analyse verwendet werden.

[22]**F**orward **N**eutron **C**alorimeter

3.2.2 Das Spurkammersystem

Die Aufgabe des Spurkammersystems (Abbildungen 3.3 und 3.4) ist die Messung von Teilchenladung, Teilchenimpulsen und Parametern wie der Teilchenart[23] sowie die Erzeugung von Triggersignalen. Um dabei eine hohe homogene Trigger- und Rekonstruktionseffizienz über den gesamten Winkelbereich zu erzielen, wurde ein zentrales und vorderes Spurkammersystem innerhalb der supraleitenden Spule implementiert.

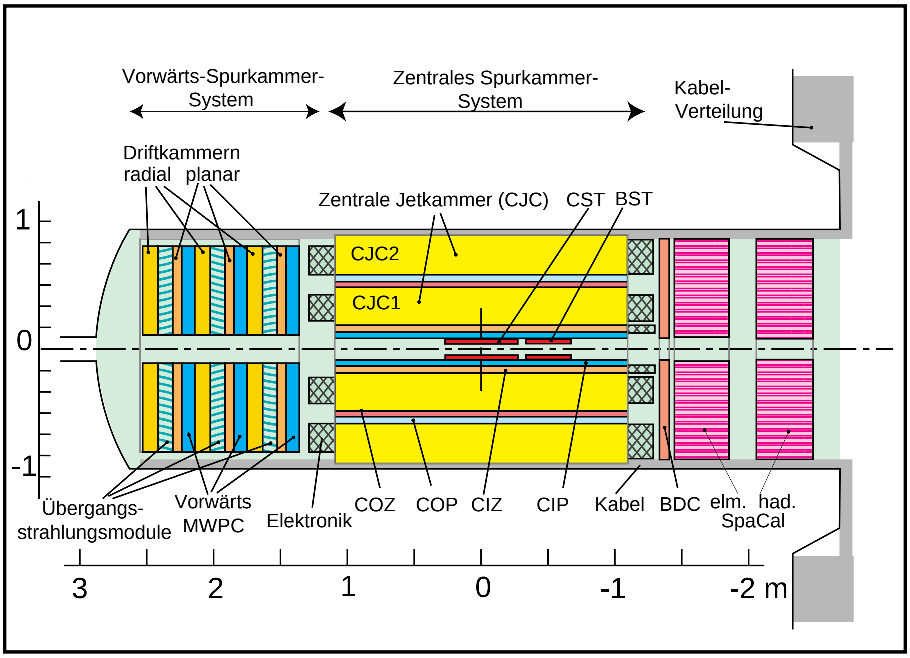

ABBILDUNG 3.3: *Ein Längsschnitt durch das Spurkammersystem. Die Angaben auf der y-Achse sind ebenfalls in Metern.*

Es folgt nun eine Beschreibung der unterschiedlichen Komponenten.

3.2.2.1 Das vordere Spurkammersystem

Das vordere Spurkammersystem besteht aus drei identisch aufgebauten Modulen. Jedes enthält drei planare Driftkammern, die gegeneinander um 60° verdreht sind. In ihnen sind Drähte, senkrecht zur Strahlachse verlaufend, gespannt, so daß mit ihnen die x-y-Koordinate einer Teilchenspur gemessen werden kann. Daran anschließend, folgt eine weitere Driftkammer, deren Signaldrähte radial zur Strahlachse gespannt sind. Zu Triggerzwecken sind drei Vieldraht-Proportionalkammern eingebaut (FPC[24]).

[23] Die Messung des spezifischen Energieverlustes dE/dx der Teilchen im Kammergas (Ar und C_2H_6) läßt eine begrenzte Teilchenidentifizierung zu([Lub93]). Diese wird in Abschnitt 4.2.3 näher beschrieben.

[24] **F**orward **P**roportional **C**hamber

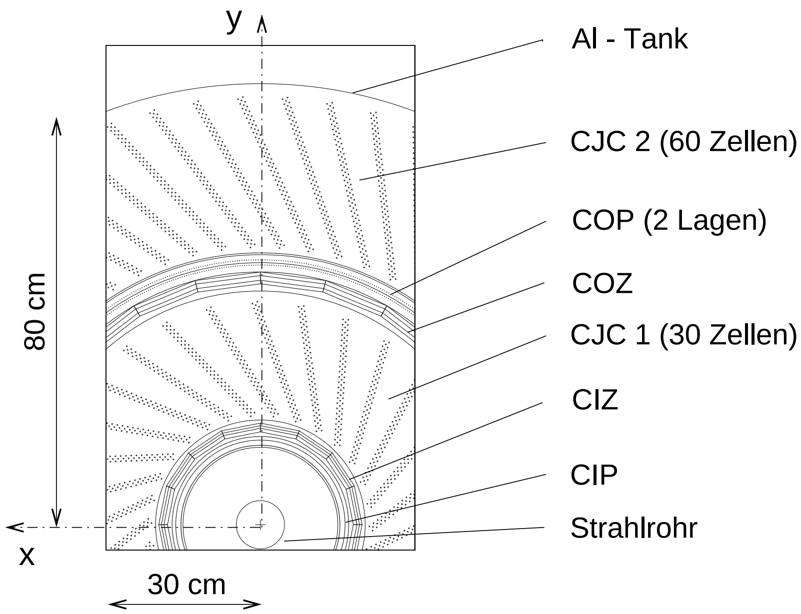

ABBILDUNG 3.4: *Schnitt durch das Spurkammersystem in der xy-Ebene.*

3.2.2.2 Die zentralen Driftkammern

Die Spurrekonstruktion im zentralen Bereich basiert auf den zwei unabhängig voneinander arbeitenden zentralen Driftkammern CJC1[25] und CJC2 mit parallel zur Strahlachse gespannten Signaldrähten.

Die aktive Länge beider Kammern ist 220 cm, die radiale Ausdehnung 22.4 cm bzw. 29.6 cm. Sie überdecken einen Akzeptanzbereich für den Polarwinkel von etwa $20° \leq \theta \leq 160°$. Die innere Kammer CJC1 ist in 30 Zellen mit jeweils 24 Signaldrähten, die äußere CJC2 in 60 Zellen mit jeweils 32 Drähten unterteilt. Die Zellen sind mit Kathodendrahtebenen und Felddrähten begrenzt. Dadurch wird ein homogenes elektrisches Feld senkrecht zu der Signaldrahtebene geformt. Diese ist von einer Doppelreihe von feldformenden Potentialdrähten umgeben.

Aufgrund des äußeren Magnetfeldes driften die erzeugten Elektronen nicht parallel zu den elektrischen Feldlinien; es stellt sich durch die Lorentzkraft ein konstanter Winkel zwischen beiden ein. Durch die Neigung der Zellen gegenüber der radialen Richtung von $30°$ wird dieser Winkel nahezu kompensiert. Zudem durchdringen die meisten zu messenden Teilchen bei dieser Anordnung mehrere Driftzellen, so daß die Mehrdeutigkeiten, die aus der Ununterscheidbarkeit von Spur und Spiegelspur entstehen, besser aufgelöst werden können. Eine schnelle Logik faßt die wichtigsten Spurinformationen zusammen und ermöglicht, daß diese Informationen als Triggersignale benutzt werden können (siehe Seite 46).

Die Kammern erreichen eine Impulsauflösung von $\sigma_p/p^2 < 0.01$ GeV^{-1} sowie eine Auflösung des spezifischen Energieverlustes von $\sigma(dE/dx)/(dE/dx) = 10\%$. Weitere Parameter dieses Detektors sind in der Tabelle 3.3 dargestellt.

[25]**C**entral **J**et **C**hamber

3.2.2.3 Die zentralen z-Kammern

Die innere (CIZ[26]) und äußere (COZ[27]) z-Driftkammer messen die z-Koordinate einer Teilchenspur[28]. In ihnen verlaufen Drähte in Modulen ringförmig um die Strahlachse, so daß die Driftrichtung parallel zu der Strahlachse ausgerichtet ist. Die innere Kammer, innerhalb der CJC1, umfaßt 15 separate Ringe, die äußere, zwischen CJC1 und CJC2 liegend, 24; beide sind mit jeweils vier Signaldrähten ausgestattet. Wichtige Parameter dieses Detektors finden sind in der Tabelle 3.3 aufgelistet.

Parameter		CJC1	CJC2	CIZ	COZ
Polarwinkelbereich θ	[Grad]	$20 - 160$			
Driftgeschwindigkeit v_D	[mm/μs]	≈ 50		52	48.5
$r\phi$ Auflösung ($\sigma_{r\phi}$)	[mm]	0.17		28	58
z Auflösung in (σ_z)	[mm]	22(Proton),33(Pion)		0.26	0.20

TABELLE 3.3: *Technische Parameter der Komponenten des zentralen Spurkammersystems*

3.2.2.4 Die zentralen Proportionalkammern

Die innere (CIP[29]) und äußere (COP[30]) Proportionalkammer bestehen je aus zwei zylindrischen Doppellagen von sensitiven Sektoren.

Die Anodendrähte sind parallel zur z-Achse gespannt. Die zur Auslese der Signale verwendeten Kathoden bestehen aus in z und ϕ segmentierten Flächenelementen, sogenannten *Pads*. Die jeweils zweite Lage ist gegenüber der ersten um 22.5° verdreht. Durch die Kombination von jeweils zwei angesprochenen Ausleseflächen der inneren und äußeren Kammern wird ein Spurkandidat definiert. Eine Zeitauflösung von 21 ns erlaubt dabei eine schnelle Entscheidungsfindung und Bestimmung des Wechselwirkungszeitpunktes. Beide z-Kammern werden daher zur Ereignisselektion auf erster Stufe (*Level 1 Trigger L1*) verwendet (siehe dazu auch die Beschreibung über die Triggerselektion auf Seite 46). Die Ansprechwahrscheinlichkeit für geladene Spuren erreicht ab einem Transversalimpuls von etwa $p_t \approx 300$ MeV einen konstanten Wert von ca. 60%.

3.3 Das Vorwärtsprotonspektrometer

Mit den bisher vorgestellten Detektoren lassen sich keine Teilchen nachweisen, die in Vorwärtsrichtung unter Polarwinkeln $\theta \lesssim 1$ mrad gestreut werden. Diese entkommen

[26] **C**entral **I**nner **Z** Chamber
[27] **C**entral **O**uter **Z** Chamber
[28] Eine Bestimmung der z-Koordinate ist auch mit den zentralen Kammern CJC1 und CJC2 möglich, ist aber wesentlich schlechter. Dabei macht man sich zunutze, daß die Signaldrähte an beiden Seiten ausgelesen werden. Durch die Ladungsteilung kann auf den Entstehungsort der Ionisation geschlossen werden.
[29] **C**entral **I**nner **P**roportional Chamber
[30] **C**entral **O**uter **P**roportional Chamber

im HERA-Strahlrohr. Aufgrund der gegenüber den Strahlprotonen geringeren Energie bzw. dem Streuwinkel am Vertex werden sie im Magnetfeld der HERA-Strahlführungsmagnete von dem umlaufenden Protonstrahl separiert. Sie lassen sich in einiger Entfernung an günstigen Orten, die durch die Betafunktion des Protonstrahles definiert werden, mit nahe an den umlaufenden Strahl gebrachten Detektoren nachweisen. Mit den Stationen des Vorwärtsprotonspektrometers ist es möglich, separierte Protonen direkt nachzuweisen und deren Impuls zu messen. Die vier Stationen bilden zusammen mit den Magneten der HERA-Maschine ein magnetisches Spektrometer.

In den folgenden Abschnitten wird der Schwerpunkt auf die sogenannten horizontalen Stationen gelegt. Diese befinden sich bei $z = 64$ m (Station *60H*) und $z = 80$ m (Station *80H*). Die Akzeptanz dieser Stationen für den transversalen Impuls und die Energie von gestreuten Protonen liegt bei etwa 0.26 GeV $\lesssim p_{t,p'} \lesssim 0.70$ GeV und $E_{p'} \gtrsim 850$ GeV. Sie sind somit geeignet, diffraktive Prozesse zu untersuchen, bei denen das Proton intakt bleibt.

Die vertikalen[31] Stationen bei $z = 81$ m und $z = 90$ m (*81V* und *90V*) sind sensitiv auf Ereignisse mit elastisch gestreuten Protonen mit einer Energie von etwa 550 GeV $\lesssim E_{p'} \lesssim 830$ GeV. Dominant ist in diesem Energiebereich der Reggeon- bzw. Pionaustausch. Umfassende Beschreibungen zu diesen Detektoren sind in den Arbeiten [Lis97, MK00, Wil01, Hil97, H1-99] dargestellt.

Wie die Detektoren des FPS aufgebaut sind, betrieben und wie die Impulse der Protonen gemessen werden, wird in den folgenden Abschnitten beschrieben. Zunächst werden jedoch die Komponenten, die die spektrometrische Messung mit dem FPS zulassen, nämlich die Strahlführungsmagnete in dem Vorwärtsbereich von H1, vorgestellt.

3.3.1 Die HERA-Strahlführungsmagnete im Vorwärtsbereich des H1-Detektors

Die Strahlführung in einem Bereich bis ca. $z = 120$ m vor dem H1-Detektor (siehe Abbildung 3.5) zeichnet sich durch das Fehlen von Sextupolen und Magneten mit höheren Multipolmomenten aus. Die Bewegungen der Protonen auf der durch die Strahlführungsmagneten vorgegebenen Bahn in der horizontalen und vertikalen Ebene sind daher in erster Näherung entkoppelt. Die wesentlichen Funktionen dieser Anordnung sind die Fokussierung des Protonstrahls auf den Vertex (QC-, QK- und QL-Quadrupole), die Separation beider Strahlen voneinander in der horizontalen Ebene (BH-Dipole) sowie nach einer vertikalen Fokussierung des Strahls (QR-Quadrupole) die vertikale Ablenkung des Protonstrahls um 5.7 mrad (BU-Dipole). Letztere Anordnung führt zu einer Dispersion in der vertikalen Ebene und wird für die Impulsmessung mit den vertikalen Stationen des FPS benutzt.

Zu den bisher genannten Magneten kommen Septummagnete (BS und BT) hinzu, die die Protonstrahllage nach der Trennung vom Elektronstrahl korrigieren.

[31] Die Bezeichnungen *vertikal* und *horizontal* bezeichnen jeweils die Ebene, in der sich die Detektoren an den Protonstrahl heran bewegen.

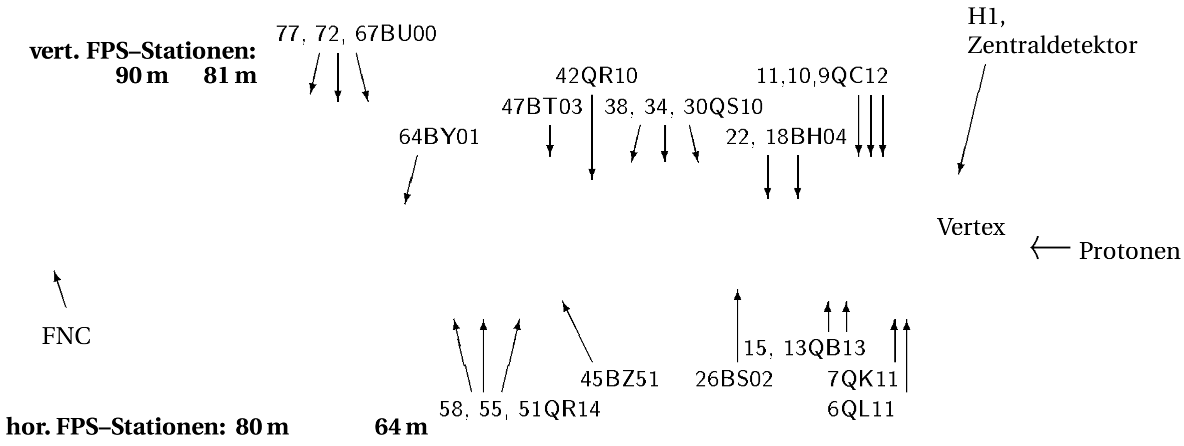

ABBILDUNG 3.5: *HERA-Strahlführungsmagnete und Detektoren im Vorwärtsbereich von H1. Dargestellt sind alle vier Stationen des FPS, das FNC sowie die verschiedenen Magnete und deren Bezeichnungen. Die Ziffern geben die Entfernung vom Wechselwirkungspunkt an, Q steht für Quadrupolemagnete und B steht für Dipolmagnete.*

3.3.2 Aufbau des FPS

Jede der vier Stationen des Vorwärtsprotonspektrometers besteht aus zwei Hauptkomponenten: Den Detektoren mit der dazugehörenden Elektronik sowie der Mechanik für die Bewegung der Detektoren.

3.3.2.1 Aufbau der horizontalen Detektoren

Die Aufgabe der Detektoren des FPS ist es, Protontrajektorien zu rekonstruieren. Die Vermessung der Trajektorien wird mit Hodoskopen aus szintillierenden Fasern vorgenommen. Die Triggersignale liefern 5 cm^2 große Szintillatoren, die auf die Hodoskope aufgeklebt sind. Ein Übersichtsbild zeigt Abbildung 3.6. In ihr werden ebenfalls die gebräuchlichen Koordinatensysteme dargestellt: Das Koordinatensystem (x, y, z) ist das strahlgebundene und (u, v, z) das lokale, welches sich an der Ausrichtungen der Fasern orientiert. Der Ursprung des strahlgebundenen Systems liegt am Wechselwirkungspunkt von H1, der des lokalen an der Unterkannte der Detektoren. Ein weiteres lokales Koordinatensystem, welches bei späteren Berechnungen benötigt wird, ist das mit $(x_{\text{lokal}}, y_{\text{lokal}}, z_{\text{lokal}})$ bezeichnete System, dessen Ursprung sich in der Mitte der Subdetektoren befindet, wie in der Abbildung 3.7 veranschaulicht. In den beiden Darstellungen 3.6 und 3.7 sind zusätzlich die wichtigsten Abmessungen angegeben.

Die Faserhodoskope und Vielkanalphotomultiplier

Ein Detektor des FPS besteht aus 2 Faserhodoskopen je Koordinate u und v. Die hier benutzten szintillierenden Fasern[32] haben einen Durchmesser von 1 mm. Ihr Kern besteht aus Plastikszintillatoren [33]. An sie sind Lichtwellenleiter angeklebt, die das Szintillati-

[32]POLIFI 02-42-100, Pol. Hi. Tech., S. p. Turanense Km. 44400-67061 Carsoli (AQ), Italien.
[33]Das verwendete Material wird als Pol.Hi.Tech. bezeichnet.

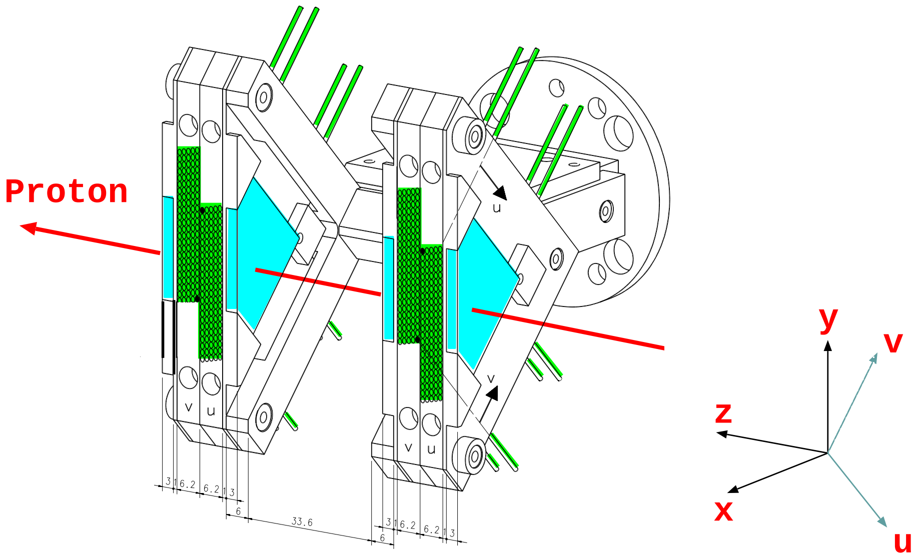

ABBILDUNG 3.6: *Der Detektor der horizontalen Stationen mit dem Detektorträger, den Faserhodoskopen und flächigen Trigger-Szintillatoren. Die Flugrichtung eines nachzuweisenden Protons ist angedeutet. Die Angaben sind in* mm.

onslicht zum Photomultiplier weiterleiten. Doppellagiges Abschirmmaterial (*cladding*) sorgt dafür, daß nur Totalreflexion innerhalb des Lichtleiters stattfindet.

Zwei Hodoskope, jeweils aus 5 Lagen zu je 24 Fasern, sind in einem Winkel von $\pm 45°$, was der u- und v-Koordinate entspricht, zur senkrechten Koordinatenachse y angeordnet. Sie bilden zusammen einen Subdetektor. Zwei dieser Subdetektoren sind in einem Abstand von 3.4 cm zueinander installiert und bilden den Detektor einer Station. Die Fasern einer Lage sind jeweils um 0.297 mm gegenüber der anderen verschoben, um die Ortsauflösung für senkrecht durchfliegende Teilchen zu erhöhen.

Über Lichtleitfasern wird das bei Teilchendurchgang entstandene Licht an vier Mikrokanalphotomultiplier (*MCPM*[34]) pro Station weitergegeben. Diese sind in eine Maske eingeklebt, die an die Photokathode eines jeden MCPMs angepaßt ist. Von den vorhandenen 124 Kanälen eines MCPM werden 120 zur Auslese eines Hodoskopes benötigt, wobei von den verbleibenden zwei mit Lichtdioden zu Testzwecken bestückt. Der schematische Aufbau und die Beschaltung eines MCPM ist in Abbildung 3.8 dargestellt. Wichtige Daten, insbesondere die wesentlichen Konversionsfaktoren der Faserhodoskope[35] und Mikrokanalphotomultiplier[36], finden sich in Tabelle 3.4. Zur Verstärkung werden zwei Mikrokanalplatten verwendet. Die an der Multialkali-Photokathode aus-

[34]**M**icro **C**hannel **P**hoto**m**ultiplier, MELZ, Electrozavodskaja 14, 107061 Moskau, Rußland.

[35]Bei dem E_{dep}/N_γ^{MCPM}-Konversionsfaktor beschreibt E_{dep} die deponierte Energie eines durchfliegenden Protons im Szintillator und N_γ^{MCPM} die Anzahl der den MCPM erreichenden Photonen. Zur Berechnung gehen die spezifische Energiedeposition E_{dep} für Protonen in diesem Szintillator (200 keV), der E_{dep} zu Photonen-Konversionsfaktor (9 Photonen/keV), die *trapping efficiency* (7%) sowie die Abschwächungslänge in den Lichtleitfasern (90%) ein.

[36]In den Photonen/FADC-Konversionsfaktor gehen die Quanteneffizienz (15%) und die Verstärkung des MCPM ($3 \cdot 10^5$) sowie die Vorverstärkung (1V/pC) und die Digitalisierung (6 Bit) ein.

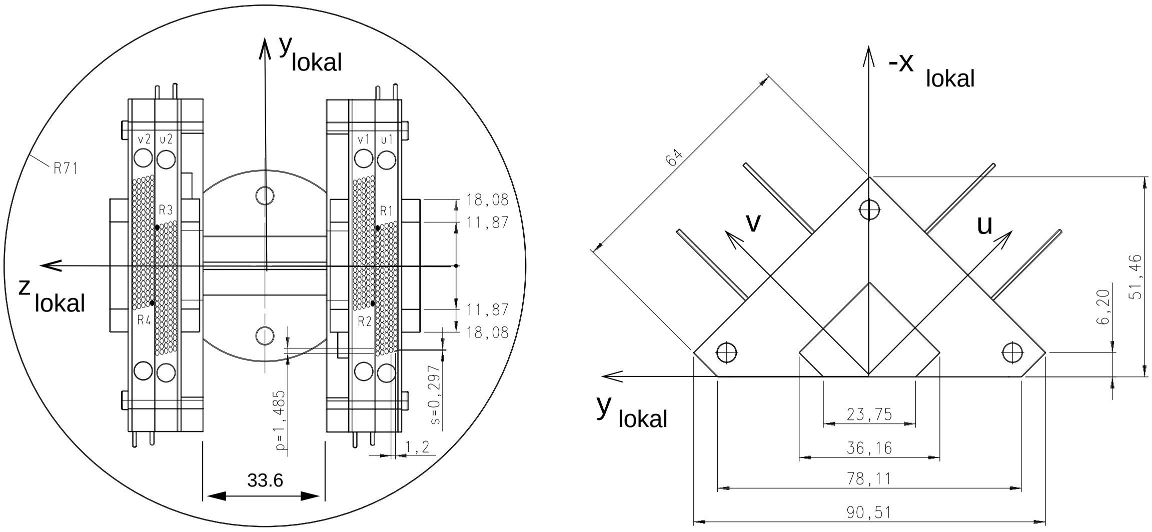

ABBILDUNG 3.7: *Die Abmessungen der horizontalen Detektoren; die Angaben sind in* mm. *Links ist eine Ansicht aus dem Strahlrohr in Richtung des Tauchgefäßes (R71) mit den installierten Detektoren dargestellt. Zu erkennen sind die Subdetektoren 1 und 2. Diese sind aufgeteilt in die Koordinatensubdetektoren u1, v1 und u2, v2. Rechts ist eine Seitenansicht auf die Trigger-Szintillatoren dargestellt. Neben dem* (u, v) *ist ein weiteres lokales Koordinatensystem* $(x_{\mathrm{lokal}}, y_{\mathrm{lokal}}, z_{\mathrm{lokal}})$ *eingezeichnet.*

tretenden Elektronen werden über eine elektrostatische Fokussierung auf die Mikrokanalplatte (siehe [Leo94]) gelenkt[37]. Die Kanäle haben einen Abstand von 5 μm, einen Durchmesser von 15 μm und sind in einem Winkel von 12° in die Platte eingelassen. Die sich darunter befindenden Anodenplatten haben eine Größe von 1.5 mm $\times$ 1.5 mm. Das Übersprechen zwischen den Kanälen beträgt etwa 1% [vE00].

Die Anodenplatten sind mit Vorverstärkern mit einer Empfindlichkeit von 1 pC/mV verbunden. Die Signale werden dann mit einem 6-bit FADC (dynamischer Bereich: $0-1$ V) digitalisiert und in ein Schieberegister geleitet. Eine ausführliche Beschreibung der Ausleseelektronik sowie des Weges der Daten findet sich in [Wil01, vE00].

Die Trigger-Szintillatoren und die Trigger-Photomultiplier

Auf die Hodoskopflächen der Detektoren sind zur Bereitstellung von Triggersignalen insgesamt vier flächige Szintillatoren[38] (*Trigger Tiles, TT1 bis TT4*) pro Station geklebt. Sie sind 3 mm dick und werden zur Erhöhung der Redundanz über Lichtleitfasern mit jeweils *zwei* Photomultipliern R5600 der Firma Hamamatsu[39] verbunden, so daß ins-

[37] Die lange Driftstrecke bedeutet eine Anfälligkeit auf longitudinale Magnetfelder.

[38] Das verwendete Szintillatormaterial ist BC-408, BICRON, 12345 Kinsman Road, Newbury, Ohio 44065-9577, USA.

[39] Hamamatsu Photronics K. K., Electron Tube Center, 314-5 Shimokanzo, 438-0193 Japan.

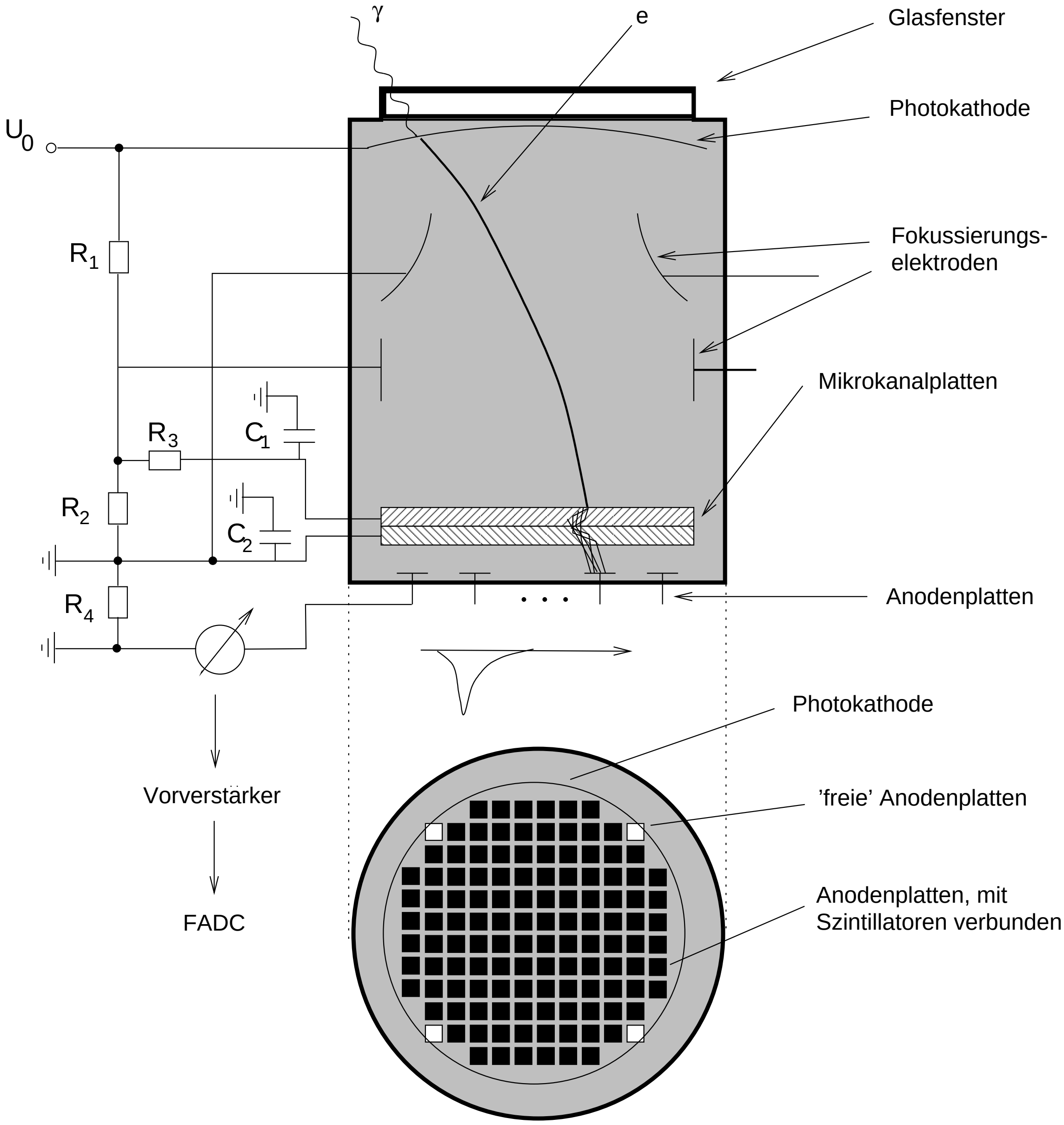

ABBILDUNG 3.8: *Schematische Schnittzeichnung und Beschaltung eines MCPMs, wie er in den horizontalen Stationen verwendet wird (oben), sowie die Anordnung der Anodenplatten (unten). Ebenso ist beispielhaft der Signalweg von einem einfallenden Lichtquant aus den Lichtleitern bis hin zu den FADCs dargestellt. Die verschiedenen Widerstände und Kondensatoren haben folgende Spezifikationen:* $R_1 = 2\ \mathrm{M\Omega}$, $R_2 = 7\ \mathrm{M\Omega}$, $R_3 = 10\ \mathrm{M\Omega}$, $R_4 = 1\ \mathrm{M\Omega}$, $C_1 = 15\ \mathrm{nF}$ *und* $C_2 = 1.6\ \mathrm{nF}$. *Die angelegte Hochspannung beträgt etwa* $U_0 = 2800$ *V.*

Parameter		Wert
Faserhodoskope		
Material		Pol. Hi. Tech.
Fasern pro Koordinate und Subdetektor		5 Lagen à 24 Fasern
Durchmesser der Fasern	[mm]	1
Länge der Lichtleitfasern	[cm]	30
$E_{dep}/N_{\gamma}^{MCPM}$ -Konversionsfaktor	[keV/Photonen]	2
Mikrokanalphotomultiplier		
Typ		$MCPM - 124$
Maße (Radius × Höhe)	[cm] × [cm]	2.5×8
Photokathodendurchmesser	[cm]	2.5
Pixelgröße	[mm] × [mm]	1.5×1.5
Kanalanzahl		124
Quanteneffizienz bei $\lambda_{\gamma} = 400$ nm	[%]	15
Verstärkung bei $U = 2.8$ kV		$3 \cdot 10^{5}$
Photonen / FADC -Konversionsfaktor	[Photonen/FADC-Einheit]	2

TABELLE 3.4: *Technische Daten [vE00] sowie die wesentlichen Konversionsfaktoren der Faserhodoskope, Lichtwellenleiter und Mikrokanalphotomultiplier.*

gesamt 8 Trigger-Photomultiplier ($PM_{TT1,1}$ bis $PM_{TT4,2}$) je Station zur Verfügung stehen. Einige technische Parameter sind in Tabelle 3.5 angegeben. Die Verstärkung der Signale der Photomultiplier sowie deren Digitalisierung geschieht analog zu den MCPMs. Zu Triggerzwecken wird parallel zu diesem *analogen Signal* $f_A(PM_{TTi,j})$ (mit $i = 1..4$ und $j = 1..2$) ein *digitales Signal* $f_D(PM_{TTi,j})$ erzeugt: Liegt der analoge Wert eines Trigger-PMs über einer bestimmten Schwelle (*Komparatorschwelle*), so wird der Wert des digitalen Signales zu 1 gesetzt, anderenfalls zu 0. Die Schwelle des Komparators lag 1999 bei 120 mV.

Die digitalen Signale eines jeden Trigger-Photomultipliers werden in einen Triggerprozessor (*TP*) geleitet und dort logisch verknüpft. Sind, bezogen auf eine Station, die Bedingungen

$$\bigwedge_{i=1..4} (f_D(PM_{TTi,1}) \wedge f_D(PM_{TTi,2}))$$

oder

$$\bigwedge_{i=1..4} (f_D(PM_{TTi,1}) \vee f_D(PM_{TTi,2}))$$

erfüllt, so entspricht das einer Vierfachkoinzidenz. Tritt diese, oder für das Jahr 1999 auch eine 3-aus-4 Koinzidenz, ein, wird von einem Protonkandidaten ausgegangen und es wird von dem TP ein Signal an den zentralen Trigger (CT) von H1 gesandt. Liegt diesem ein solches Signal in Koinzidenz von beiden horizontalen Stationen vor, wird ein Triggerelement (TE) der horizontalen Stationen des FPS `FPS_HOR` gesetzt. Dieses kann dann auf erster Stufe (*Level 1 Trigger*) mit anderen Triggerelementen verknüpft werden. Dies wird in den Abschnitten 3.4.1 und 5.2.4 näher erläutert, ebenso wie die Bestim-

Parameter		Wert
Trigger-Szintillatoren		
Material		BC-408
Dicke	[mm]	3
Anzahl auslesender Lichleitfasern pro PM		50
Durchmesser der Fasern	[mm]	0.5
Länge der Lichleitfasern	[cm]	15
Trigger-Photomultiplier		
Typ		R5600U
Maße ($Radius$ x $Höhe$)	[cm] $\times$ [cm]	1.5×1.1
Photokathodendurchmesser	[mm]	8
Kanalanzahl		1
Quanteneffizienz bei $\lambda_\gamma = 400$ nm	[%]	20
Verstärkung bei $U = 800$ kV		10^6

TABELLE 3.5: *Die wichtigsten technischen Daten der Trigger-Szintillatoren und Trigger-Photomultiplier*

mung der Ansprechwahrscheinlichkeiten der Trigger-Szintillatoren und Faserhodoskope.

3.3.2.2 Mechanischer Antrieb des FPS

Die Notwendigkeit sowohl einer großtmöglichen Apertur während der Injektionsphase in HERA wie auch eines geringen Abstandes der Detektoren vom Protonstrahl während der Luminosität führt dazu, daß die Detektoren des FPS in beweglichen mit trockenem Stickstoff gefüllten Tauchgefäßen (*Roman Pots*) untergebracht sind. Dieses sind Zylinder aus 3 mm dickem Stahl mit einem Innendurchmesser von 14 cm. Um das Material vor dem sensitiven Teil der Detektoren gering zu halten, wurden dort 0.3 mm dicke Stahlfenster eingesetzt. Der Boden des Gefäßes ist 0.5 mm dick, um die Wechselwirkungen mit den Strahlprotonen zu minimieren.

Der Zylinder ist in ein Vakuumkreuzungsstück eingelassen und über einen Vakuum-Edelstahl-Faltenbalg mit ihm verbunden. Dies gewährleistet die senkrechte Bewegung relativ zum Strahlrohr. Der Aufbau ist in Abbildung 3.9 gezeigt.

Bei den horizontalen Stationen sorgt aufgrund der begrenzten räumlichen Verfügbarkeit ein hydraulischer Antrieb für die Bewegung der Tauchgefäße. Das hydraulische System besteht aus vier Edelstahl-Kompensatorbälgen, die über Edelstahlleitungen (Innendurchmesser $\varnothing_i = 4$ mm) miteinander verbunden sind. Zwei Kompensatorbälge[40], über eine Gewindestange und Zahnriemen mit einem 5-Phasen-Schrittmotor[41] verbunden, sorgen für den Aufbau (Fahren in Richtung des Strahls) bzw. Abbau eines hydraulischen Drucks. Zwei weitere Bälge sind direkt mit dem Tauchgefäß verbunden. Sie

[40] Senior Flexonics, Berghöner GmbH, Kassel.
[41] Modell RDM 110/51122, Firma Berger-Lahr, Lahr.

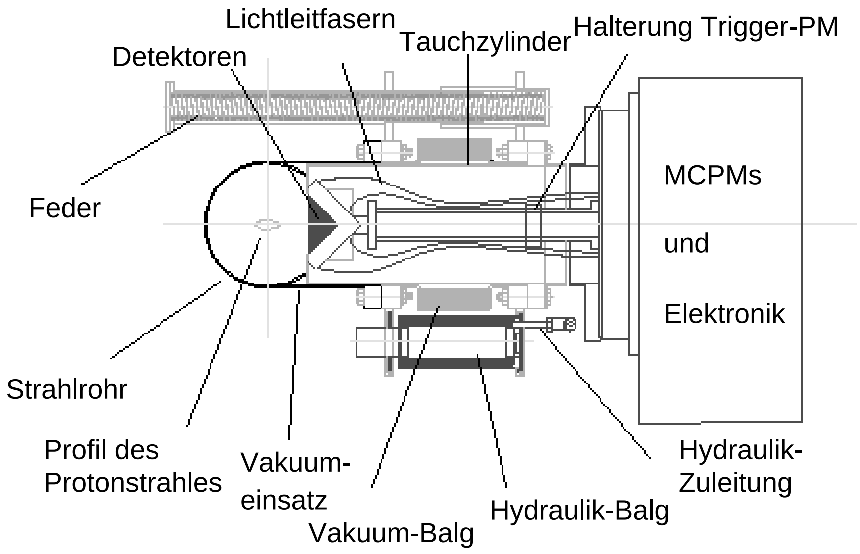

ABBILDUNG 3.9: *Eine horizontale FPS-Station mit den verschiedenen Komponenten, in Protonstrahlrichtung blickend.*

dehnen sich beim Anstieg des Drucks[42] aus und bewegen die Tauchgefäße mit den Detektoren in Richtung des Protonstrahls. Einige der technischen Parameter dieser Bälge sind in Tabelle 3.6 aufgelistet.

Hydraulik-Balg	relaxierte Länge [mm]	maximaler Hub [mm]	Innendurch-messer $\varnothing_i$ [mm]	Außendurch-messer $\varnothing_i$ [mm]	Anzahl der Windungen
Motor	400	-150	25	37	100
Tauchgefäß	116	±16	42	60	19

TABELLE 3.6: *Abmessungen der bei den horizontalen Stationen des FPS zum Einsatz gekommenen Hydraulikbälge (Stand: Herbst 1999).*

Zur Steuerung des Systems sind weitere Bauteile vorhanden, wie eine vereinfachte schematische Darstellung in Abbildung 3.10 zeigt.

An den Motorbälgen befinden sich Endschalter (Mikroschalter), jeweils kurz vor dem mechanischen äußeren (*SEndA*) und inneren Ende (*SEndI*). Sie signalisieren dem Steuerungsprogramm[43], daß der Motor stoppen muß. Der äußere Endschalter wird zusätzlich dazu benutzt, die Motorbälge und den Motor am Anfang jeder Fahrt auf eine definierte, reproduzierbare Ausgangsposition zu fahren.

[42]Der typische Druck im hydraulischen System in einer Datennahmeposition beträgt etwa 12 — 15 bar.
[43]Dieses besteht aus zwei Komponenten: Einerseits den sogenannten HERMICS und andererseits einem PC, der diese über einen SEDAG-Bus steuert. Eine ausführliche Beschreibung findet sich bei [Wil01].

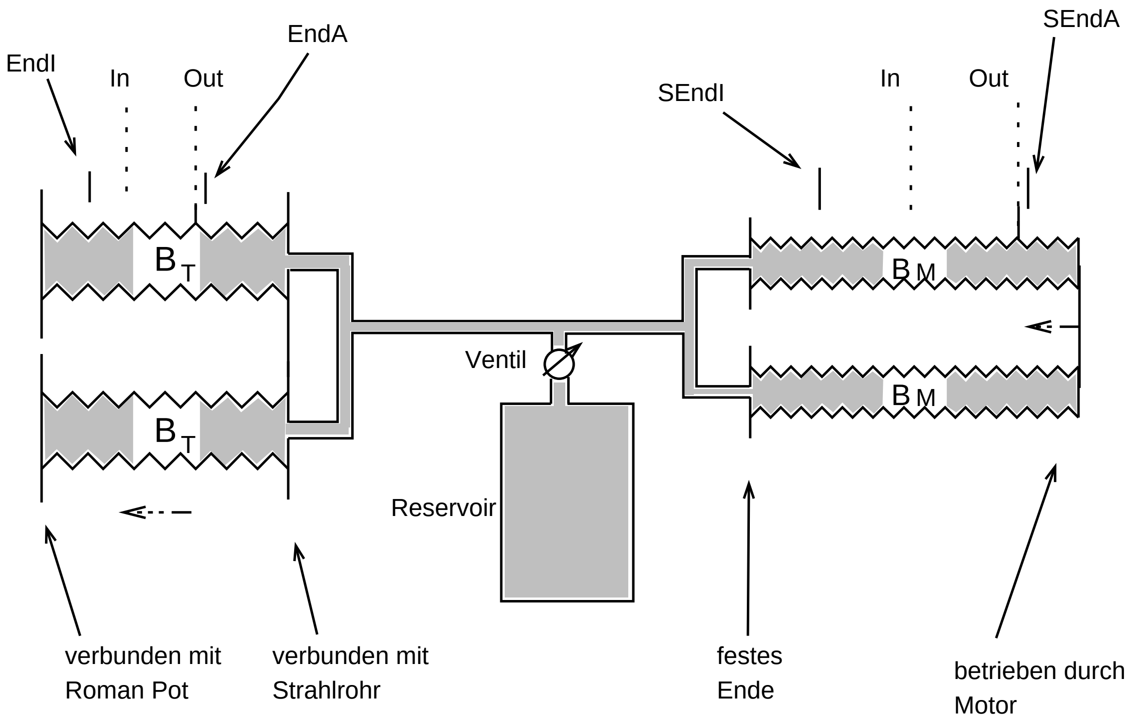

ABBILDUNG 3.10: *Eine vereinfachte Darstellung der Hydraulik für eine horizontale Station des FPS. Links die Bälge an dem Tauchgefäß (B_T), rechts die durch den Motor getriebenen (B_M). Der Motor und der Zahnriemen sind nicht dargestellt. Typische Parkpositionen (Out) und Positionen während der Datennahme (In) sind angedeutet.*

An dem Tauchgefäß befinden sich ebenfalls ein äußerer (*EndA*) und ein innerer (*EndI*) Endschalter[44]. Die Aufgabe von *EndA* besteht darin, eine näherungsweise reproduzierbare Parkposition für das Tauchgefäß zu definieren. Zudem liefert er mit der gemessenen Position des Detektors eine redundante Information, die wichtig ist, falls eines der beiden Systeme ausfallen sollte. Der innere Endschalter sorgt dafür, daß die Detektoren nicht zu nahe an den Strahl fahren. Sollte dieser Schalter gedrückt werden, wird das Tauchgefäß sofort in die Parkposition gebracht.

Um den Topf vor einem Verkanten zu schützen, sind vier Führungsrohre angebracht (s. Abbildung 3.9). In ihnen sind Federn installiert, die eine Kraft in Richtung der Parkposition aufbauen, sobald das Tauchgefäß aus dieser bewegt wird. Durch das Öffnen eines Ventils kann das Öl[45] in ein Reservoir abfließen und so der hydraulische Druck abgebaut werden. Auf diese Weise kann der Detektor schnell aus der Datennahmeposition in die Parkposition gebracht werden.

[44]Ab Januar 2000 sind die Endschalter vertauscht: Die *SEnd* Schalter befinden sich am Tauchgefäß, die *End* Schalter am Motor.
[45]Shell Aero Fluid 4,Shell Direct GmbH, 21079 Hamburg.

Um die Position des Detektors zu messen, sind Heidenhain-Meßtaster[46] im Einsatz. Sie geben die gemessene Position des Detektors mit einer Genauigkeit von 5 μm an. Eine von der Fahrsteuerung angegebene Position läßt sich mit einer Genauigkeit von $10\ \mu$m reproduzieren. Die Messung der Position des Detektors wird zur Kalibration des FPS während der Datennahme verwendet (s. Abschnitt 3.3.3.4). Die Position der Tauchgefäße und die Ablesung der Meßfühler wird vor jeder Meßperiode durch eine optische Vermessung relativ zu den Protonmagneten geeicht.

3.3.2.3 Der Betrieb des FPS

Die Detektoren werden während des Luminositätsbetriebs und bei guten Strahlbedingungen mit einem automatischen Steuerungsprogramm an den Strahl gefahren. Dies dauert je nach Untergrundbedingungen, Strahllage und den verschiedenen Fahrparametern[47] etwa 20 min für alle vier Stationen. Als Eingabe werden die Zählraten von Strahlverlustmonitoren, die in der Nähe der Stationen am Protonstrahlrohr installiert sind, sowie eine Vierfachkoinzidenzzählrate der Trigger-Szintillatoren der jeweiligen Station und die gemessenen Positionen der Detektoren benutzt. Die Teilchendichte des Protonstrahles ist in erster Näherung gaußförmig verteilt, so daß die Koinzidenzzählrate mit der Annäherung an den Strahl zunimmt. Erreicht der Quotient zweier aufeinanderfolgender, über einen bestimmten Zeitraum gemittelte Zählraten einen Schwellwert[48], so wird die Fahrt gestoppt. Ein sogenanntes *DAQ*[49]*-Flag* wird gesetzt, das diese Position als feste Datennahmeposition ausweist.

Im Vergleich zu der vertikalen Ebene ist das Strahlprofil in der horizontalen Ebene wesentlich breiter. In Tabelle 3.7 sind die verschiedenen Werte dargestellt.

Station	d_x^{in}/mm	$d_{\sigma_x}^{in}/mm$	σ_x/mm	σ_y/mm	$R^{4/4,in}$/Hz	$R^{4/4,out}$/Hz
60H	29	12	2.41	0.71	30 000	3 000
80H	20	12	1.73	0.21	20 000	2 000

TABELLE 3.7: *Die typischen Positionen und Triggerraten der horizontalen Stationen 1999. Angegeben sind typische Werte für die Entfernung vom Protonstrahl während der Datennahme in mm (d_x^{in}) und in σ_x ($d_{x,\sigma}^{in}$), die Werte für σ_x und σ_y sowie typische Koinzindenztriggerraten aller vier Triggerzähler bei guten Bedingungen in der Parkposition ($R^{4/4,out}$) und typischer Datennahmeposition ($R^{4/4,in}$) . Die Parkposition liegt bei etwa $d_x^{out} = 60$ mm.*

Das Fahrprogramm stellt zwei Möglichkeiten zur Verfügung, die Stationen wieder in die Parkposition zurückzubringen: Das langsame Zurückfahren geschieht mit dem Motor, indem der Druck in den Motorbälgen abgebaut wird, bis die Parkposition erreicht

[46] Heidenhain Meßtaster Metro MT60, Dr. J. Heidenhain GmbH, D-8225 Trauenreut.

[47] Es gibt drei Fahrbereiche, in denen mit einer unterschiedlichen Geschwindigkeit gefahren wird. Die Grenzen dieser Bereiche sind frei wählbar.

[48] Die Bestimmung dieses Faktors ist ein iterativer Prozeß: Es gehen verschiedene Parameter wie Strahluntergrund, die physikalische Akzeptanz bei dieser Position oder die Beeinflussung des Protonstrahles in seine Bestimmung ein. Der Parameter hatte innerhalb der Datennahme einen Wert von 1.3.

[49] **D**ata **Aq**uisition

ist. Dieses Zurückfahren hingegen wird dann initiiert, wenn die Detektoren schnell aus der Datennahmeposition gefahren werden müssen. Es wird dann das Hydraulikventil geöffnet, und die vier Federn drücken das Tauchgefäß mit einer Anfangsbeschleunigung von größer als $20\ \mathrm{cm/s^2}$ innerhalb von etwa $1-2$ s in die Parkposition. Danach drückt der Motor die Motorbälge zusammen, bis *SEndA* gedrückt ist und das Ventil wieder geschlossen wird (*Initialisierung der Hydraulik*). In beiden Fällen wird danach eine sogenannte *Kalibration des hydraulischen Systems* vorgenommen. Dazu wird das Tauchgefäß bei geschlossenem Ventil wenige Millimeter in Richtung des Strahles gefahren und dann wieder zurück an den Endschalter *EndA*. Diese Kalibration liefert den Zusammenhang zwischen der Anzahl der Motorschritte und der zurückgelegten Strecke des Tauchgefäßes in Millimetern. Dieses Verfahren erlaubt, die Detektoren bis auf einige μm genau an eine vorgegebene Position zu fahren.

3.3.3 Bestimmung der Energie und des Impulses gestreuter Protonen mit dem FPS

In diesem Abschnitt wird erläutert, wie die Impulse der mit dem FPS gemessenen Protonen rekonstruiert werden. Dies geschieht mit Hilfe des Rekonstruktionsprogramms `H1REC`.

3.3.3.1 Trefferidentifikation im FPS

Bei den von den Photomultipliern der Hodoskope und der Trigger-Szintillatoren aufgezeichneten FADC-Werte f_i kann es sich um Untergrund oder um signifikante Signale, die einem Proton zugeordnet werden können, sogenannte *Treffer*, handeln.

Im Gegensatz zu den Triggersignalen muß bei den Signalen der MCPMs mit Untergrund durch Übersprechen von benachbarten MCPM-Kanälen gerechnet werden. Ein großer Anteil resultiert aus δ-Elektronen. Ein weiterer wird durch Photonen hervorgerufen, die aus den Lichtwellenleitern unter einem zu großen Winkel auf das Glasfenster am MCPM auftreffen und Kaskaden in benachbarten Kanälen der Mikrokanalplatte auslösen [Bä94]. Um Mehrfachreflektionen zwischen dem Glasfenster des MCPMs und den Lichtwellenleitern zu verhindern, die zu Übersprechen in *entfernten* Kanälen führen, wurden individuelle Masken, in die die Lichtwellenleiter eingeklebt sind, hergestellt. Diese Maske ist paßgenau auf dem Fenster des MCPM angebracht.

Das Übersprechen in den Mikrokanalplatten ist aufgrund ihrer Bauart sehr gering und beträgt etwa 1.0 bis 2.0 % [vE00].

Um durch das Übersprechen benachbarter Kanäle erzeugte Signale von dem eigentlichen Signal zu trennen, wird ein Filteralgorithmus verwendet. Dabei wird von dem digitalisierten Signal jedes MCPM-Kanals das gewichtete Mittel der Signale seiner Nachbarkanäle subtrahiert. Eine Beschreibung dieses Algorithmus findet sich in [Lis97].

Die Quellen für Rauschsignale sind hauptsächlich die Vorverstärker und FADC-Chips. Um den Anteil des Rauschens am eigentlichen Signal zu ermitteln, werden die digitalen Signale mit eingeschalteter Hochspannung ohne Strahlteilchen im HERA-Ring aufgezeichnet. Die Mittelwerte p_i und die Fluktuationen σ_i der Amplitudenverteilung jedes

Kanals i werden zur Bestimmung einer Grenze genutzt, unterhalb derer die digitalisierten Signale als Rauschen angesehen werden. Nur FADC-Werte, für die

$$f_i - p_i > a \cdot \sigma_i + b$$

mit $a, b \in \mathbb{R}^+$ gilt, werden als Signal bzw. Treffer anerkannt und stehen einer weiteren Analyse zur Verfügung. Dies gilt gleichermaßen für die Amplituden der Trigger-Szintillatoren wie auch für die Amplituden der Hodoskope. Typische Werte für die horizontalen Stationen in der Datennahmeperiode 1999 sind $\sigma_i = 2 - 3$ FADC-Einheiten sowie $p_i = 3 - 4$ FADC-Einheiten. Zur Unterdrückung des Rauschsignals haben sich die Werte $a = 2$ und $b = 1$ für die Hodoskope und $a = 3$ und $b = 15$ für die Trigger-Szintillatoren bewährt. Typischer bei dem Durchgang eines Protons gemessener FADC-Wert sind etwa 50 Einheiten.

3.3.3.2 Die Rekonstruktion von Trajektorien im FPS

Die Rekonstruktion von Spuren innerhalb einer Station basiert auf identifizierten Treffern in den Hodoskopen. Sie gliedert sich in zwei Schritte, die nachfolgend erläutert werden.

Gruppierungen der Treffer

Für jedes Faserhodoskop werden die Treffer zu Gruppen zusammengefaßt. Aufgrund der Anordnung der Fasern kann ein näherungsweise strahlparallel fliegendes Teilchen nur in maximal 2 nebeneinanderliegenden Faserreihen ein Signal erzeugen. Solche Trefferanordnungen werden als Gruppe bezeichnet.

Danach wird die Gruppe mit der größten Anzahl an Treffern N^{max} gesucht. Alle anderen Gruppen werden behalten, solange sie mindestens 2 aber nicht weniger als $(N^{max} - 1)$ Treffer aufweisen.

Spurrekonstruktion

Die Gruppierung der Treffer wird für alle vier Hodoskope einer Station vorgenommen. Danach werden aus den Gruppen der jeweils gleichen Koordinate u und v Spurprojektionen berechnet. Beide Projektionen werden schließlich zu einer sogenannten *lokalen* Spur zusammengefaßt und in ein stationsgebundenes (x_{lokal}, y_{lokal})-Koordinatensystem (siehe Abbildung 3.7) übertragen. Mit der Kenntnis der Detektorpositionen werden die lokalen Spuren in das strahlgebundene HERA-Koordinatensytem (x, y, s) transformiert, so daß aus ihnen *eine* Ausgleichsgerade, die Protontrajektorie, berechnet werden kann. Ihr Aufpunkt und ihre Steigung wird bei $z = 72$ m angegeben.

Die Verteilung von Durchstoßpunkten der lokalen Spuren, die eine Protontrajektorie bilden, ist in Abbildung 3.11 dargestellt. Das hier verwendete Koordinatensystem ist das stationsgebundene. Die Kante des Detektors liegt bei $x_{lokal} = 0$ mm und die Datenpunkte reichen bis an sie heran. Dies wird besonders deutlich bei der Station 60H, die meist das begrenzende Element bezüglich der Akzeptanz darstellt. Die Grenze zur strahlabgewandten Seite ist gegeben durch die horizontale Aperturbeschränkung des Strahlrohres. Die Verteilung in der Vertikalen ist bei $z = 64$ m noch symmetrisch zum

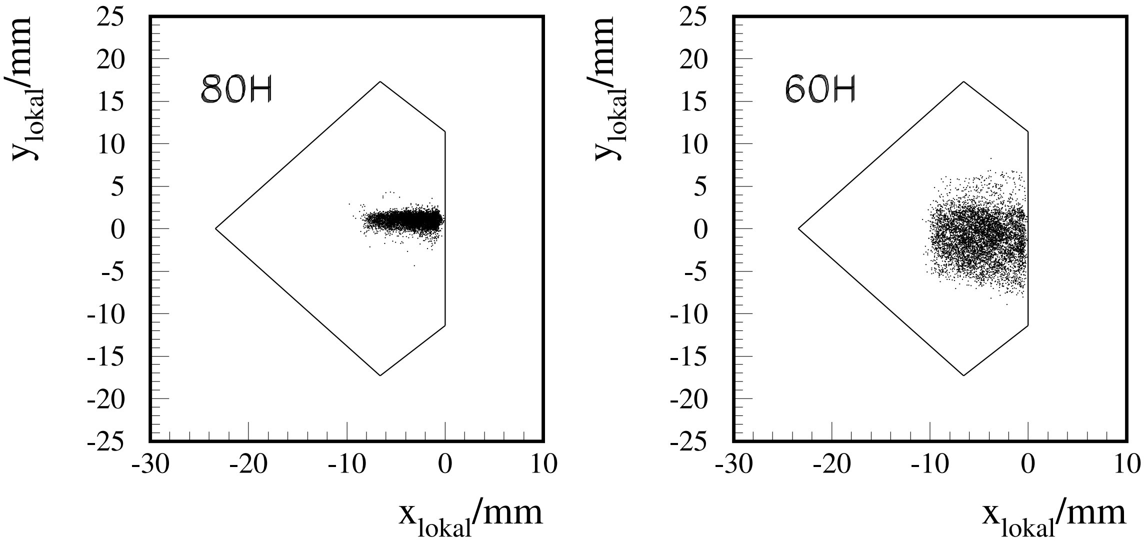

ABBILDUNG 3.11: *Durchstoßpunkte* (x_{lokal}, y_{lokal}) *rekonstruierter lokaler Spuren in den beiden horizontalen Stationen. Dabei ist das lokale, stationsgebundene Koordinatensystem benutzt worden. Die Kante zu kleinen* x_{lokal} *ist begründet in der Apertur des Strahlrohres. Wie bereits aus Tabelle 3.7 ersichtlich, ist in* y *bei* $z = 64$ *m eine breitere Verteilung zu erwarten als bei* $z = 80$ *m.*

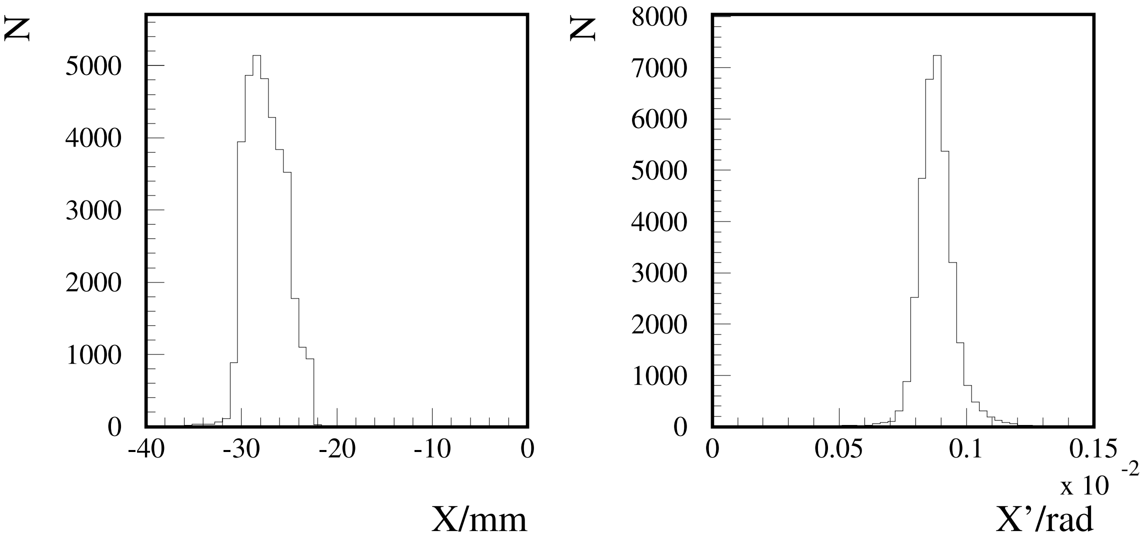

ABBILDUNG 3.12: *Verteilung der rekonstruierten Protontrajektorien im FPS. Dargestellt ist die* X*-Koordinate des Durchstoßpunktes sowie die Steigung* X' *in der horizontalen Ebene der Spuren bei* $z = 72$ *m im HERA-Koordinatensystem. Deutlich wird der begrenzte Akzeptanzbereich der horizontalen Stationen.*

Ursprung, bei $z = 80$ m macht sich schon die Anhebung des Strahls durch die Dipolmagnete (BU) bemerkbar.

Wie Abbildung 3.12 verdeutlicht, ist die Akzeptanz in der Horizontalen auf einen kleinen Bereich zwischen $x = -22$ mm und $x = -32$ mm beschränkt. In dieser Abbildung ist die Verteilung der x-Koordinate der Durchstoßpunkte X sowie die Steigung X' der rekonstruierten Protontrajektorien bei $z = 72$ m im HERA-Koordinatensystem dargestellt. Was dies für die Akzeptanz der kinematischen Variablen bedeutet, wird in Kapitel 5.2.6 erläutert.

Die Verschiebung der Faserlagen um 210 μm zueinander ergibt theoretisch eine Auflösung von 210 $\mu\text{m}/\sqrt{12} = 60$ μm, praktisch liegt sie aufgrund von Faserineffizienzen bei größeren Werten. Ein typischer Wert ist etwa 120 μm. Die Verschmierung der Durchstoßpunkte der Protonen, die durch den gaußförmigen Querschnitt des Protonstrahles am Vertex gegeben ist, liegt in derselben Größenordnung [Lis97].

Wie mit der Kenntnis der Fokussierungseigenschaften des HERA-Ringes und der Messung der Protontrajektorie bei $z = 72$ m der Protonimpuls am Vertex bestimmt werden kann, wird in dem folgenden Abschnitt erläutert.

3.3.3.3 Prinzip der Impulsmessung von vorwärts gestreuten Protonen

Die Flugbahn des Protons in Magnetfeldern ist abhängig von seiner Energie $E_{p'}$ und seinem Streuwinkel, bzw. dessen Projektionen auf die Achsen $dX(0\,\text{m})/ds = X'(0\,\text{m}) = \tan\theta_x$ und $dY(0\,\text{m})/ds = Y'(0\,\text{m}) = \tan\theta_y$ am Vertex. Die Ablage in der horizontalen Ebene $X(s)$ eines Protons mit der Strahlenergie $E_{p'}$ relativ zum Referenzorbit wird in der Entfernung $s \approx z$ vom Vertex beschrieben durch

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

und seine Neigung entsprechend durch $dX(s)/ds = X'(s)$ [Ros93, Wil93]. Dabei ist ϵ_x die Emittanz, $\varphi_x(s)$ der Phasenvorschub und $\beta_x(s)$ die Betafunktion.

Unter Hinzunahme der Dispersionsfunktion $D_x(s, E_{p'})$, die den Unterschied zwischen der Referenzbahn bei Strahlenergie und der Trajektorie eines Protons der Energie $E_{p'}$ beschreibt, ergibt sich der Zusammenhang[50] zwischen den Meßgrößen der Protontrajektorie bei $z = 72$ m (X, X'), der Energie des gestreuten Protons $E_{p',x}$ sowie dessen Streuwinkel am Vertex θ_x zu

$$\begin{pmatrix} X(z = 72\,\text{m},\ E_{p',x}) \\ X'(z = 72\,\text{m},\ E_{p',x}) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_x(E_{p',x}) \\ c_x(E_{p',x}) \end{pmatrix} + X'(z = 0\,\text{m}) \begin{pmatrix} b_x(E_{p',x}) \\ d_x(E_{p',x}) \end{pmatrix}. \tag{3.2}$$

Dies ist ein nichtlineares Gleichungssystem, dessen Lösungen $E_{p',x}$ und $\theta_x = X'(z = 0\,\text{m})$ sind. Hierbei beschreiben a_x, b_x, c_x und d_x die Anordnung der Magnete und deren Felder. Sie werden als *Optikkoeffizienten* bezeichnet und sind bekannt.

Da bis zu den horizontalen Stationen das Strahlrohr nur aus Driftstrecken, Dipolen und Quadrupolen aufgebaut ist, sind die Bewegungen in der horizontalen und vertikalen Ebene entkoppelt. Das bedeutet, daß a_x, b_x, c_x und d_x nicht von θ_y abhängen und a_y, b_y, c_y und d_y nicht von θ_x. Der Protonimpuls kann somit in x und y unabhängig voneinander rekonstruiert werden, mit einer Gleichung analog zu 3.2 für die vertikale Ebene. So liefert die Messung von Y und Y' einen Wert für die Energie $E_{p',y}$ und den

[50] Eine ausführliche Herleitung findet sich in [Lis97].

Streuwinkel $\theta_y = Y'(z = 0\ \mathrm{m})$ des Protons. Dabei ergeben sich oft jeweils zwei Lösungen, von denen eine in einem nicht zugänglichen physikalischen Bereich liegt. So lassen sich Lösungen verwerfen, die nicht innerhalb der Winkelbereiche

$$\begin{aligned} -0.395\ \mathrm{mrad} < &\ \theta_x < -0.295\ \mathrm{mrad} \\ -0.8\ \mathrm{mrad} < &\ \theta_y < 0.8\ \mathrm{mrad} \end{aligned}$$

liegen. Gleiches gilt für Lösungen, die unphysikalisch hohe oder niedrige Energien aufweisen. Der Bereich zulässiger Energien ist beschränkt auf

$$870\ \mathrm{GeV} < E_{p',y} < 940\ \mathrm{GeV}\,.$$

Durch diese Bedingungen werden in den meisten Fällen eindeutige Lösungen gefunden. Von den verbleibenden Lösungen wird diejenige akzeptiert, bei der der Ausdruck

$$\frac{(E_{x,p'} - E_{y,p'})^2}{(E^2_{x,p'} + E^2_{y,p'})}$$

ein Minimum aufweist. Anschließend werden aus den Größen $E_{x,p'}, E_{y,p'}, \theta_{x,p'}$ und $\theta_{y,p'}$ mittels einer χ^2-Anpassung die endgültigen Werte für die Winkel Θ_x und Θ_y und die Energie $E_{p'}$ berechnet, indem der Ausdruck[51]

$$\chi^2 = \left(E_{p'} - E_{p',x},\quad E_{p'} - E_{p',y},\quad \Theta_x - \theta_x,\quad \Theta_y - \theta_y \right) \cdot \mathrm{Cov}^{-1}_{E_{p',x},E_{p',y},\theta_x,\theta_y} \cdot \begin{pmatrix} E_{p'} - E_{p',x} \\ E_{p'} - E_{p',y} \\ \Theta_x - \theta_x \\ \Theta_y - \theta_y \end{pmatrix}$$

minimiert wird. Dazu wird das Gleichungssystem

$$\begin{aligned} \frac{\partial \chi^2}{\partial E_{p'}} &= 0 \\ \frac{\partial \chi^2}{\partial \Theta_x} &= 0 \\ \frac{\partial \chi^2}{\partial \Theta_y} &= 0 \end{aligned}$$

nach den drei Unbekannten $E_{p'}, \Theta_x$ und Θ_y aufgelöst. Eine Lösung wird nur akzeptiert, wenn $\chi^2 < 10$ ist.

Der transversale Impuls des gestreuten Protons ist definiert als $p_{t,p'} = E_{p'} \sin(\Theta'_p)$, wobei sich $\Theta_{p'}$ aus den hier berechneten Größen berechnen läßt mit $\tan(\Theta_{p'}) = \sqrt{\tan(\Theta^2_{p'}) + \tan(\Theta^2_{p'})}$.

3.3.3.4 Kalibration

Die Ablage $X(z = 72\ \mathrm{m})$ und Orientierung $X'(z = 72\ \mathrm{m})$ der mit dem FPS gemessenen Protontrajektorien sind zunächst nur bezüglich der nominellen Strahlposition bekannt. Da der Protonstrahl in der Realität von der nominellen Position abweicht, muß

[51] $\mathrm{Cov}_{E_{p',x},E_{p',y},\theta_x,\theta_y}$ ist die Kovarianzmatrix, die sich aus der Fehlerrechnung ergibt.

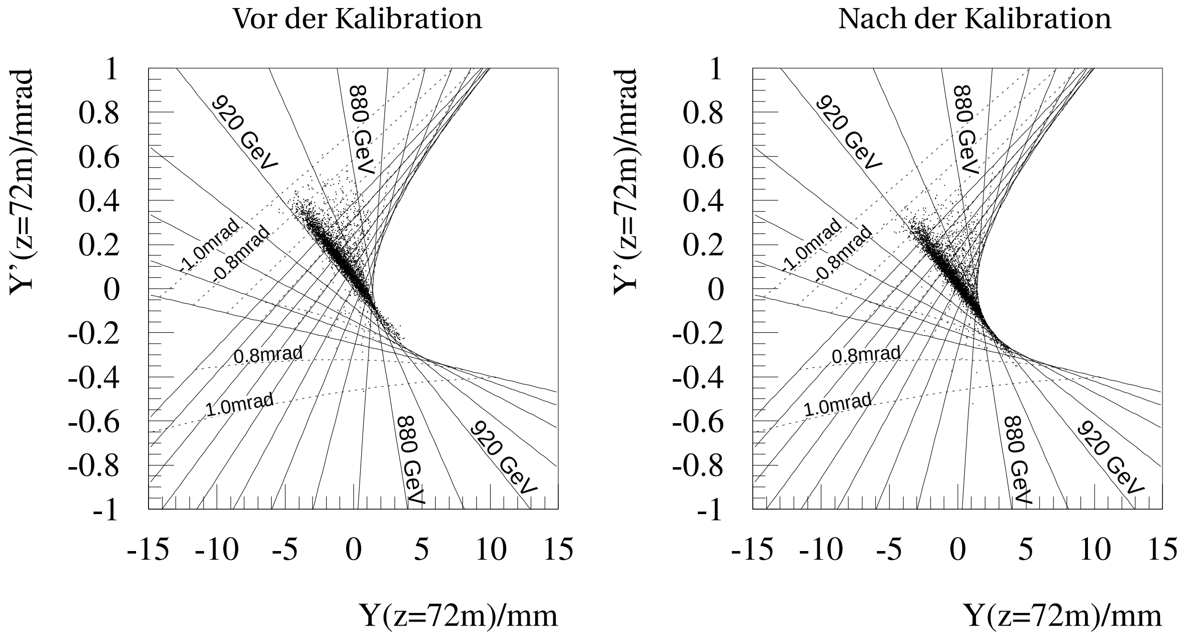

ABBILDUNG 3.13: *Kalibration in der vertikalen Ebene. Dargestellt ist die Verteilung der Ablage* Y *und der Winkel* Y' *am Aufpunkt der Protontrajektorie bei* $z = 72$ *m. Eingezeichnet sind zudem die Linien mit konstanter Energie (durchgezogen). Beispielhaft sind die mit* $E_{p'} = 900$ *GeV und* $E_{p'} = 880$ *GeV markiert. Der Abstand zweier aufeinander folgender durchgezogener Isoenergielinien beträgt 50 GeV. Die unterbrochenen Linien bezeichnen konstante Winkel* Θ_y *der Protonen. Der Abstand zweier aufeinander folgender Isowinkellinien beträgt 0.5 mrad. Die Verteilungen vor der Kalibration finden sich links, die danach in der rechten Darstellung.*

eine Korrektur angebracht werden. Ziel der Kalibration ist es, diese Abweichung aus den Daten unter Zuhilfenahme der bekannten Strahloptik und der Akzeptanz des FPS zu bestimmen. Die Korrekturwerte werden Kalibrationskonstanten genannt und mit ΔX, $\Delta X'$ sowie ΔY und $\Delta Y'$ bezeichnet. Da die Position des Protonstrahls nur innerhalb einer Luminositätsfüllung als konstant angesehen werden kann, werden diese Kalibrationskonstanten für jede Luminositätsfüllung bestimmt.

Die Kalibration wird in zwei Schritten durchgeführt:

Kalibration der y-Koordinate

Der Protonstrahl erfährt in der vertikalen Ebene bis zu der 60 m-Station keine und bis zur 80 m-Station nur eine Ablenkung von einigen $100\ \mu$m. Die Position der Detektoren in dieser Ebene ist durch die Vermessung bekannt. Es werden in der Simulation und in den Daten die Y- und Y'-Spektren berechnet und verglichen. Die Kalibrationskonstanten ΔY und $\Delta Y'$ sind die Werte für die Verschiebungen, die notwendig sind, die Mittelwerte der nominellen Spektren an die der experimentellen anzupassen. So ergeben sich kalibrierte Werte für (Y, Y') und damit auch für $(E_{p',y}, \theta_y)$.

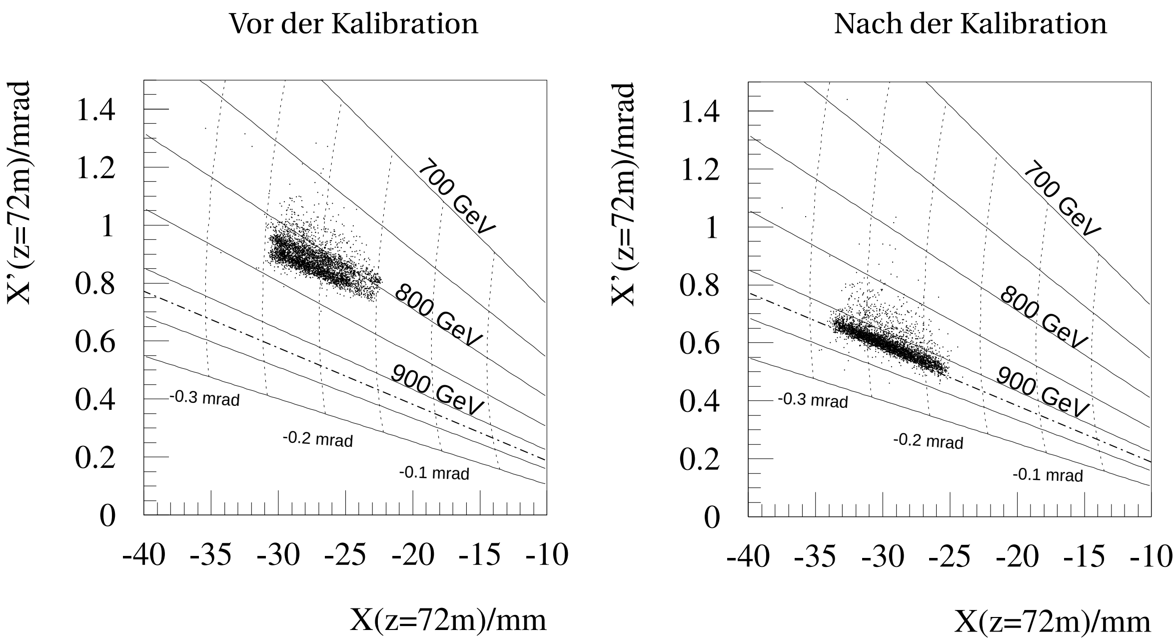

ABBILDUNG 3.14: *Kalibration in horizontalen Ebene. Dargestellt ist die Verteilung der Ablage* X *und des Winkels* X' *vom Aufpunkt der Protontrajektorie bei* $z = 72$ *m. Linien konstanter Energie* $E_{p'}$ *(durchgezogen) und konstanten Winkels* Θ_x *(unterbrochen) sind ebenfalls eingezeichnet. Die strichpunktierte Linie entspricht* $E_{p'} = 920$ *GeV. Der Abstand zweier aufeinander folgender Isolinien beträgt 20 GeV bzw. 0.2 mrad. Die Verteilungen vor der Kalibration finden sich links, die danach in der rechten Darstellung.*

Die (Y, Y')-Ebene ist mit den Datenpunkten vor und nach der Kalibration des Protonstrahls in Abbildung 3.13 dargestellt. Die Isoenergie- und Isowinkellinien sind ebenfalls eingezeichnet. Zu erkennen ist, daß vor der Kalibration noch einige Punkte in einem Bereich zu finden sind, in dem keine Lösungen erwartet werden. Zudem werden überwiegend Energien bei einem zu niedrigen Wert von etwa $E_{p'} \approx 917$ GeV rekonstruiert. Dies ist nach der Korrektur nicht mehr der Fall. Die Verteilung der Datenpunkte paßt sich der Fächerform der Isolinien an, und sie wird bei etwa $E_{p'} \approx 920$ GeV maximal.

Kalibration der x-Koordinate

In der Horizontalen kann das oben beschriebene Verfahren nicht angewendet werden, da dies die Ebene ist, in der sich die Detektoren bewegen. Hier wird das Ergebnis aus der Kalibration der y-Koordinate zu Hilfe genommen:

Es werden für jedes Ereignis einer Luminositätsfüllung mit einer rekonstruierten Protontrajektorie im FPS die Werte von ΔX und $\Delta X'$ variiert. Für jede der N Variationen gibt es einen korrespondierenden neuen Wert $(\hat{X}_i = X - \Delta X_i, \hat{X}'_i = X' - \Delta X'_i)$, wobei $i = 1..N$ ist. Somit ergeben sich ebenfalls neue Werte für die rekonstruierten Energien und Winkel.

Es wird in M Ereignissen einer Luminositätsfüllung eine Protontrajektorie im FPS rekonstruiert. Berechnet wird nun die Wahrscheinlichkeit $P^{i,j}$ dafür, daß die bei-

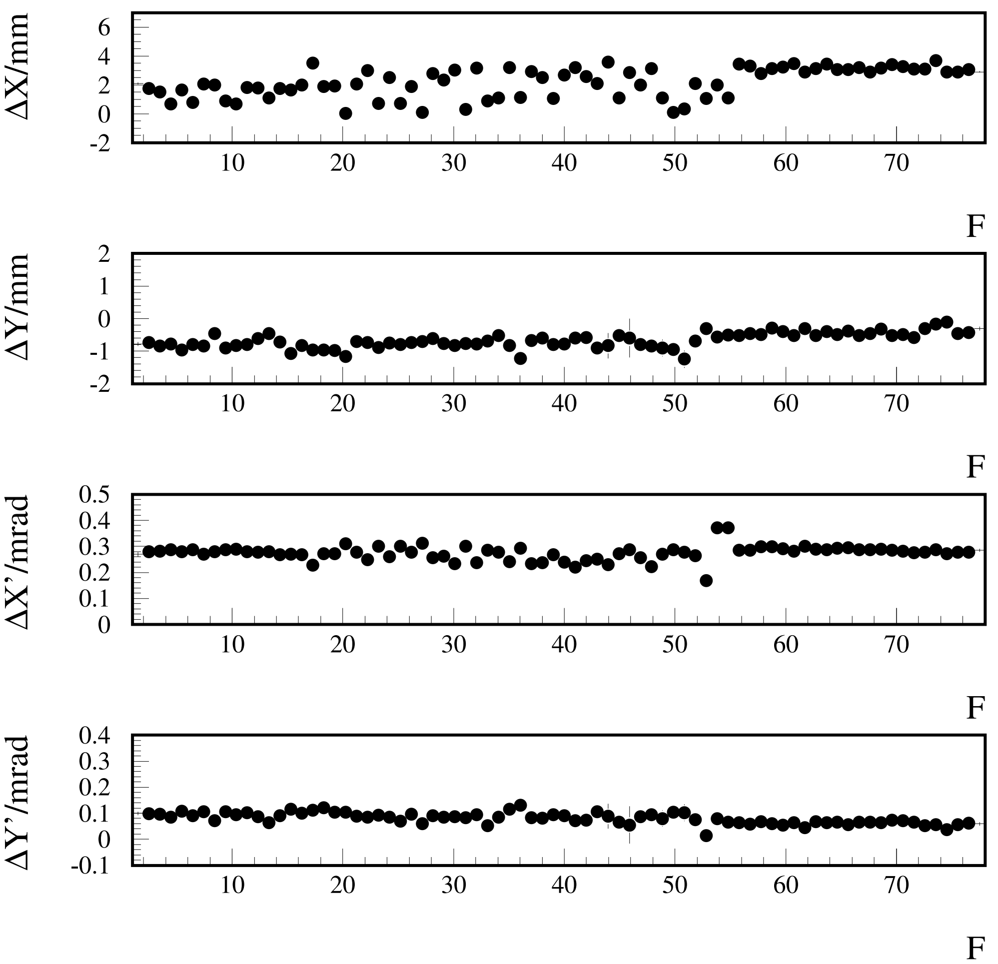

ABBILDUNG 3.15: *Kalibrationskonstanten für die horizontalen Stationen. Sie sind gegenüber der Nummer der Luminositätsfüllung* F *dargestellt, in der die Bedingungen für die Datennahme mit dem FPS erfüllt waren. Die Fehler liegen im Mittel unter 5% und sind in der Abbildung nicht erkennbar.*

den Werte für die korrigierten Energien $E^{i,j}_{p',x}$ und $E^{i,j}_{p',y}$ übereinstimmen. Sie ist gegeben durch

$$P^{i,j} = \frac{1}{\sqrt{\Delta(E^{i,j}_{p',x})^2 + \Delta(E^{i,j}_{p',y})^2}} \cdot \exp\left(-0.5\,\frac{\left(E^{i,j}_{p',x} - E^{i,j}_{p',y}\right)^2}{\Delta(E^{i,j}_{p',x})^2 + \Delta(E^{i,j}_{p',y})^2}\right),$$

wobei $j = 1..M$ und $i = 1..N$ ist. Es werden diejenigen Werte für die Kalibrationskonstanten $\Delta X = \Delta X_i$, $\Delta X = \Delta X_i, \Delta Y = \Delta Y_i$ und $\Delta Y' = \Delta Y'_i$ gewählt, für die der Ausdruck

$$P^i = \prod_j P^{i,j}$$

maximal wird (Maximum Likelihood Methode).

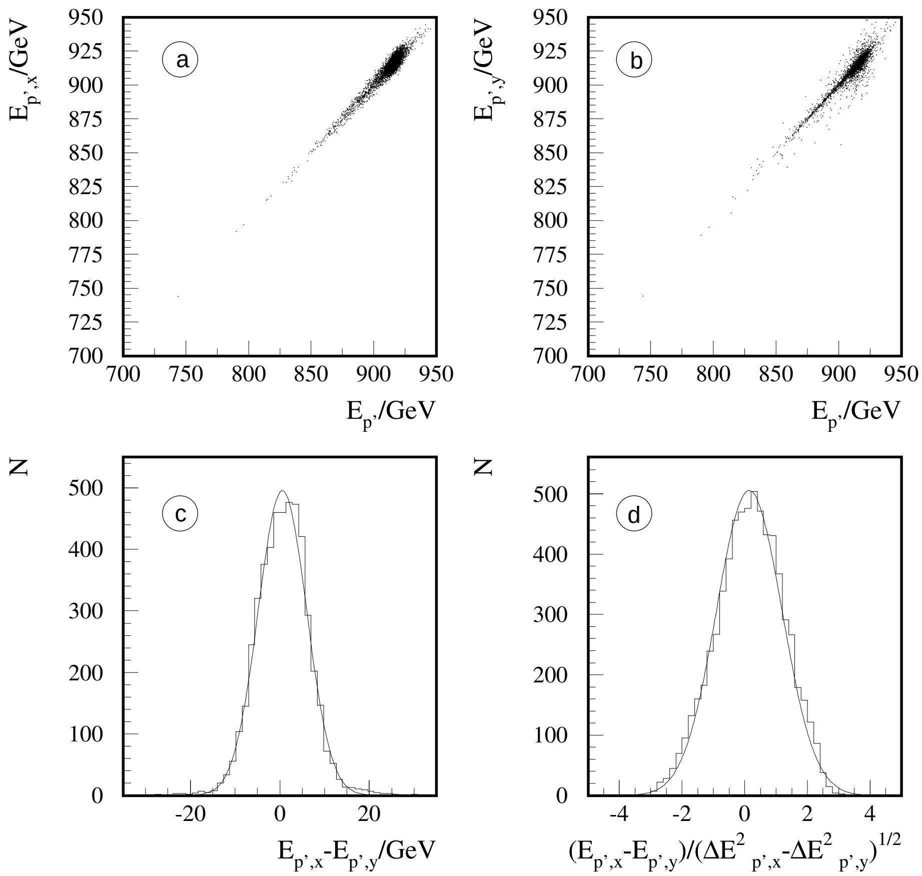

ABBILDUNG 3.16: *Die Korrelation zwischen* $E_{p'}$ *und* $E_{p',x}$ *sowie* $E_{p',y}$ *ist in den oberen Graphiken a) und b) dargestellt. In Abbildung c) sind die Differenzen der Energiemessungen* $E_{p',x} - E_{p',y}$ *gezeigt, sowie dieser Wert normiert auf die zugehörige Fehlerdifferenz in Abbildung d). Für die Standardabweichungen ergeben sich die Werte* 5.5 *GeV (c) und* 1.0 *GeV (d).*

Die (X, X')-Ebene ist mit den Datenpunkten vor und nach der Kalibration des Protonstrahls in der horizontalen Ebene in Abbildung 3.14 dargestellt. Die Kalibration bewirkt eine Verschiebung von etwa 100 GeV und bis zu 0.5 mrad. Im Gegensatz zu der vertikalen Ebene ergibt sich hier kein Bereich, in dem Lösungen nicht zu erwarten sind. Aus diesem Grund wird die Kalibration in der Horizontalen an die in der Vertikalen gekoppelt.

Die ermittelten Kalibrationskonstanten für jede der Luminositätsfüllungen F, die ausreichend viele rekonstruierte Protontrajektorien aufweisen, sind in Abbildung 3.15 dargestellt. Zu erkennen ist, daß es in der horizontalen Ebene von Füllung zu Füllung unterschiedliche Positionen des Protonstrahls gab. Dies ist auf Studien von HERA zurückzuführen, eine optimale Luminosität zu finden. Ab etwa der Füllung 57 wurde eine stabile Position gefunden[52].

[52] Die Füllung Nummer 57 entspricht der Nummer 1940 in der H1 Numerierung.

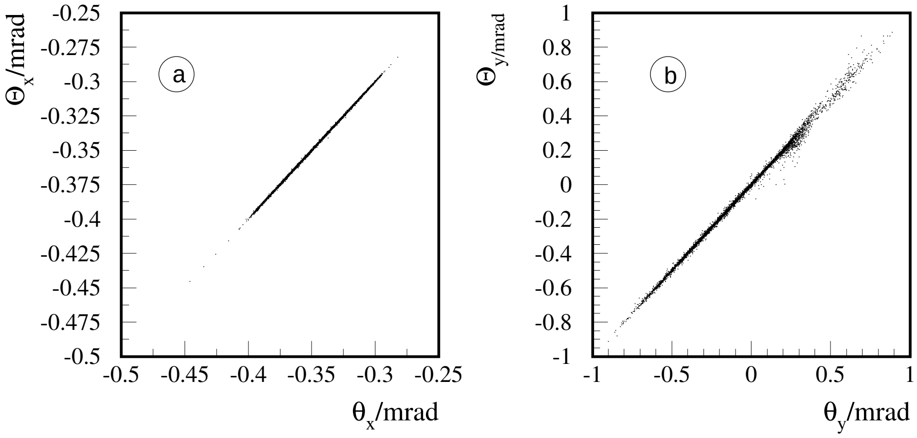

ABBILDUNG 3.17: *Zusammenhang zwischen Θ_x und θ_x (Abbildung a) sowie zwischen Θ_y und θ_y (Abbildung b).*

Mit den korrigierten Werten für die gemessenen Protontrajektorien werden, wie in Abschnitt 3.3.3.3 beschrieben, die Energie, Streuwinkel und deren Fehler bestimmt. Die Korrelationen zwischen $E_{p'}$ und $E_{p',x}$ sowie $E_{p',y}$ sind in Abbildung 3.16 a) und b) dargestellt. Als Basis der Daten wurden alle Ereignisse des Subtriggers 107 mit einem rekonstruierten Protonimpuls im FPS ausgewählt. Ein Maß für die Güte der Impulsrekonstruktion ist die Verteilung $E_{p',x} - E_{p',y}$. Sie ist in der Darstellung 3.16 c) gezeigt. Eine Anpassung mit einer Gaußfunktion liefert einen Mittelwert von 0.6 GeV und eine Standardabweichung von 5.5 GeV. Dabei wurde der Untergrund ebenfalls durch eine Gaußfunktion angepaßt. Diese Differenz normiert auf die Fehler $\sqrt{\Delta E^2_{p',x} + \Delta E^2_{p',y}}$ ist in dem Graphen in Abbildung 3.16 d) abgebildet. Hier ergibt sich einen Mittelwert von 0.1 und eine Standardabweichung von 1.0.

Die Korrelationen zwischen Θ_x und θ_x sowie zwischen Θ_y und θ_y sind in Abbildung 3.17 veranschaulicht. Der begrenzte Akzeptanzbereich in θ_x, verglichen mit dem in θ_y, wird wiederum deutlich.

Die Fehler der endgültigen Größen $E_{p'}$, Θ_x und Θ_y setzen sich zusammen aus allen Fehlern der bisher durchgeführten Schritte, angefangen bei der Spuranpassung bis hin zur Impulsrekonstruktion. Sie sind in Abbildung 3.18 gegenüber den verschiedenen Variablen dargestellt.

Der Fehler der rekonstruierten Protonenergie steigt zu höheren Energien an, ebenso bei größeren Θ_y, liegt aber immer unter 5 GeV, d.h. bei 0.5% der Strahlenergie. Die Fehlerverteilungen der Winkel weisen einen flachen Verlauf auf und es gilt $\Delta\Theta_y \lesssim 0.05$ mrad und $\Delta\Theta_x \lesssim 0.006$ mrad.

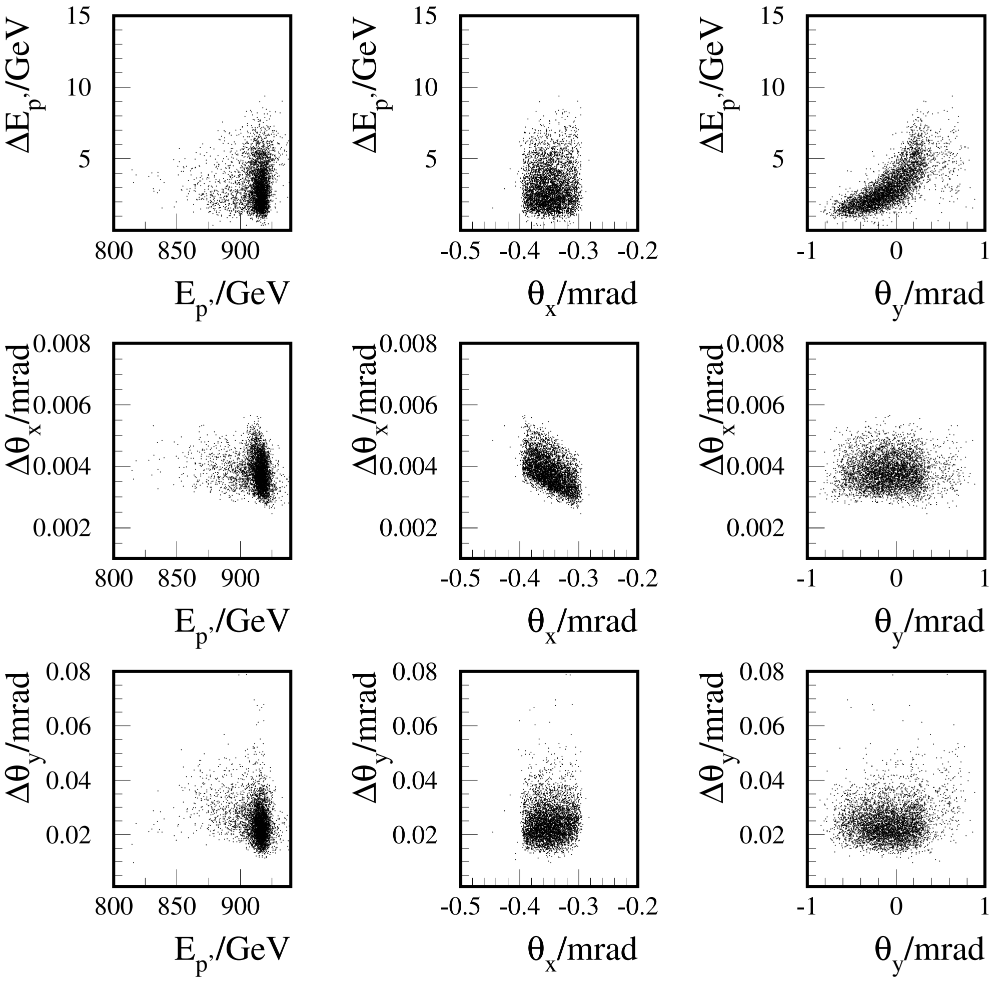

ABBILDUNG 3.18: *Abhängigkeit der Fehler von* $E_{p'}$, Θ_x *und* Θ_y *von den Größen selbst.*

3.4 Ereignisselektion bei H1

Bei HERA kollidieren alle 96 ns Proton- und Elektronpakete einander, was einer Kollisionsfrequenz von 10.4 MHz entspricht. Zu den ep-Ereignissen kommen solche hinzu, die auf Untergrund von Photonen aus Synchrotronstrahlung, Strahl-Strahlgas- und Strahl-Strahlrohr-Wechselwirkungen sowie kosmischen Myonen zurückzuführen sind. Die Aufgabe, Untergrundereignisse von physikalisch interessanten zu trennen und dabei die zeitlichen Limitierungen der verwendeten Hardware z.B. bezüglich der Auslese der Detektoren oder dem Abspeichern der Ereignisse nicht zu überschreiten, wird von dem *H1-Triggersystem* wahrgenommen. Dieses besteht aus drei Stufen L1, L2 und L4 mit zunehmender Entscheidungszeit und sinkender Ausgangsereignisrate (siehe Abbildung 3.19). Insbesondere darf die Eingangsrate der letzten Stufe von etwa 50 Hz nicht überschritten werden, um eine Totzeit von unter 10% zu halten.

Nach dem Passieren von L4 werden die Daten gespeichert und rekonstruiert. Die re-

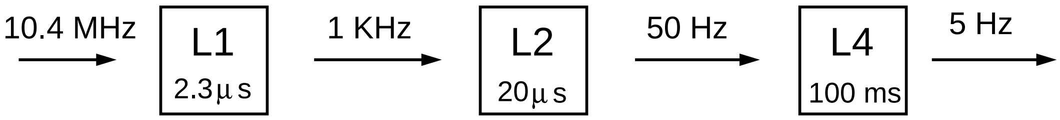

ABBILDUNG 3.19: *Die zur Zeit aktiven Triggerstufen L1, L2 und L4 bei H1. Eine dritte Stufe L3 ist bisher noch nicht implementiert. Angegeben sind die Ereignisraten und die Entscheidungszeiten.*

konstruierte Detektorinformation liegt in Form von POT[53]-Daten vor, die auf auf Magnetbändern gespeichert sind. Die Informationen, die für eine physikalische Auswertung ausreichend sind, werden in komprimierter Form (DST[54]-Format) auf Festplatten gespeichert. Hierbei wird noch zwischen DST1 und DST2 unterschieden. Die DST1-Daten werden sofort nach L4 prozessiert. Die hier benutzten detektorspezifischen Kalibrationskonstanten sind vorläufig und basieren auf älteren Daten. Wurden Daten über eine längere Periode unter gleichen Bedingungen gesammelt, werden noch einmal alle Daten von POT Niveau an rekonstruiert. Hier gehen dann die Kalibrationskonstanten sowie Vermessungsdaten, die innerhalb dieser Periode gesammelt wurden, ein. Dieses sind die sogenannten DST2-Daten, auf welchen diese Auswertung aufgebaut ist.

Zur Selektion der Ereignisse wurden nur die erste und vierte Stufe eingesetzt, die nun vorgestellt werden.

3.4.1 Erste Triggerstufe L1

Die erste Triggerstufe wird gebildet aus 128 *Subtriggern (ST)*. Diese sind jeweils eine logische Konjunktion verschiedener boolescher Informationen, die von den einzelnen Subdetektoren von H1 in Form von 192 *Triggerelementen (TE)* geliefert werden und, im Fall eines physikalisch interessanten Ereignisses, gesetzt werden.

Mit Hilfe von Schieberegistern, in denen alle Detektorinformationen gespeichert werden, wird eine totzeitfreie Triggerentscheidung von dem L1-System nach 2.3µs, also 24 Proton-Elektron-Wechselwirkungen, ermöglicht. Die Taktung erfolgt synchronisiert zu der HERA-Frequenz von 10.4 MHz. Erfüllt ein Ereignis mindestens eine Subtriggerbedingung, wird das Füllen der Schieberegister gestoppt und sie werden ausgelesen.

Um eine hohe Ratenreduktion bereits in der ersten Stufe zu erreichen, reichen die einzelnen Subtrigger oft nicht aus, z.B. bei hohen Proton- und Elektronströmen am Anfang einer Füllung in HERA. Zu diesem Zweck werden solche Subtrigger, die eine zu hohe Rate liefern, mit einem Untersetzungsfaktor (*Prescale*) versehen, insbesondere dürfen die Limitierungen bezüglich der Eingangsraten der Triggerstufen und die Rate der zu speichernden Daten nicht überschritten werden.

[53]POT: **P**roduction **O**utput **T**apes
[54]DST: **D**ata **S**ummary **T**apes

Das sogenannte *Autoprescale*-Verfahren bestimmt unter diesen Randbedingungen die einzelnen Untersetzungsfaktoren. Im allgemeinen werden sie jede Stunde einmal bestimmt und bleiben innerhalb der kleinsten Datennahmeeinheiten (*Runs*) konstant. Ist einem Subtrigger z.B. ein Untersetzungsfaktor von zwei zugeordnet, bedeutet dies, daß nur die Hälfte der Ereignisse, die er selektiert hat, L1 passieren. Eine ausführliche Beschreibung dieses Verfahrens enthält [SC99].

Der in dieser Analyse verwendete Subtrigger setzt sich aus jeweils einem Triggerelement der horizontalen FPS-Stationen (`FPS_HOR`), des Spurtriggers der zentralen Spurkammern CJC1 und CJC2 (`DCRPhi_Ta`) sowie der Triggerelemente `zVtx_Cls` und `zVtx_T0` des z-Vertex-Triggers zusammen. Letzterer wertet die aus den Signalen der Proportionalkammern CIP und COP gebildete z-Vertex-Verteilung aus. Zur Untergrundunterdrückung werden verschiedene Triggerelemente benutzt, die das Flugzeitsystem liefert.

Im folgenden werden die für diese Analyse wichtigen Triggerelemente näher erläutert:

Triggerelement der horizontalen FPS-Stationen (`FPS_HOR`)

Für das Triggerelement `FPS_HOR` werden die Informationen des Triggerprozessors aus den horizontalen Stationen des FPS bei $z = 64$ m und $z = 80$ m ausgewertet (siehe Abschnitt 3.3.2.1 auf Seite 30). Liegt ein Signal beider Triggerprozessoren in Koinzidenz vor, wird das Triggerelement gesetzt, und es signalisiert einen Kandidaten für ein durch die horizontalen Stationen des FPS fliegendes Proton.

Triggerelement der zentralen Spurkammern (`DCRPhi_Ta`)

Der `DCRPhi`-Trigger der zentralen Spurkammern (s. S. 23) registriert Spuren geladener Teilchen in der $r\phi$-Ebene, die auf den Ereignisvertex zeigen. Zur Bildung des Triggersignals werden die digitalisierten Signale von 10 der 56 Drahtebenen mit 10000 vordefinierten Masken verglichen. Die Spuren werden im Hinblick auf ihre Ladung, nach hohem transversalen Impuls p_t ($p_t \geq 800$ MeV) und niedrigem ($p_t \leq 800$ MeV) getrennt, gezählt und dementsprechend verschiedene Triggerelemente gebildet.

Die Akzeptanz ist begrenzt auf einen Polarwinkel θ_{CJC} der Spuren von $20^\circ < \theta_{CJC} < 160^\circ$. Die Effizienz ist abhängig von der Krümmung einer Spur und damit von dem transversalen Impuls des geladenen Teilchens. Sie beginnt bei $p_t > 450$ MeV ein Plateau von etwa 80% zu erreichen.

In dieser Analyse wird das Triggerelement `DCRPhi_Ta` verwendet, welches gesetzt wird, wenn mindestens ein Spurkandidat gefunden wird. Die Akzeptanz und Ansprechwahrscheinlichkeit für die in diese Auswertung eingehenden Daten werden in Abschnitt 5.2.1 besprochen.

Triggerelemente des z-Vertex Triggers (`zVtx_Cls`, `zVtx_T0`)

Der z-Vertex Trigger kombiniert die Signale der *Pads* aus den zentralen Proportionalkammern (s. S. 24) sowie den ersten Lagen der Proportionalkammer in Vorwärtsrichtung FPC (s. S. 22) zu Spuren. Sie sind definiert als eine Koinzidenz von vier Pads, die in der rz-Ebene mit einer Geraden verbunden werden können.

Zu jedem Ereignis wird nun je ϕ-Sektor ein Histogramm mit 16 Intervallen entlang der Strahlachse angelegt. Ein Intervall erhält einen Eintrag, wenn eine bis auf die

Strahlachse extrapolierte Spur durch die angesprochenen Pads für alle Kombinationen in dieses Intervall fällt. Dieses sogenannte z-Vertex-Histogramm wird aus der Summe der einzelnen Histogramme der Sektoren gebildet und in einem Bereich von etwa ± 44 cm um den nominellen Vertex angelegt. In demjenigen Intervall, in welchem am meisten Einträge enthalten sind, wird der tatsächliche Vertex der Reaktion erwartet. Das Prinzip dieses Triggers wird in Abbildung 3.20 verdeutlicht.

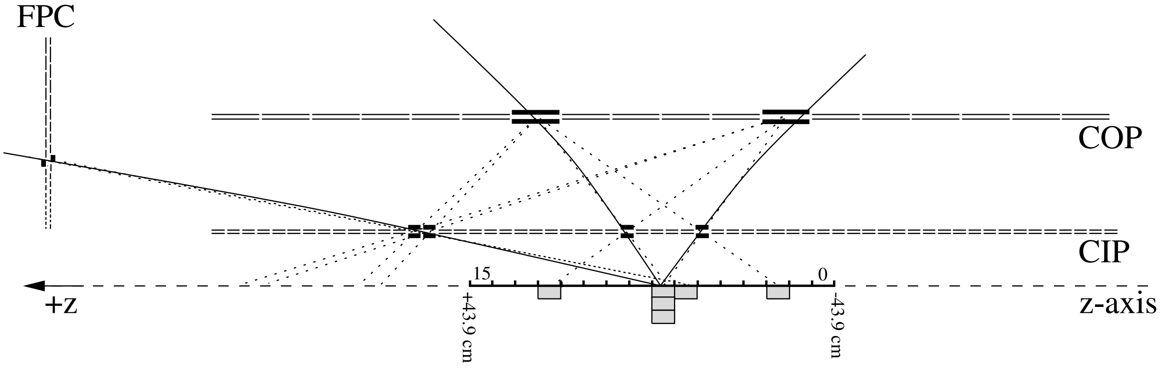

ABBILDUNG 3.20: *Das Prinzip des z-Vertex-Triggers. Auf der z-Achse ist das z-Vertex Histogramm dargestellt, welches in 16 Intervalle eingeteilt ist. Die durchgezogenen Spurhypothesen weisen alle in das Intervall, in welchem der Vertex der Reaktion erwartet wird.*

Die in dieser Analyse verwendete *Cluster*-Bedingung `zVtx_Cls` wird gesetzt, wenn alle Einträge des z-Vertex-Histogramms innerhalb von 4 nebeneinanderliegenden Intervallen zu finden sind. Befindet sich mindestens ein Eintrag im Histogramm, so wird das Triggerelement `zVtx_T0` gesetzt. Die Akzeptanz ist wiederum begrenzt auf die Winkel $20° < \theta_{CJC} < 160°$. Sie wird mit der Effizienz für diese Auswertung in Abschnitt 5.2.2 bestimmt.

Triggerelemente zum Verwerfen von Untergrundereignissen

Das Flugzeitmeßsystem liefert darüber Informationen, ob eine Energiedeposition in bestimmten Detektoren innerhalb des Zeitfensters der Wechselwirkung (`IA`[55]) stattgefunden hat oder außerhalb (`BG`[56]) und dem Untergrund zugeordnet werden muß.

So werden die Triggerelemente `VLQToF_BG` sowie `VETO_inner_BG` und `VETO_Outer_BG` gesetzt, wenn eine Energiedeposition im VLQ-ToF bzw. in den Szintillationszählern der Veto-Wand innerhalb des Untergrundzeitfensters gemessen wird. Das Triggerelement `SPCLh_AToF_E_1` wird gesetzt, wenn außerhalb des Zeitfensters der nominellen Wechselwirkung eine Energiedeposition größer

[55] IA: **Inter**a**ction**

[56] BG: **B**ack**g**round

als 0.6 GeV im hadronischen Teil des Spaghetti-Kalorimeters gemessen wird. Die Effizienz dieser Kombination, Untergrundereignisse zu verwerfen, ist sehr hoch, wie in Abschnitt 5.2.7 gezeigt wird.

3.4.2 Vierte Triggerstufe L4

Die Triggerstufe L4 erfüllt einerseits die Aufgabe einer weiteren Filterung der Daten und andererseits die einer Einordnung in Ereignisklassen. Um die Eingangsereignisraten von bis zu 50 Hz verarbeiten zu können, wird eine Multiprozessor-Farm eingesetzt, die die Ereignisse parallel verarbeiten kann [Ben99].

Zur Filterung der Ereignisse werden Teile des H1-Rekonstruktionsprogrammes `H1REC` ausgeführt. Dieses sind Programme, die im Vergleich zur ersten Triggerstufe wesentlich mehr Informationen aus den einzelnen Detektoren kombinieren und so eine genauere Abschätzung darüber geben können, ob das Ereignis physikalisch interessant ist.

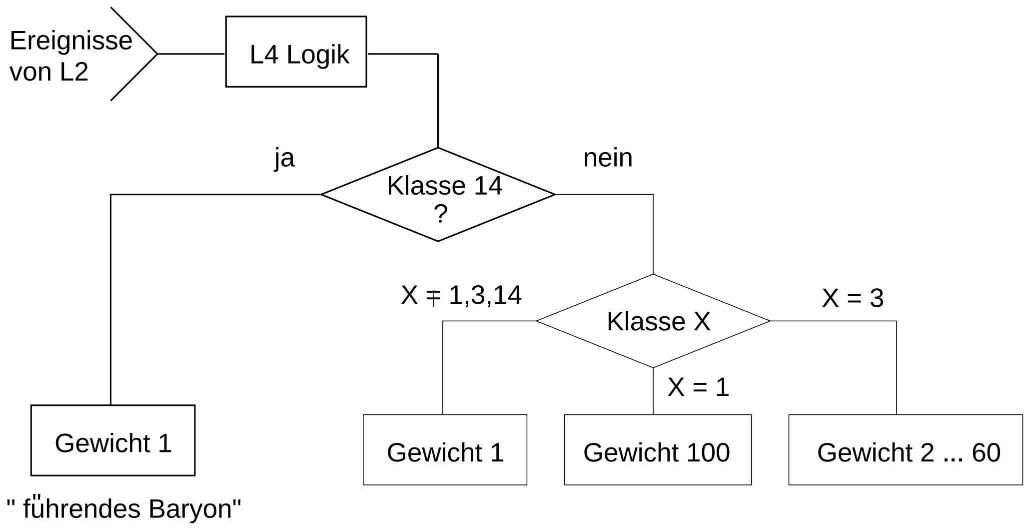

ABBILDUNG 3.21: *Schematische Darstellung der Klassifizierung und Gewichtung der Ereignisse durch den L4-Trigger. In der Klasse 14 befinden sich die in dieser Analyse untersuchten Ereignisse.*

Diese Informationen der einzelnen Subdetektoren können zu verschiedenen Bedingungen (*Findern*) kombiniert und mit Untersetzungsfaktoren bzw. *Gewichten* versehen werden. Es werden verschiedene Finder in insgesamt 31 physikalischen *Klassen* (Klasse 0 bis 30) eingeteilt, wobei nur die ersten 19 Klassen ein Ereignis verwerfen können. So selektieren die Klassen 11 bis 18 exklusive Endzustände, die Klassen 4 bis 10 Ereignisse, die sich durch hohe Viererimpulsüberträge Q^2 oder Jets mit großen transversalem Impuls auszeichnen. Ereignisse mit Signaturen, die nicht diesen Klassendefinitionen entsprechen, werden der Klasse 3 zugeordnet und mit einem Untersetzungsfaktor zwischen 2 und 60 versehen. Ereignisse, die einem leeren Strahlpaket (*pilot bunch*) zugeordnet sind, werden in der Klasse 1 gespeichert. Sie wird vorwiegend zum Abschätzen des Untergrundes durch Strahlgas Wechselwirkungen verwendet. Eine schematische Darstellung der für diese Auswertung wichtigen Klassifizierungen innerhalb des L4-Schemas findet sich in Abbildung 3.21.

Die in dieser Analyse verwendeten Ereignisse sind der Klasse 14, der Klasse der *führenden Baryonen*, zugeordnet. In ihr werden solche Ereignisse gruppiert, die einen Kandidaten für ein Neutron im FNC (siehe Abschnitt 3.2) oder für ein Proton im FPS aufweisen. Es wird von einem Protonkandidaten ausgegangen, wenn durch die Routine `ROPVER` ausreichend viele Gruppen von Treffern (siehe Seite 36) in den Faserhodoskopen des FPS zum Rekonstruieren einer lokalen Protontrajektorie gefunden wurden. Die Konjunktion dieser und Informationen anderer Detektorteile bilden insgesamt 8 *Finder*, die ein Ereignis der Klasse 14 zuordnen. Der für diese Analyse benutzte Finder ruft zusätzlich zu der `ROPVER`-Information auch die von dem Rekonstruktionsprogramm der zentralen Spurkammern `CJCREC` ab, welche Spuren geladener Teilchen in diesen Detektoren rekonstruiert. Werden eine bis zu fünf Spuren rekonstruiert sowie ein Protonkandidat gefunden, wird das Ereignis der Klasse 14 zugeordnet und geht in diese Analyse ein. Die gesamte Ereignisrate der Klasse 14 ist im allgemeinen kleiner als 0.1 Hz. Diese Ereignisse haben ein Gewicht von 1.

Kapitel 4

Datenauswahl

In diesem Abschnitt werden die verschiedenen Auswahlkriterien zur Selektion von Ereignissen der diffraktiven elastischen ρ-Meson Photoproduktion vorgestellt und der verbleibende Untergrund studiert.

4.1 Photoproduktion von ρ-Mesonen mit führendem Proton

Die Selektion der Ereignisse wird in mehreren Schritten durchgeführt. So werden zuerst die Informationen des H1-Triggersystems ausgewertet. Danach wird auf technische Information wie die Betriebsbereitschaft von Detektoren eingegangen sowie auf bereits rekonstruierte Größen wie Spuren. Schließlich wird eine Ereignisauswahl, basierend auf vollständig rekonstruierten physikalischen Observablen, durchgeführt.

Die Daten dieser Analyse basieren auf den DST2 Daten der Monate Januar bis April 1999.

4.1.1 Selektion auf Trigger-Niveau

Für die Ereignisauswahl dieser Analyse wird der Subtrigger ST107 auf der ersten Triggerstufe verwendet. Er ist definiert als

$$\texttt{ST107 = FPS\_HOR} \wedge \texttt{DCRPhi\_Ta} \wedge \texttt{zVtx\_Cls} \wedge \texttt{v:3} \wedge \texttt{t:0}\,,$$

wobei

$$\texttt{v:3 = !VLQToF\_BG} \wedge \texttt{!VETO\_inner\_BG} \wedge \texttt{!VETO\_Outer\_BG} \wedge \texttt{!SPCLh\_AToF\_E\_1}$$

und

$$\texttt{t:0 = zVtx\_T0}$$

ist. Die Bedeutung der einzelnen Elemente wurde in Abschnitt 3.4.1 beschrieben.

Auf der vierten Triggerstufe L4 werden diese Bedingungen noch verschärft: es wird eine ausreichende Anzahl Treffer-Gruppierungen (siehe Abschnitt 3.3.3.2) in den Faserhodoskopen des FPS (Verwendung von `ROPVER`, Abschnitt 3.4.2) und in den zentralen Spurkammern mindestens eine, aber nicht mehr als 5 rekonstruierte Spuren verlangt. Diese Ereignisse befinden sich in der Klasse 14.

4.1.2 Die Rekonstruktion von Spuren in H1 und dem FPS

Zur weiteren Einschränkung der Datenmenge auf den zu untersuchenden Prozeß $ep \to e'\rho p' \to e'(\pi^+\pi^-)p'$ werden rekonstruierte Größen herangezogen. Hinzu kommen technische Parameter, die überprüft werden:

I - Detektorinformation

Es wird verlangt, daß alle für die Analyse benötigten Detektorkomponenten und Trigger störungsfrei arbeiten. Dies bedeutet, daß deren Spannungsversorgung eingeschaltet ist, sie in Meßbereitschaft sind und ausgelesen werden.

Desweiteren müssen die verschiedenen zur Analyse notwendigen Detektorinformationen, wie z.B. Treffer in den Spurkammern oder Positionen der FPS-Detektoren, auf DST2 bzw. der H1-Datenbank NDB vorhanden sein.

II - Stabile FPS Position

Um eine Energiemessung mit dem FPS zu erreichen, müssen die Detektoren in einer stabilen Datennahmeposition sein (siehe Abschnitt 3.3.3.4). Es kann vorkommen, daß die Untergrundbedingungen so schlecht sind, daß die Detektoren bereits während des Fahrens oder auch kurz nach dem Erreichen einer stabilen Position am Strahl zurückgezogen werden müssen. Ebenso drifteten 1999 die Detektoren der horizontalen Stationen aufgrund eines Lecks im hydraulischen System aus ihrer erreichten Datennahmeposition, so daß keine stabile Position beibehalten wurde.

Um die Ereignisauswahl bezüglich der Forderung von stabilen Detektorpositionen zu steuern, wird die Bank `JSPS` benutzt. Hier wird ein Wert von 100 s für die Dauer, in der sich die Position beider horizontaler Detektoren nicht mehr als $50\,\mu$m ändern darf, verwendet, um stabile Datennahmepositionen zu kennzeichnen.

III - Vertexposition

Die Lage des rekonstruierten Vertex auf der z-Achse wird auf den Bereich $-35\text{cm} < z_{\text{Vtx}} < +35\text{cm}$ eingeschränkt. Durch diese Bedingung werden Untergrundereignisse verworfen, und es wird dafür Sorge getragen, daß die ep-Wechselwirkung innerhalb der Akzeptanz der benutzten Detektoren stattgefunden hat.

IV - Spurselektion

Zur Identifikation von geladenen Teilchen im H1 Detektor werden rekonstruierte Spuren im Spurkammersystem herangezogen. Zur Rekonstruktion und Selektion dieser Spuren wird ein standardisiertes, in der H1-Kollaboration gebräuchliches Programm verwendet [Wes97]. Wichtige Kriterien bei der Selektion *guter* Spuren sind solche auf den Transversalimpuls ($p_t > 0.15$ GeV), auf die radiale Spurlänge ($R_{\text{Spur}} > 10$cm) und auf den Startpunkt der Spur, der in der CJC1 liegen muß ($R_{\text{Start}} < 50$cm). Desweiteren werden nur solche Spuren benutzt, die eindeutig von dem primären Vertex stammen. Dies stellt sicher, daß keine Zerfallsprodukte langlebiger Teilchen die Selektion verunreinigen.

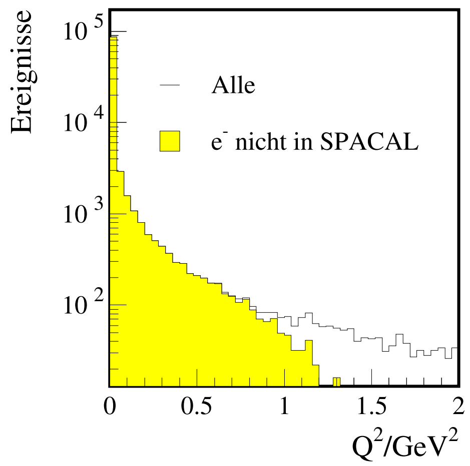

ABBILDUNG 4.1: *Darstellung der* Q^2*-Verteilung in der Simulation vor und nach der Selektion auf Ereignisse, bei denen kein Elektron in dem Spaghetti-Kalorimeter gefunden wurde.*

Aufgrund der Detektoranordung wird zwischen zentralen, kombinierten und Vorwärtsspuren[57] unterschieden, wobei einer Spur nur *eines* dieser Attribute zugeordnet werden kann. Eine Auflistung aller verwendeten Kriterien ist in Anhang A beschrieben.

Zur Identifikation des ρ-Mesons werden genau zwei ungleichgeladene, an den Vertex angepaßte, gute Spuren in den zentralen Spurkammern (für den Polarwinkel beider Spuren $\Theta_{1,2}$ gilt: $20° < \Theta_{1,2} < 160°$) verlangt und keine weitere im Detektor.

V - Elektron

Ziel der Analyse ist, Reaktionen der Photoproduktion zu untersuchen. Daher werden Ereignisse verworfen, die ein Elektron im Spaghetti- oder dem Flüssig-Argon-Kalorimeter aufweisen. Aufgrund der Akzeptanz dieser Detektoren werden so Ereignisse selektiert, für die der Viererimpulsübertrag $Q \lesssim 1\ \mathrm{GeV}^2$ ist.

Zur Elektronsuche wird der standardisierte `QESCAT`-Algorithmus verwendet [Bas96]. Dieser sucht in den Kalorimetern nach Energiedepositionen in benachbarten Zellen. Falls die Kriterien für einen elektromagnetischen Schauer erfüllt sind, wird von einem Elektronkandidaten ausgegangen.

In dem durch die Triggerselektion bereits eingeschränkten Phasenraum werden Elektronen unter sehr kleinen Winkeln gestreut, so daß der überwiegende Teil im Strahlrohr entkommt, einige können noch im Spaghetti-Kalorimeter nachgewiesen werden. Die Effizienz von `QESCAT`, dort ein Elektron zu erkennen, beträgt etwa 99% [Bas96]. Um festzustellen, wie groß der Anteil von Ereignissen mit

[57]Die Bezeichnung der zentralen, kombinierten und Vorwärtsspuren richtet sich nach den jeweiligen Detektoren, deren Information zur Berechnung einer Spurhypothese benutzt wird. So werden für die zentralen Spuren nur Informationen aus der CJC benutzt und für die Vorwärtsspuren nur solche aus dem Vorwärtsspurdetektor. Zur Berechnung einer kombinierten Spur werden die Treffer aus beiden Spurdetektoren ausgewertet.

$Q > 1\ \text{GeV}^2$ in der verbleibenden Datenmenge ist, wird bei simulierten Daten dieses Selektionskriterium angewendet. In Abbildung 4.1 ist die Q^2-Verteilung von elastisch produzierten ρ-Mesonen vor und nach der Selektion auf Ereignisse, die *kein* von `QESCAT` gefundenes Elektron im Spaghetti-Kalorimeter SpaCal aufweisen. Es zeigt sich, daß wenig Ereignisse verbleiben, für die $Q > 1\ \text{GeV}^2$ ist. Ihr Anteil ist in der Größenordnung von 0.1%.

In den Daten wurde zusätzlich auch im Flüssigargon-Kalorimeter nach Elektronen gesucht, aber keines gefunden.

Die Information aus den Kleinwinkelelektron-Detektoren bei $z = 33$ m und $z = 44$ m wird in dieser Analyse nicht ausgewertet

VI - Proton im FPS

Die Rekonstruktionen der Impulse von Protonen wurde ausführlich in Kapitel 3.3.3 besprochen. Um protonelastische Prozesse zu selektieren, wird ein rekonstruierter Protonimpuls im FPS verlangt.

Eine Zusammenfassung der Selektionskriterien und die Anzahl der ausgewählten Ereignisse wird am Schluß dieses Abschnitts in Tabelle 4.1 gegeben.

4.1.3 Kinematik

Die Analyse stützt sich auf Ereignisse, für die

$$\begin{aligned} & Q^2 && \leq 1\ \text{GeV}^2 \\ 25\ \text{GeV} < & \ W && < 70\ \text{GeV} \\ 0.6\ \text{GeV} < & \ M_{+-} && < 1.1\ \text{GeV} \\ 0.073\ \text{GeV}^2 < & \ |t| && < 0.45\ \text{GeV}^2 \end{aligned}$$

gilt. Hierbei ist M_{+-} die invariante Masse der ungleich geladenen Spuren, berechnet unter der Annahme, daß es sich um Pionen handelt. Zusätzlich wird für den Impuls des höherenergetischen Pions $p_{t,\pi 1} > 0.45$ GeV verlangt. Die γp-Schwerpunktsenergie W wird mit Formel 2.34 berechnet.

Der quadrierte Viererimpulsübertrag am Protonvertex $|t| = p^2_{t,p'}$ wird mit dem FPS gemessen.

Die Effizienz und Akzeptanz der Detektoren ist ausschlaggebend für die Wahl dieser kinematischen Selektionskriterien. Nähere Betrachtungen dazu folgen in den Abschnitten 5.4 (für W und M_{+-}) und 5.3 (für $p_{t,p'}$).

Desweiteren wird zur Auswahl des diffraktiven Prozesses $-0.02 < x_{\mathbb{P}} < 0.02$ verlangt, d.h. für die Energie des gestreuten Protons gilt $900\ \text{GeV} < E_{p'} < 940$ GeV. Dies entspricht etwa einem Bereich von der 4-fachen Energieauflösung von $\sigma_{\Delta E} = 5.5$ GeV.

Die in diesem Abschnitt bezüglich der Kinematik aufgeführten Selektionskriterien sind in der Tabelle 4.1 auf Seite 58 unter dem Kriterium **VII** zusammengefaßt. Die Auswirkung dieser Kriterien auf die Anzahl der Ereignisse ist ebenfalls vermerkt.

4.1.4 Ereignisse mit zwei Pionen

Ein Ereignis, in welchem die Strahlprotonen mit den Molekülen des Restgases wechselwirken und so Sekundärteilchen produzieren, kann eine Signatur von zwei geladenen Teilchen im H1-Detektor hervorrufen. Diese Teilchen bestehen zu einem großen Teil aus Protonen. Um sie von den Zwei-Pion-Ereignissen zu unterscheiden und zu verwerfen, wird eine Teilchenidentifizierung vorgenommen. Hierzu steht ein standardisiertes Programm `DEDXMOD` [Lub93] zur Verfügung.

Die Identifizierung eines geladenen Teilchens basiert auf der Messung seines Impulses und Energieverlustes durch Ionisation des Gases in der zentralen Spurkammer. Der Energieverlust dE eines Teilchens, welches mit der Geschwindigkeit $\beta = v/c$ die Dicke dx (in g cm^{-2}) einer Materie durchquert, läßt sich näherungsweise beschreiben durch die *Bethe-Bloch*-Gleichung [Cas98]

$$-\frac{dE}{dx} = Cz^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I^2} \right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right] \tag{4.1}$$

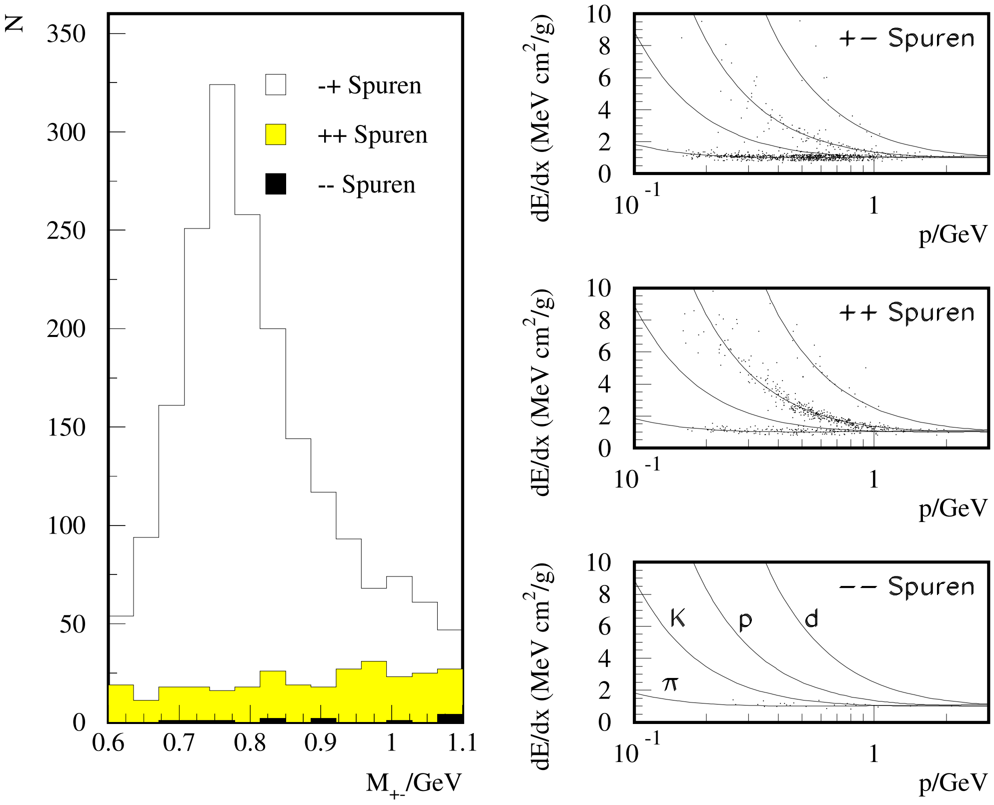

ABBILDUNG 4.2: *Darstellung der invarianten Masse von Zweispurereignissen (links) nach den Auswahlkriterien I bis VII aus Abschnitt 4.1. Mit dem grauen und schwarzen Histogramm sind zusätzlich die doppelt positiv und doppelt negativ geladene Zweispurereignisse eingezeichnet. Rechts sind die dazugehörigen Energieverluste in Abhängigkeit von den Impulsen der Teilchen aufgetragen. Die gezeigten Funktionen ergeben sich mit den verschiedenen Massenhypothesen (d-Deuterium, p-Proton, K-Kaon, π-Pion) aus der Bethe-Bloch-Formel 4.1.*

mit
$$C = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \ .$$

Dabei sind N_A die *Avogadro*-Zahl, r_e der klassische Elektronenradius, m_e die Elektronmasse, z die Ladung des ionisierenden Teilchens, Z und A die Ordnungs- sowie Massenzahl des Nachweismediums, also des Gases in der Spurkammer, und I dessen effektives Ionisationspotential. Die Dichtekorrektur δ liefert erst ab Impulsen $\gamma\beta > 100$ einen Beitrag. Die Möglichkeit zur Separation ergibt sich mit der Masse M eines Teilchens durch die Beziehung
$$\beta\gamma = \frac{p}{M} \ .$$

Mit der Messung des Impulses p und des Energieverlustes dE/dx kann die Wahrscheinlichkeit LH_i bestimmt werden, inwieweit dieser Wert kompatibel mit einer Massenhypothese für das Teilchen i ist. Wird diese Wahrscheinlichkeit für alle Massenhypothesen j berechnet, so ergibt sich eine normierte Wahrscheinlichkeit LN_i für die Teilchenhypothese i zu
$$LN_i = \frac{LH_i}{\sum_j LH_j} \ . \tag{4.2}$$

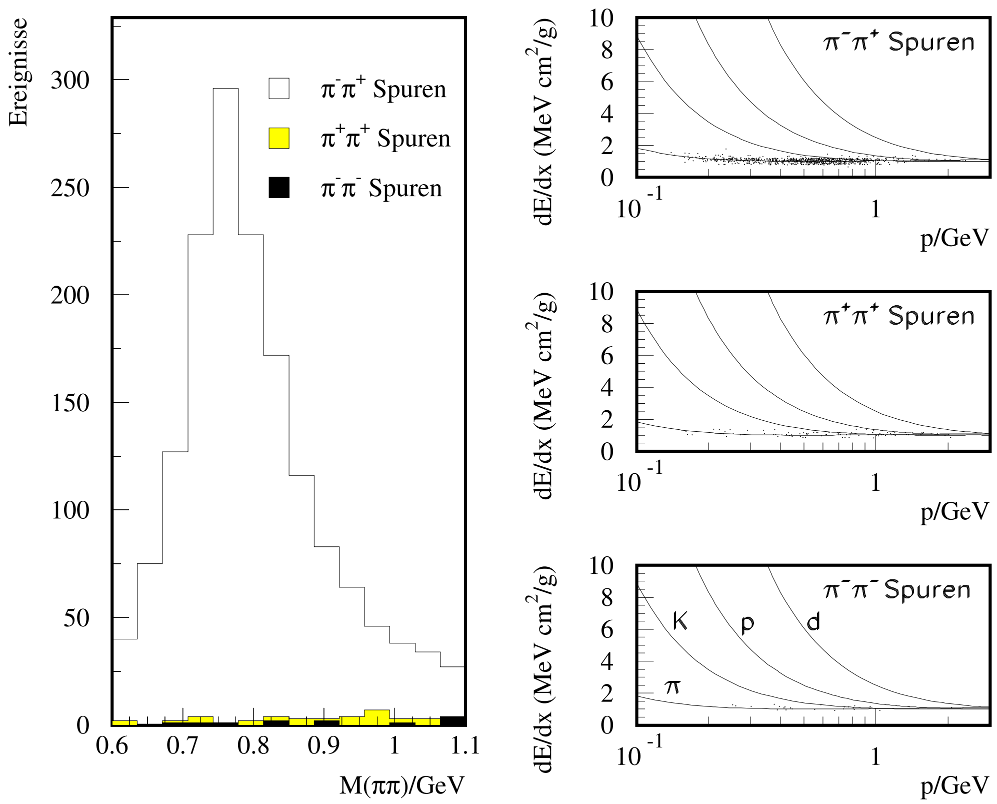

ABBILDUNG 4.3: *Darstellung der invarianten Masse von Zweispurereignissen nach einer Auswahl auf* $LN_\pi > 0.05$ *(links). Mit dem hellen bzw. schwarzen Histogramm sind die doppelt positiv bzw. doppelt negativ geladenen Zweipion-Ereignisse gekennzeichnet. Rechts sind die dazugehörigen Energieverluste in Abhängigkeit der Impulse der Teilchen aufgezeigt.*

Diese Größe kann als Separationskriterium benutzt werden kann.

Eine Teilchenidentifizierung wird für alle Ereignisse, die die bisherige Ereignisselektion passiert haben (siehe Tabelle 4.1, Kriterium I bis VII), vorgenommen. Hierbei wurden nicht nur ungleichgeladene Spuren ausgewählt, sondern zusätzlich auch gleichgeladene. Es verbleiben 1946 Ereignisse mit ungleichgeladenen, 296 mit doppelt positiv und 12 mit doppelt negativ gleichgeladenen Spuren. Die Verteilung der invarianten Massen M_{+-} sowie die Energieverluste dE/dx in Abhängigkeit der Impulse der Teilchen sind in Abbildung 4.2 dargestellt.

In der Menge der ungleichgeladenen Spuren ist neben dem Hauptanteil von Pionen ein nicht zu vernachlässigender Anteil von Protonen enthalten. Bei den doppelt positiv geladenen Spuren besteht der Hauptanteil aus Protonen, wohingegen zu der Verteilung doppelt negativ geladenen Spuren nur Pionen beitragen.

Zur Separation von Pionen und Protonen werden solche Ereignisse ausgewählt, in denen die normierte Wahrscheinlichkeit, beide Teilchen als ein Pion zu identifizieren, größer als 5% ist[58], also $LN_\pi > 0.05$.

Die Verteilung der invarianten Masse $M_{\pi\pi}$ und von dE_π/dx in Abhängigkeit von den Impulsen der Spuren nach der Selektion auf die normierte Pionwahrscheinlichkeit ist in Abbildung 4.3 dargestellt. Die Verteilungen des Energieverlustes zeigen nur noch Meßwerte innerhalb des Pionbandes. Es verbleiben 1574 Ereignisse mit ungleichgeladenen Spuren (Reduktion um 19%), 42 Ereignisse mit doppelt positiv geladenen Spuren (Reduktion um 86%) und 12 Ereignisse mit doppelt negativ geladenen Spuren (keine Reduktion). Diese verworfenen Ereignisse teilen sich in etwa zu gleichen Teilen in solche mit zwei Protonen und solche mit einem Proton und einem positiven Pion auf. Die verworfenen ungleichgeladenen Spuren bestanden aus jeweils einem Proton und einem negativen Pion.

Das hier diskutierte Selektionskriterium $LN_\pi > 0.05$ zur Auswahl von Pionen ist in der Tabelle 4.1 unter dem Eintrag **VIII** zusammengefaßt.

4.1.5 Zusammenfassung der Selektion

Die in den vorigen Abschnitten beschriebenen Selektionskriterien und die Anzahl der ausgewählten Ereignisse sind zusammengefaßt in Tabelle 4.1 wiedergegeben. Es werden in 60% der Ereignisse, bei denen zwei ungleichgeladene Spuren im Zentraldetektor rekonstruiert werden konnten und kein Elektron gefunden wurde, ebenfalls auch ein Proton rekonstruiert. Nach der Auswahl des kinematischen Bereiches und auf zwei Pionen verbleiben von diesen Ereignissen etwa 44%. Diese Ereignisse gehen in die Analyse ein.

[58]In den nachfolgenden Betrachtungen wird gezeigt, daß bei diesem Kriterium die Effizienz, Pionen zu selektieren, sehr hoch ist ($> 95\%$) und durch die Simulation beschrieben wird (siehe Abschnitt 5.2.3), sowie die Anzahl der in der Datenmenge verbleibenden Protonen gering ($\approx 1\%$, siehe Abschnitt 4.2.3) ist.

	Kriterium		Ereignisse
	Alle Ereignisse ST107 und Klasse 14		
	H1-Runbereich	232103-241649	
	H1-Luminositätsfüllung	1801-1971	63300
I	Betriebsbereite Detektoren		48300
II	Stabile FPS-Position		42600
III	Vertexposition $-35\text{cm} < z_{\text{Vtx}} < +35\text{cm}$		39000
IV	2 rekonstruierte, ungleichgeladene Spuren in CJC		6200
V	Kein Elektron in H1		6100
VI	Protonimpuls rekonstruiert im FPS		3600
VII	Kinematik		1946
VIII	2 ungleich geladene Pionen		1574

TABELLE 4.1: *Selektionskriterien für diffraktive elastische ρ-Meson Photoproduktionsereignisse mit führendem Proton. Die Bedeutung der einzelnen Kriterien ist im Text erklärt. Die Ereigniszahlen bis Kriterium VI sind auf eine Anzahl von 100 gerundet.*

4.2 Untergrund für elastische ρ-Meson Photoproduktion

Ereignisse, die den angewendeten Selektionskriterien genügen, aber nicht der diffraktiven elastischen ρ-Meson Photoproduktion zugeordnet werden, werden hier als Untergrundereignisse bezeichnet. Es werden in dieser Analyse vier verschiedene Arten untersucht und in den folgenden Abschnitten näher erläutert.

4.2.1 Proton-Dissoziation

Bei protondissoziativen Ereignissen bleibt das Proton nicht intakt und fragmentiert in ein hadronisches Mehrteilchensystem. Im Allgemeinen entstehen dabei viele Teilchen mit wesentlich geringerer Energie als der Strahlenergie, so daß jedes dieser Teilchen bereits bis ca. $z = 24$ m das Strahlrohr verlassen hat.

Dissoziative Ereignisse, bei denen ein angeregter Zustand des Protons, ein $N^*(1440)$, in ein Proton und ein oder zwei Pionen zerfällt (Roper-Resonanz), sind ebenfalls charakterisiert durch ein führendes Proton. Dieses kann einen solchen Impuls mit sich führen, daß es bis zu den Stationen des FPS innerhalb des Strahlrohres verbleibt.

Um die Akzeptanz der horizontalen Stationen des FPS auf diese Ereignisse zu studieren, wurden mit dem Programm `DIFFVM` 70000 solche dissoziativen Ereignisse der diffraktiven ρ-Meson Photoproduktion generiert und simuliert. Die Verteilung der Energie des Protons $E_{p'}$ aus dem $N^*(1440)$-Zerfall ist in Abbildung 4.4 zu sehen. Das Spektrum der Protonenergie ist wesentlich breiter als das bei der protonelastischen ρ-Meson Photoproduktion. Deutlich zu erkennen ist, daß mit der Anforderung an die Protonenergie von $E_{p'} > 900$ GeV keines der Protonen im FPS rekonstruiert wird.

Die Resonanz $\Delta(1236)$ wird in diffraktiven Prozessen nicht angeregt und liefert einen vernachlässigbar kleinen Untergrund unelastischer Protonen.

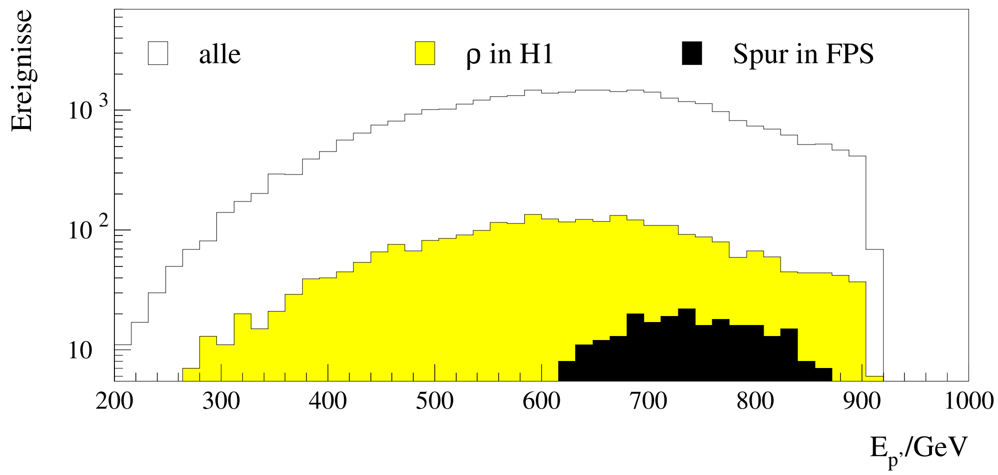

ABBILDUNG 4.4: *Verteilung der Energie von Protonen aus dem* $N^*(1440)$*-Zerfall bei dissoziativer diffraktiver* ρ*-Meson -Photoproduktion. Es wurden dazu 70000 Ereignisse generiert und simuliert. Das offene Histogramm stellt alle diese Ereignisse dar. In dem grauen Anteil sind solche Ereignisse enthalten, in denen ein* ρ*-Meson im H1-Detektor rekonstruiert wird und das* `DCRPhi_Ta`*- und* `zVtx_Cls`*-Triggerbit gesetzt sind. Im schwarzen Histogramm wird zusätzlich verlangt, daß eine Protontrajektorie in den horizontalen Stationen des FPS rekonstruiert wurde.*

4.2.2 Strahlinduzierter Untergrund im FPS

Protonen, die nicht direkt von der ep-Wechselwirkung am Vertex stammen und eine Protontrajektorie im FPS aufweisen, werden dem Untergrund zugeordnet. Der Ursprung solcher Protonen kann eine Wechselwirkung des Strahles mit dem Restgas zwischen dem Wechselwirkungspunkt und dem FPS sein. Sie sind zeitlich unabhängig von der Reaktion am Vertex.

Eine Abschätzung des Beitrages dieses Untergrundes am Signal kann mit dem FPS vorgenommen werden: Die Triggersignale jeder Station werden nicht nur für den Zeitpunkt der getriggerten ep-Wechselwirkung ($WW0$) ausgelesen, sondern auch für die nachfolgenden vier Wechselwirkungen $WW1$ bis $WW4$ [59]. Die Triggersignale in Abhängigkeit von der Nummer der ep-Wechselwirkung ist für beide horizontale Stationen in Abbildung 4.5 dargestellt. Es werden nur solche Ereignisse betrachtet, bei denen in $WW0$ der Subtrigger ST107 gesetzt ist, und bei denen mindestens eine Protontrajektorie in den horizontalen Stationen des FPS rekonstruiert worden ist.

Das Niveau des Untergrundes kann in den Intervallen $WW1$ bis $WW4$ abgelesen werden und beträgt weniger als 0.3% von dem Triggersignal beider Stationen. Da nur 25% der von jeder Station getriggerten Ereignisse in Koinzidenz mit der anderen sind, wird der Untergrund zu 0.075% abgeschätzt[60]. Bei einer weiteren Selektion auf ein ρ-Meson ergibt sich das gleiche Untergrundniveau.

[59] Diese Daten werden in der Datenbank `JDTH` aufgezeichnet.

[60] Dieses Ergebnis ist kompatibel mit anderen Abschätzungen für die vertikalen Stationen des FPS ([Wil95, Lis93]).

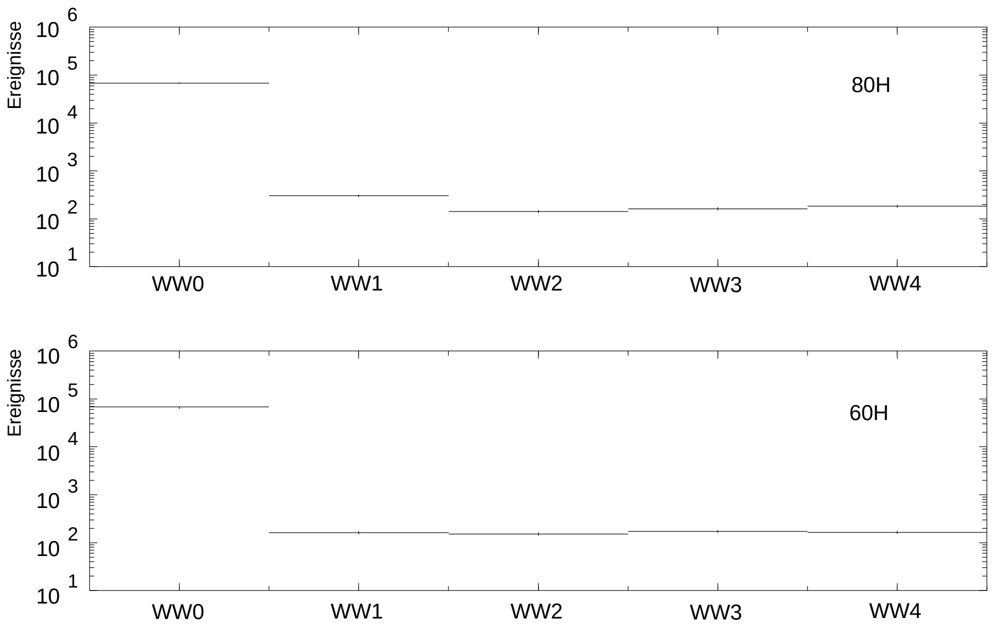

ABBILDUNG 4.5: *FPS-Triggersignale in den beiden horizontalen Stationen, in Abhängigkeit von der* ep*-Wechselwirkung. Das Triggersignal in der* ep*-Wechselwirkung 0 (WW0) ist ein Koinzidenzsignal beider Stationen, die aus den nachfolgenden* WW1 *bis* WW4 *sind Einzelzählraten jeder Station. Für eine Untergrundabschätzung müssen diese bezüglich des Koinzidenzsignals beider Detektoren korrigiert werden.*

Zusätzlich wird untersucht, ob Ereignisse, die aus Wechselwirkungen stammen, bei denen das zugehörige Protonpaket keinen Kollisionspartner hatte (sogenannte *pilot-bunches*), zu finden sind. Kein Ereignis, in welchem eine Protontrajektorie rekonstruiert werden konnte, gehört zu dieser Klasse von Ereignissen.

Aus diesen Betrachtungen folgt, daß der Untergrund aus dieser Quelle als vernachlässigbar angesehen werden kann.

4.2.3 Strahlinduzierter Untergrund in H1

In Abschnitt 4.1.4 wurde der Energieverlust dE/dx der die Spurkammer durchquerenden Teilchen berechnet. Damit ist eine Teilchenidentifikation möglich. Es hat sich gezeigt, daß von 1946 Ereignissen mit zwei ungleich geladenen Spuren 86% mindestens eine Spur von einem Proton aus Wechselwirkungen des Strahles mit dem Restgas aufweisen. Um abzuschätzen, wie hoch der Anteil der Ereignisse mit mindestens einem nichterkannten Proton in den verbleibenden 1574 Ereignissen ist, wird folgende Betrachtung angestellt[61].

[61] Vor der Selektion auf $LN_\pi > 0.05$ für beide Spuren ergaben sich 1946 ungleich geladene, 296 doppelt-positiv und 12 doppelt-negativ geladene Spuren. Nach der Selektion blieben 1574 ungleich geladene, 42 doppelt-positiv und 12 doppelt-negativ geladene Spuren übrig. Die verworfenen ungleichgeladenen Spuren bestanden aus jeweils einem Proton und einem negativen Pion (siehe Abschnitt 4.1.4).

Ausgehend von den Annahmen, daß etwa gleichviel doppelt-positiv wie doppelt negativ geladene Spuren gemessen werden müßten und daß die doppelt negativen Spuren Pionen sind, werden 296-12=284 Ereignisse mit mindestens einem Proton in einem doppelt-positiv geladenen Spuren erwartet. Es werden allerdings nur 254 solcher Ereignisse gefunden. Jeweils die Hälfte entfällt auf Ereignisse mit zwei Protonen und Ereignisse mit einem Proton und einem positiven Pion. Es werden also 5% der Ereignisse mit einem Proton und einem Pion nicht erkannt, so daß in der verbleibenden Ereignismenge von ungleichgeladenen Spuren $372 \cdot 0.05 \approx 19$ Ereignisse mit einem Proton nicht erkannt werden. Dieser Anteil beträgt etwa 1% von der Datenmenge, die der Analyse zur Verfügung steht und wird als systematischer Fehler betrachtet.

4.2.4 ω- und ϕ-Vektormesonen

Ereignisse, die zwei Spuren geladener Pionen im Zentraldetektor aufweisen, können ebenfalls vom $\omega(782)$-Meson stammen, wenn das π^0 nicht erkannt wird. In diesem Fall wird für seine kinematische Reflektion eine invariante Masse von etwa 300 MeV für das $\pi^+ \pi^-$-System erwartet. Aus diesem Grund wird untersucht, wieviele Ereignisse des

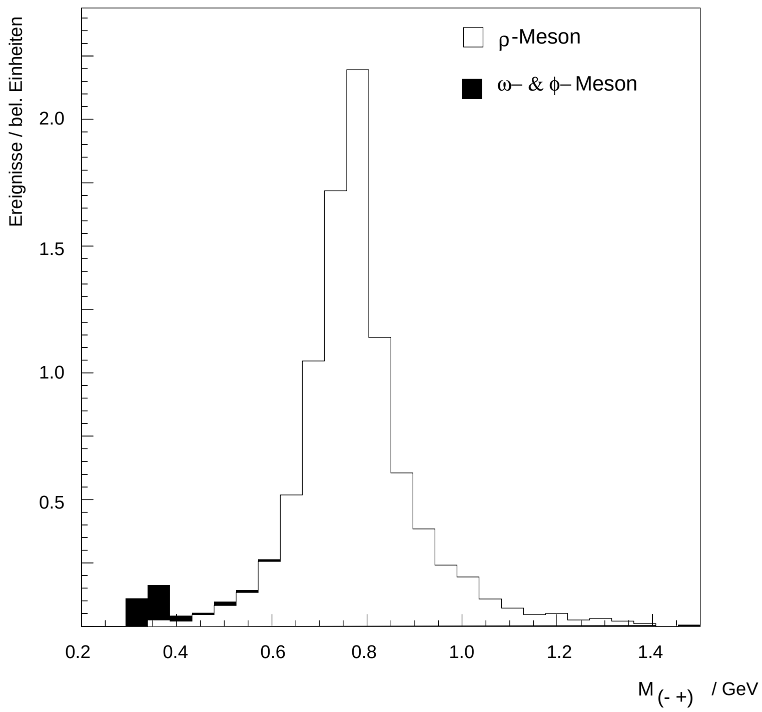

ABBILDUNG 4.6: *Simulationsstudie zum Untergrund durch die diffraktive elastische Photoproduktion von ω- und ϕ-Mesonen. Dargestellt ist die invariante Masse von ungleichgeladenen Teilchen unter der Annahme, daß es sich um Pionen handelt. Das offene Histogramm zeigt die Verteilung des ρ-Mesons, das schwarze zusätzlich die des ω- und ϕ-Mesons. Die benutzten Analyseschnitte wurden auf alle Ereignisse angewendet, die relativen Wirkungsquerschnitte und Verzweigungsverhältnisse der Vektormesonen wurden berücksichtigt.*

Zerfallskanals $\omega \to \pi^+ \pi^- \pi^0$ (Verzweigungsverhältnis 88.8%, $\sigma(\gamma p \to \omega p) = 1.2\ \mu b$ für Photoproduktion [Gro00, ZEU96a]) bei der für diese Analyse zur Verfügung stehenden Luminosität zu erwarten sind.

Eine ähnliche Betrachtung kann für $\phi(1020)$-Mesonen gemacht werden. Hier ist der untersuchte Kanal $\phi \to K^+ K^-$ (Verzweigungsverhältnis 49.2%, $\sigma(\gamma p \to K^+K^-p) = 0.96\ \mu b$ für Photoproduktion [Gro00, ZEU96b]). Ein Untergrund zu ρ-Meson Produktion ergibt sich dadurch, daß die invariante Masse unter der Annahme rekonstruiert wird, daß es sich um Pionen handelt. Für die Reflektion dieses Vektormesons ergibt sich ein Wert von etwa 370 MeV.

Die Verteilung der Invarianten Masse für die drei Vektormesonen ρ, ω und ϕ unter der Annahme, daß die Zerfallsteilchen Pionen sind, ist in Abbildung 4.6 dargestellt. Dabei wurden die unterschiedlichen Wirkungsquerschnitte der Vektormesonen beachtet und, bis auf die invariante Masse, die Selektionskriterien aus Abschnitt 4.1.5 angewendet. Es zeigt sich eine Reflektion der ω- und ϕ-Mesonen unterhalb von $M_{(-+)} \approx 400$ MeV. Das in dieser Analyse verwendete Kriterium, daß nur invariante Massen in dem Bereich 0.6 GeV $< M_{(-+)} < 1.1$ GeV betrachtet werden, führt dazu, daß der Anteil an ω- und ϕ-Mesonen auf einen zu vernachlässigenden Wert fällt.

Kapitel 5

Korrektur der Daten

Die Anzahl der in dem vorherigen Kapitel selektierten Ereignisse ist abhängig von der zur Verfügung stehenden integrierten Luminosität und von der Akzeptanz und Nachweiswahrscheinlichkeit der Detektoren. Diese Größen müssen ermittelt werden, um die vorliegenden selektierten Daten zu korrigieren und auf den Wirkungsquerschnitt des Produktionsprozesses vor der Messung rückschließen zu können.

In diesem Kapitel wird zuerst die mit dem Subtrigger 107 gesammelte Luminosität berechnet. Im Anschluß daran werden die Akzeptanzen und Nachweiswahrscheinlichkeiten der an der Analyse beteiligten Detektoren bestimmt. Da die gemessenen Daten mit Korrekturfaktoren versehen werden, die aus der Monte-Carlo-Simulation stammen, muß überprüft werden, ob diese die gemessenen Daten beschreibt. Aus diesen Gründen liegt in diesem Kapitel ein Schwerpunkt auf dem Vergleich zwischen gemessenen und simulierten Daten.

Die systematischen Fehler, die aus der dargestellten Analysekette folgen, werden am Ende dieses Kapitels erläutert.

5.1 Integrierte Luminosität

Die integrierte Luminosität, die dem durch den Subtrigger ST107 und den Bedingungen I und II aus Tabelle 4.1 selektierten Datensatz zu Grunde liegt, beträgt $2.98\ \mathrm{pb}^{-1}$. Abbildung 5.1 zeigt das Anwachsen der integrierten Luminosität gegenüber der Runnummer. Angedeutet sind zudem die Runs, an denen einzelne Sektoren der zentralen Spurkammer aufgrund zu hoher elektrischer Ströme ausgeschaltet wurden. Es fallen zudem drei Bereiche auf, in denen keine Zunahme der Luminosität zu verzeichnen ist. In den Bereichen A und B gab es im Zuge des HERA-Betriebes Probleme, stabile Strahlbedingungen herzustellen. In dem Bereich C gab es Probleme mit dem hydraulischen System der horizontalen Stationen des FPS, so daß das Anfahren einer stabilen Position am Protonstrahl nicht möglich war.

Der mittlere Untersetzungsfaktor für den Subtrigger ST107 betrug 1.3. Ereignisse, bei denen die Bedingungen I und II aus dem Abschnitt 4.1.5 nicht zutrafen, wurden nicht mit in die Berechnung der Luminosität einbezogen. Es wurde zudem berücksichtigt,

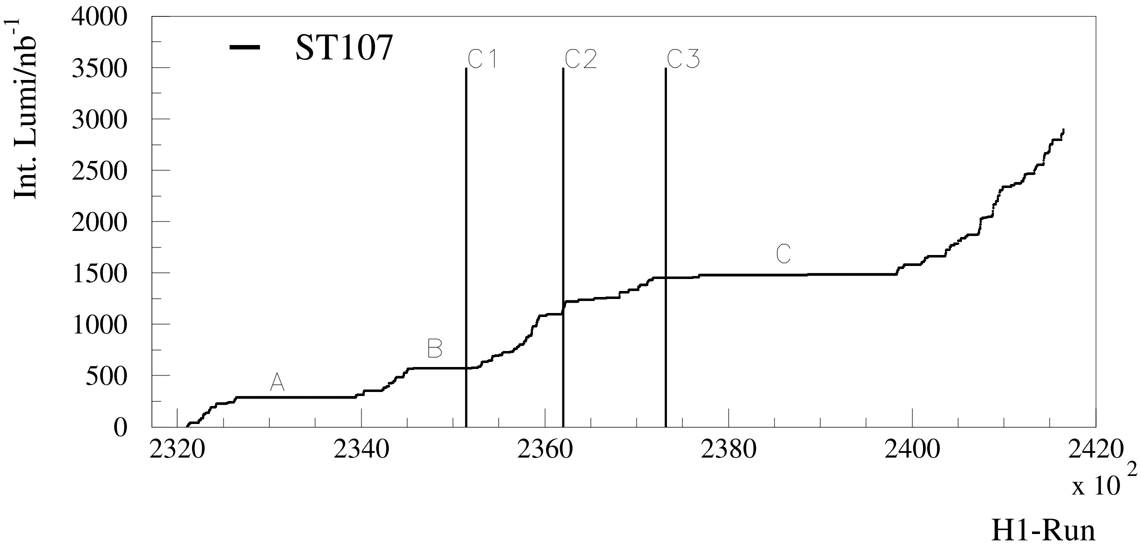

ABBILDUNG 5.1: *Die integrierte Luminosität von ST107 und den Bedingungen I und II aus Tabelle 4.1 in Abhängigkeit von der H1-Runnummer für den Datennahmebereich der Analyse. Eingetragen sind zusätzlich die Zeitpunkte, an denen sich die Akzeptanz und Nachweiswahrscheinlichkeit durch zusätzliche abgeschaltete Sektoren in der zentralen Spurkammer ("C1" bis "C3") ändert. Bereiche ohne Zunahme der Luminosität aufgrund von Problemen bei HERA ("A" und "B") und der Hydraulik des FPS ("C") sind ebenfalls vermerkt. Die integrierte Luminosität beträgt* 2.98 *pb*$^{-1}$.

daß Bethe-Heitler-Ereignisse $ep \to e'p'\gamma$ von Protonen vor oder nach den Hauptpaketen die Messung der Luminosität verfälschen. Der systematische Fehler der Messung beträgt 1.3% im Jahr 1999.

5.2 Bestimmung von Nachweiswahrscheinlichkeiten und Akzeptanzen

5.2.1 Das DCRPhi-Triggerelement

Die Effizienz des `DCRPhi`-Triggerelements wird aus Meßdaten mit Hilfe von unabhängigen Subtriggern[62] bestimmt. Es werden dazu Ereignisse selektiert, welche

- ⋄ das Triggerelement der horizontalen Stationen des FPS gesetzt haben sowie ausreichende Gruppierungen von Treffern in den Faserhodoskopen aufweisen (Verwendung von `ROPVER`, siehe Abschnitte 3.4.2 und 3.3.3.2),
- ⋄ durch einen unabhängigen Subtrigger ausgewählt werden und

[62] Ein unabhängiger Subtrigger enthält keines der Triggerelemente, dessen Effizienz bestimmt wird, oder solche, die für dieses Element einen Untergrund bedeuten. In diesem Fall beinhaltet der unabhängige Subtrigger kein Triggerelement des DCRPhi-Triggers.

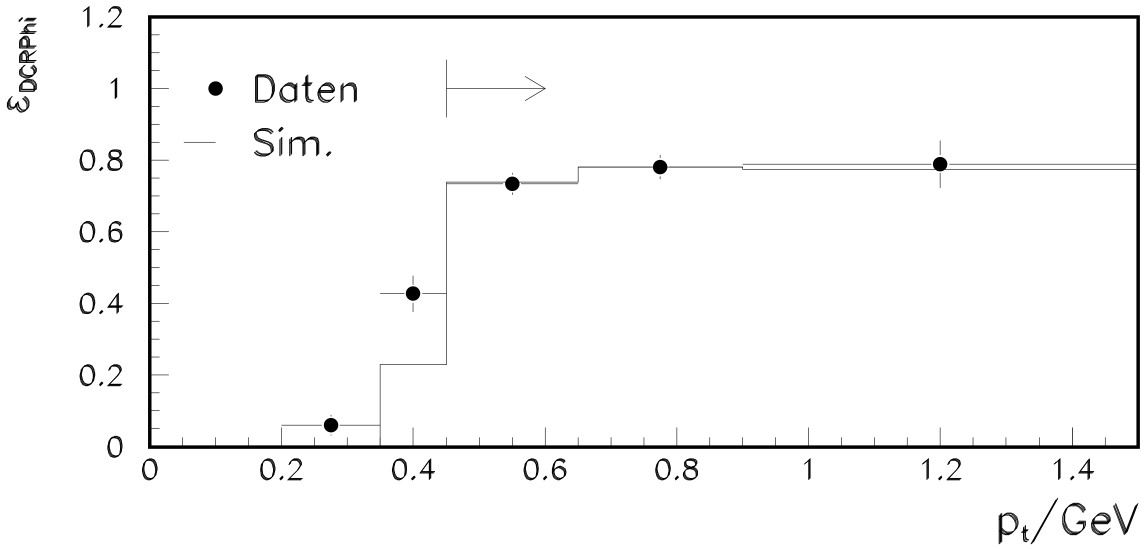

ABBILDUNG 5.2: *Die Triggereffizienz $\epsilon_{\mathrm{DCRPhi\_Ta}}$ für das `DCRPhi_Ta`-Triggerelement. Ab ca.* $p_t = 450$ *MeV erreicht die Triggereffizienz das Plateau und liegt über 75%.*

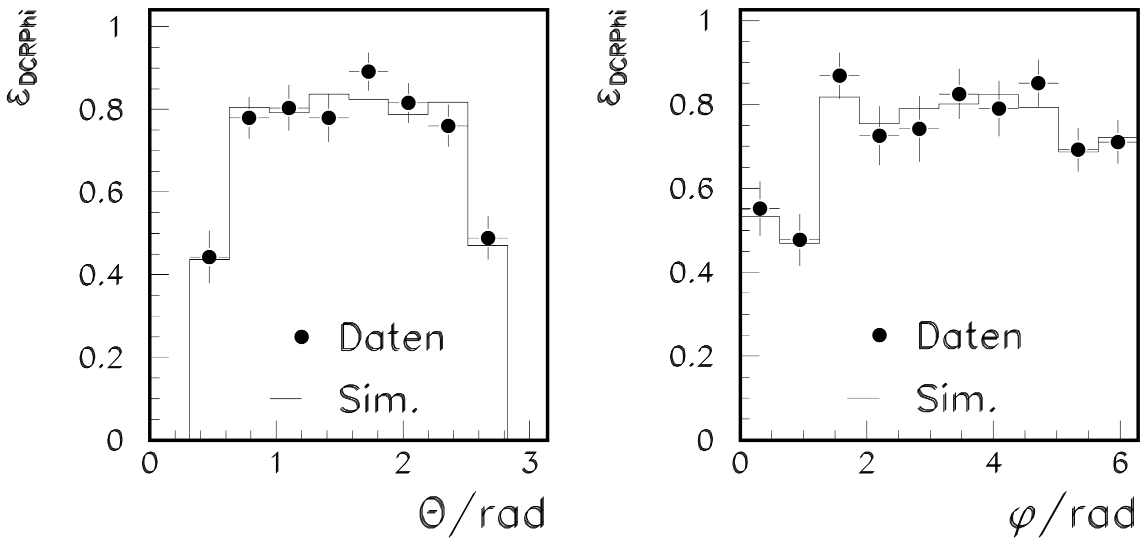

ABBILDUNG 5.3: *Die Effizienz $\epsilon_{\mathrm{DCRPhi\_Ta}}$ in Abhängigkeit vom Polarwinkel Θ (links) und Azimuth φ (rechts) für das `DCRPhi_Ta`-Triggerelement. Es wurden nur Spuren ausgewählt mit $p_t > 0.45$ GeV. Die Abnahme der Effizienz zu kleinen Werten von φ ist auf die abgeschalteten Sektoren zurückzuführen. Die geometrische Akzeptanzgrenze ist bei $\Theta_\pi = 20°$ und $\Theta_\pi = 160°$ zu erkennen.*

◇ zwei entgegengesetzt geladene zentrale Spuren aufweisen und den Einschränkungen I-IV aus Abschnitt 4.1.2 genügen. Dabei darf keine der beiden Spuren mit einem Elektron aus dem `QESCAT`-Elektronfinder assoziiert werden.

Es werden also Ereignisse derart gewählt, daß das `DCRPhi`-Triggerelement gesetzt sein müßte. Die Effizienz $\epsilon_{\mathrm{DCRPhi\_Ta}}$ wird berechnet, indem die Anzahl der Ereignisse mit rekonstruierten Spuren nach dieser Selektion mit einem gesetzten `DCRPhi`-Triggerelement ($N_{\mathrm{rek}}^{\mathrm{TE}}$) auf die gesamte Anzahl dieser Ereignisse nach dieser Selektion (N_{rek}) normiert wird:

$$\epsilon_{\mathrm{DCRPhi\_Ta}} = \frac{N_{\mathrm{rek}}^{\mathrm{TE}}}{N_{\mathrm{rek}}}. \tag{5.1}$$

Die so berechnete Effizienz wurde mit der aus der Monte-Carlo-Simulation verglichen. Hierzu wurden 200000 elastische ρ-Mesonen mit dem Generator DIFFVM erzeugt und simuliert. Bei dem Vergleich zwischen der Effizienz aus Daten und aus der Simulation hat sich ergeben, daß an den Rändern der Spurkammern ($20° \lesssim \Theta_\pi \lesssim 30°$ und $150° \lesssim \Theta_\pi \lesssim 160°$) sowie in den Bereichen abgeschalteter Sektoren ($0° \lesssim \varphi_\pi \lesssim 60°$ und $300° \lesssim \Theta_\pi \lesssim 320°$) die Simulation die Daten nicht richtig beschreibt. In diesen Bereichen wurde in der Simulation die aus den Daten bestimmte Nachweiswahrscheinlichkeit verwendet, indem den Ereignissen in der Simulation entsprechende Gewichte zugeordnet wurden. Die Wichtungsfaktoren betragen bis zu 1.5 für die Variable Θ_π und bis zu 1.3 für φ_π.

Die Triggereffizienz in Abhängigkeit von dem transversalen Impuls des höherenergetischen Pions ist in Abbildung 5.2 dargestellt. Zu erkennen ist die Schwelle in der Akzeptanz bei $p_t \approx 450$ MeV, oberhalb derer die Simulation und Daten erst gut übereinstimmen. Für die in die Analyse einbezogenen Daten wird ein Schnitt bei $p_t = 450$ MeV für das höherenergetische Pion gemacht.

In Abbildung 5.3 ist die Effizienz gegenüber dem Polarwinkel Θ und Azimuth φ der Spuren aufgetragen. Es wurden nur Spurkandidaten mit $p_t > 0.45$ GeV dargestellt. Die Akzeptanzgrenzen bei etwa $\Theta = 20°$ und $\Theta = 160°$ sind zu erkennen. Für $\varphi \lesssim 0.1$ rad wird der Bereich der abgeschalteten Sektoren bei kleinen Winkeln deutlich.

5.2.2 Das zVtx_Cls-Triggerelement

Zur Bestimmung der Effizienz des Triggerelementes `zVtx_Cls` wird eine Auswahl der Ereignisse analog zur Selektion für die Bestimmung der Effizienz des `DCRPhi_Ta`-Triggerelements getroffen: Es werden wiederum alle Ereignisse mit unabhängigen Subtriggern in die Auswertung einbezogen. Die zugrundeliegende Ereignismenge ist gegeben durch das gesetzte Triggerelement der horizontalen Stationen, das Vorhandensein von ausreichend Treffer-Gruppierungen (siehe Abschnitt 3.3.3.2) im FPS sowie den Anforderungen I-IV aus Abschnitt 4.1.2.

Die Effizienz des Triggerelementes ist abhängig vom transversalen Impuls der Zerfallspionen und wird berechnet aus dem Quotienten der Anzahl aller Ereignisse, bei denen Spuren rekonstruiert und das Triggerelement gesetzt sind ($N_{\mathrm{rek}}^{\mathrm{TE}}$) und der Anzahl der Ereignisse, bei denen die Spuren rekonstruiert sind (N_{rek}):

$$\epsilon_{\mathrm{zVtx}} = \frac{N_{\mathrm{rek}}^{\mathrm{TE}}}{N_{\mathrm{rek}}}\,. \tag{5.2}$$

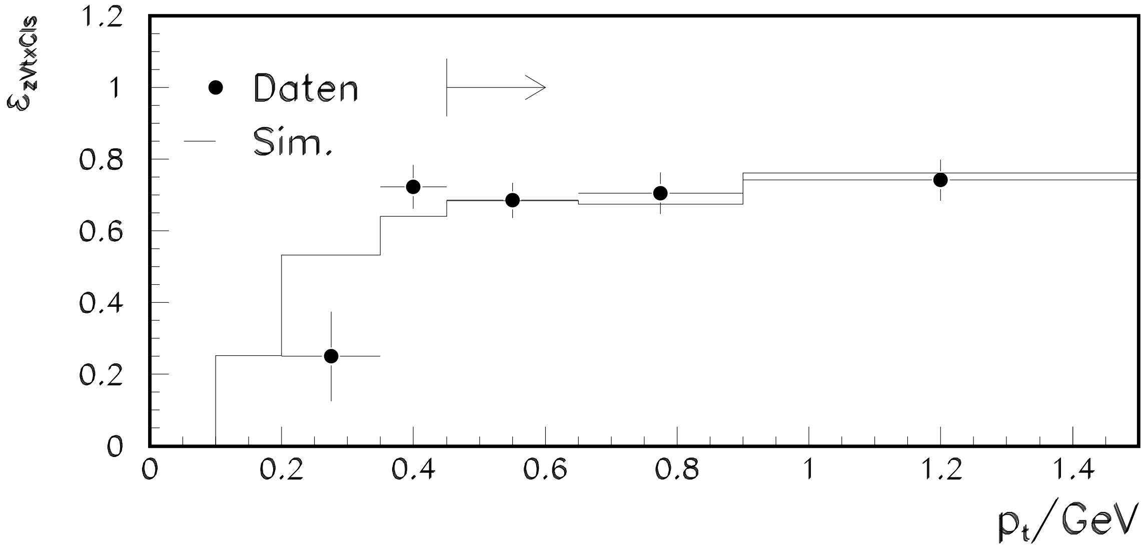

ABBILDUNG 5.4: *Die Effizienz $\epsilon_{\mathrm{zVtx\_Cls}}$ des `zVtx_Cls`-Triggerelementes bezüglich p_t des höherenergetischen Pions.*

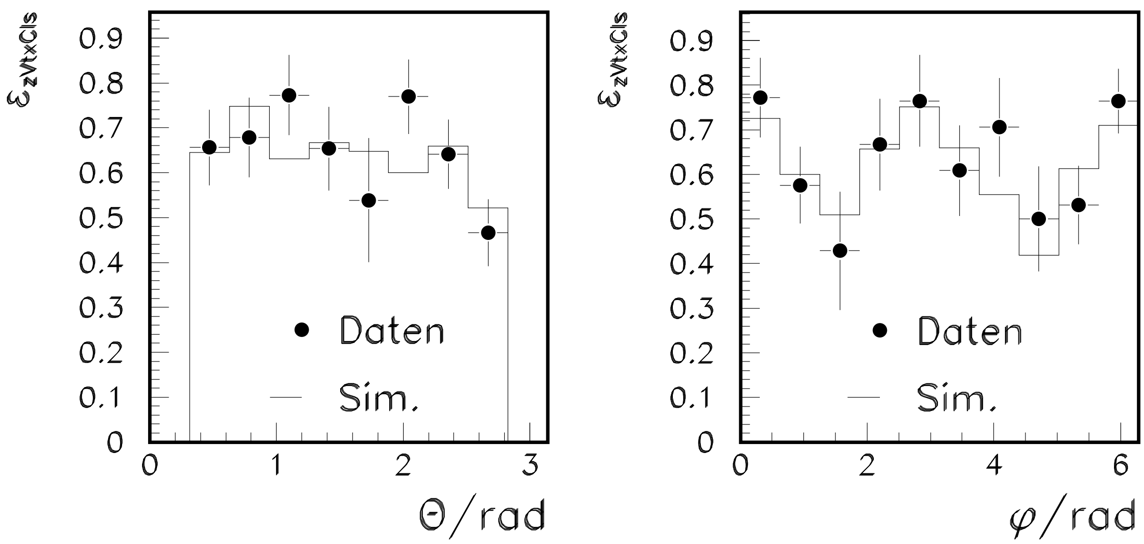

ABBILDUNG 5.5: *Die Effizienz $\epsilon_{\mathrm{zVtx\_Cls}}$ für das `zVtx_Cls`-Triggerelement. Die Struktur in φ und das Abnehmen bei großen Θ ist auf Ausleseprobleme (Sektoren 5, 6 und 2 der inneren und Sektor 2 der äußeren CIP) sowie Detektorprobleme (ausgeschaltete Hochspannung in den Sektoren 11 bis 13 der äußeren COP) zurückzuführen. Die geometrische Akzeptanzgrenze ist ebenfalls bei $\Theta_\pi = 20°$ und $\Theta_\pi = 160°$ zu erkennen.*

Die Effizienz ist unterschiedlich für Daten und Simulation. In diesem Fall zeigt sich, daß bei ca. $\varphi \approx 10°$ und $\varphi \approx 170°$ die Effizienz in der Simulation um ca. 15% zu niedrig ist. Hier wurde die Triggereffizienz aus den Daten bestimmt, und die Ereignisse in der Simulation dementsprechend mit Wichtungsfaktoren versehen. Diese sind in den folgenden Darstellungen 5.4 und 5.5 der Simulationsdaten jeweils enthalten.

Die Triggereffizienz des `zVtx_Cls`-Triggerelements in Abhängigkeit von dem transversalen Impuls des höherenergetischen Pions ist in Abbildung 5.4 dargestellt. Zu erkennen ist, daß das Schwellenwertverhalten nicht so ausgeprägt ist wie bei dem DCRPhi-Trigger und daß das Triggerelement `zVtx_Cls` aufgrund der Triggeralgorithmen auch noch effizient für niederenergetische Spuren ist. Allerdings fällt die Effizienz in den Daten steiler ab als in der Simulation. Angedeutet ist ebenfalls der Schnitt bei $p_t = 450$ MeV, oberhalb dessen es eine gute Übereinstimmung gibt.

Die Akzeptanz und Effizienz bezüglich der Winkelverteilung der Zerfallspionen ist in Abbildung 5.5 dargestellt und stimmt ausreichend gut überein. Die Struktur in der φ-Verteilung ist auf Auslese- und Detektorprobleme zurückzuführen, ebenso wie der Abfall zu großen Polarwinkeln hin.

5.2.3 Pionidentifizierung

Die Identifizierung von Pionen wird mit Hilfe des gemessenen Energieverlustes von geladenen Teilchen in dem Gas der Spurkammer vorgenommen. Hierzu steht ein standardisiertes Programm `DEDXMOD` [Lub93] zur Verfügung. Es wird einem Teilchen in dieser Analyse die Identität des Pions zugeordnet, wenn $LN_\pi > 0.05$ ist (siehe Abschnitt 4.1.4).

Um die Effizienz $\epsilon_{dE_\pi/dx}$ der Identifizierung von Pionen in den Daten bestimmen zu können, muß eine von diesem Algorithmus unabhängige Selektion von Pionspuren

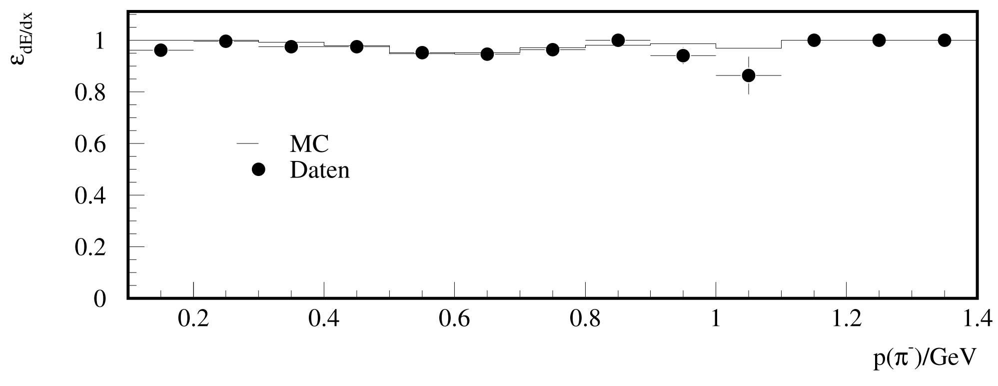

ABBILDUNG 5.6: *Ansprechwahrscheinlichkeit $\epsilon_{dE_\pi/dx}$ der Erkennung von negativen Pionen mit der im Text erklärten Methode in Abhängigkeit vom Impuls der Pionen. Der Vergleich zwischen der Monte-Carlo-Simulation (MC) und den Daten zeigt eine gute Übereinstimmung.*

durchgeführt werden. Dazu werden die negativen Spuren von den selektierten Zweispurereignissen (siehe Selektion bis Kriterium V in Tabelle 4.1) betrachtet. Es wird davon ausgegangen, daß diese Teilchen bis auf einen zu vernachlässigenden Anteil an Kaonen (siehe Abschnitt 4.2.4) ausschließlich negative Pionen sind. Die Effizienz in der Monte-Carlo-Simulation wird mit einer generierten und simulierten Datenmenge von ρ-Mesonen ermittelt. Sie berechnet sich aus der Anzahl der negativen Spuren N_- und der als Pionen erkannten Spuren N_{π^-} zu

$$\epsilon_{dE_\pi/dx} = \frac{N_{\pi^-}}{N_-} \,. \tag{5.3}$$

Die Abbildung 5.6 verdeutlicht, daß die Effizienzen in Daten und der Simulation gut übereinstimmen und im Mittel über 95% betragen.

5.2.4 Das FPS_HOR-Triggerelement

Das Triggerelement der horizontalen Stationen wird gebildet aus einer Konjunktion der Triggersignale jeder Station, welches wiederum dann gesetzt wird, wenn mindestens 3 Triggerlagen in Koinzidenz angesprochen haben. Eine Triggerlage spricht an, wenn in

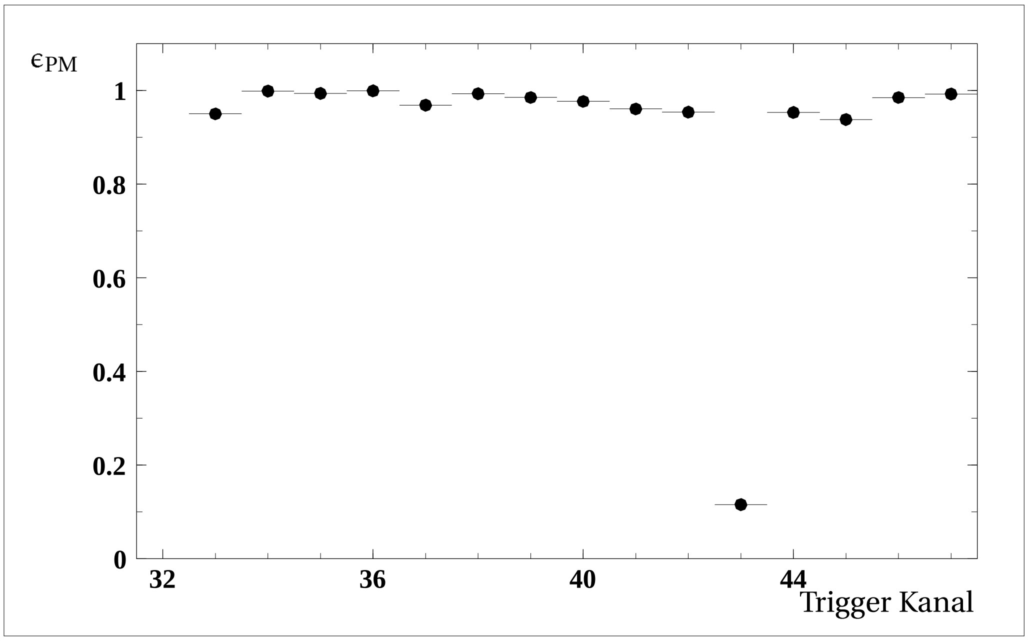

ABBILDUNG 5.7: *Die Triggereffizienz ϵ_{PM} für die einzelnen Triggerphotomultiplier der horizontalen Stationen. Es lesen jeweils zwei Photomultiplier einen Triggerszintillator aus. Die Triggerphotomultiplier der horizontalen Stationen erstrecken sich von Kanal 32 bis 47. Kanal 32 fiel aufgrund eines fehlerhaften Komparatorkanals aus, wurde aber durch den Kanal 33 kompensiert. Die Kanäle i und $i+1$ mit $i = 32, 34, .., 46$ lesen jeweils einen Triggerszintillator aus.*

mindestens einem der beiden Photomultiplier eines Triggerszintillators ein Signal über einem Grenzwert (siehe Abschnitt 3.3.3.1) anliegt.

Die Effizienz des Triggerelements für die horizontalen Stationen des FPS wird kombinatorisch aus der Ansprechwahrscheinlichkeit der Triggerszintillatoren bzw. Photomultiplier bestimmt. Diese wird berechnet, indem eine Spur in den Stationen des FPS rekonstruiert und überprüft wird, ob an den jeweiligen Triggerphotomultipliernein Signal anliegt oder nicht.

Die Ansprechwahrscheinlichkeiten der 16 einzelnen Photomultiplier der horizontalen Stationen sind in Abbildung 5.7 dargestellt. Der Kanal 32 fiel aufgrund eines fehlerhaften Komparatorkanals aus, wurde allerdings durch den 2. Photomultiplier an diesem Triggerszintillator kompensiert. Gleiches gilt für den Kanal 43, der durch eine sehr kleine Effizienz auffällt.

Die einzelnen Ansprechwahrscheinlichkeiten liegen durchschnittlich über 95%, so daß sich für die Effizienz des Triggerelementes `FPS_HOR` eine Ansprechwahrscheinlichkeit von nahezu 100% ergibt.

5.2.5 Faserhodoskope im FPS

Die Effizienz der Faserhodoskope wird unter Verwendung von rekonstruierten lokalen Spuren in den Subdetektoren des FPS gebildet. Bei diesen Ereignissen sollten alle Lagen, durch die diese Spur geht, einen Treffer liefern. Die Anzahl von Ereignissen, bei denen die Lagen einen Treffer aufweisen, werden dividiert durch die Anzahl der Ereignisse, bei denen sie einen Treffer hätten liefern sollen. Dieser Wert wird als Lageneffizienz bezeichnet.

Um die Rekonstruktionswahrscheinlichkeit in der Simulation des FPS richtig wiedergeben zu können, wird die berechnete Lagenansprechwahrscheinlichkeit in der Simulation verwendet. Die Lagenansprechwahrscheinlichkeit beinhaltet neben der Ansprechwahrscheinlichkeit der Fasern selbst auch die Lichtleitung in den Fasern bis zu dem Photomultiplier und die Effizienz des Photomultipliers für jeden Kanal.

Die Ansprechwahrscheinlichkeit ϵ_L der Lagen der Faserhodoskope des FPS ist für die gesamte Datennahmeperiode gemittelt in Abbildung 5.8 dargestellt. Es zeigt sich, daß die Ansprechwahrscheinlichkeiten variieren. Sie betragen im Mittel etwa 50%. Der statistische Fehler ist aufgrund der großen Datenmenge, die hier zur Verfügung steht, sehr klein.

5.2.6 Horizontale Stationen des FPS

Die Akzeptanz des FPS ist abhängig von den Positionen *beider* Detektoren. Sie ändert sich, sobald sich auch nur eine der beiden Stationen bewegt. Die Bestimmung der Akzeptanz wird mit Hilfe von DIFFVM generierten und simulierten Ereignissen berechnet, indem die in den Daten erreichten Positionen der Detektoren mit den Positionen in der Simulation verglichen werden.

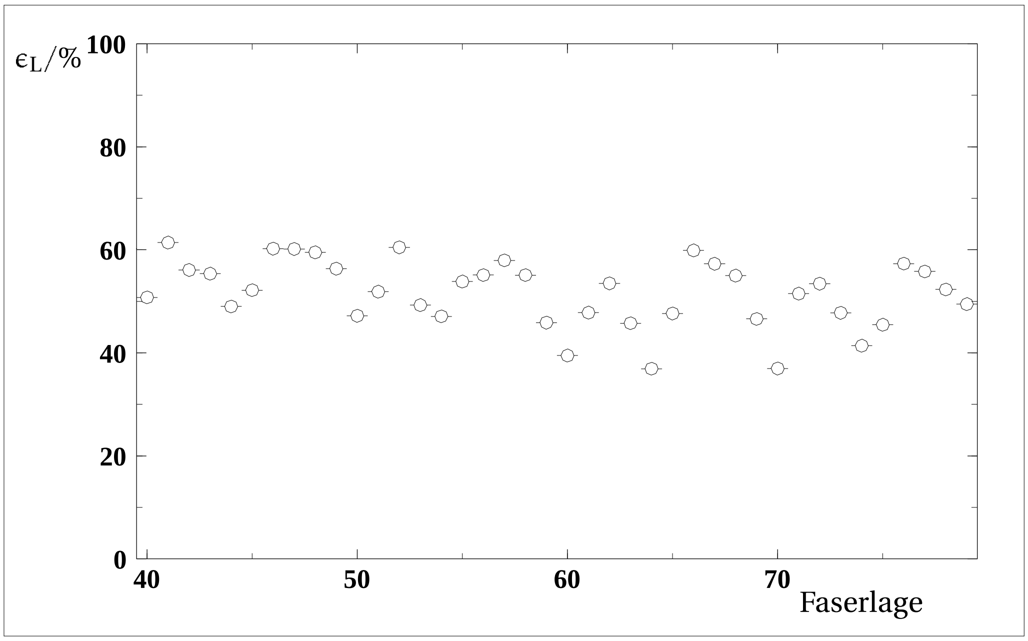

ABBILDUNG 5.8: *Lagenansprechwahrscheinlichkeit ϵ_L der Faserhodoskope der horizontalen Stationen. Pro Subdetektor gibt es 2 mal 5 Lagen, so daß insgesamt 40 Lagen ausgelesen werden. Die Lageneffizienz kann aufgrund des Hodoskopdesigns nicht größer werden als ca. 80% und beträgt hier im Mittel etwa 50%.*

Detektorpositionen

Die mit den Heidenhain-Meßtastern gemessenen Detektorpositionen werden in die Abstände der Detektoren zur nominellen Strahllage umgerechnet. Dazu wird die JCBO-Kalibrationsbank (siehe Abschnitt 3.3.3.4) benutzt, die die Abweichung des Protonstrahls von der nominellen Lage angibt. Die Vermessung der Detektoren des FPS relativ zu dem Protonring ist hierbei bereits enthalten. Die Verteilungen der jeweiligen Detektorpositionen der 64H- und 80H-Stationen sind in Abbildung 5.9 dargestellt. Es wurden Ereignisse ausgewählt, die durch den ST107 selektiert wurden und eine rekonstruierte globale Spur in den Stationen des FPS aufweisen. Es zeigt sich, daß die mit dem Heidenhain Instrument gemessenen Positionen weiter variieren als die korrigierten, die den Abstand der Detektorunterkante zur tatsächlichen Strahlposition angeben. Der Grund dafür ist, daß der Protonstrahl in unterschiedlichen Füllungen verschiedene Positionen einnehmen kann, die dann mit den Kalibrationsbanken korrigiert werden, so daß die korrigierten Positionen sich auf einen kleineren Bereich gruppieren. Die größere Breite der unkorrigierten Verteilung im Vergleich zur korrigierten weist darauf hin, daß der Protonstrahl nicht immer an der gleichen Position lag. Die Breite der korrigierten Verteilung zeigt, daß es den Detektoren nicht immer möglich war, dieselben Positionen anzufahren, was auf die wechselnden Strahlbedingungen zurückzuführen ist.

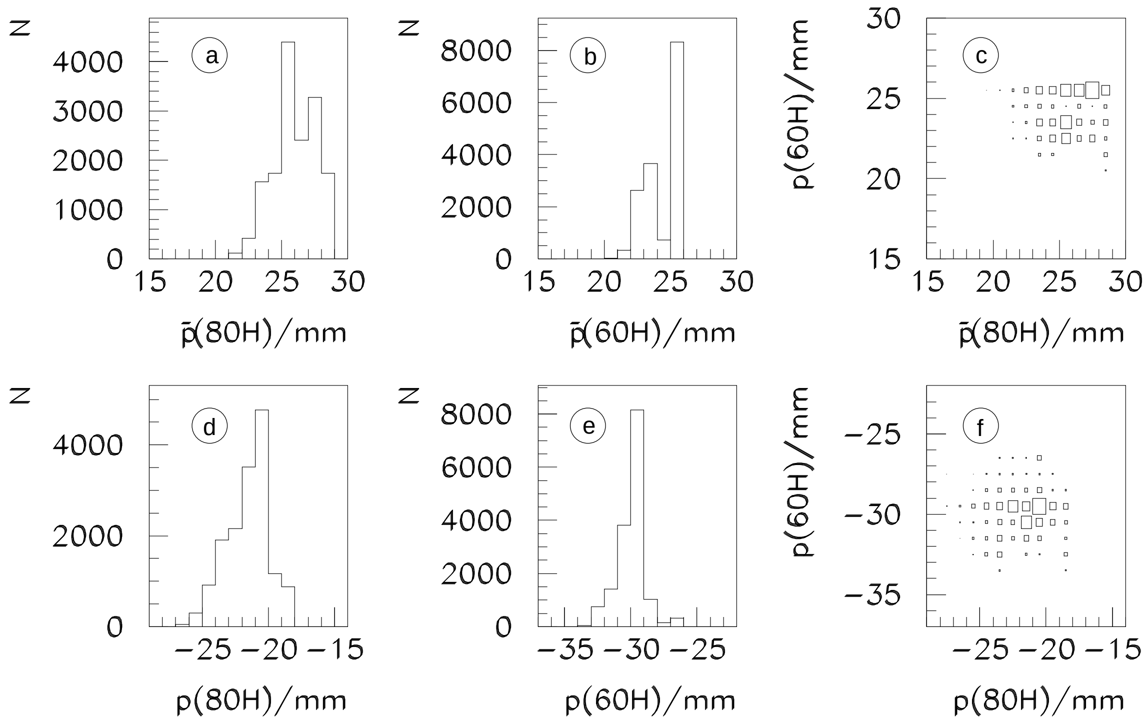

ABBILDUNG 5.9: *Darstellung der mit den Heidenhain-Meßtastern gemessenen Detektorpositionen* $\overline{\mathrm{p}}$ *(oben) für Station bei 80 m (Abbildung a) und 64 m (Abbildung b) sowie die Korrelation von beiden (Abbildung c). Mit der* `JCBO`*-Kalibrationsbank werden diese Werte korrigiert, so daß sich die mit* p *bezeichnete Position der Detektoren relativ zum umlaufenden Protonstrahl in den unteren Darstellungen d) bis f) ergibt. Der negative Wert liegt darin begründet, daß sich die Detektoren von außen, also negativen* x*-Werten in dem HERA-Koordinatensystem, dem Strahl nähern. Der Protonstrahl liegt hier bei* 0 *mm.*

Verfahren zur Bestimmung der Akzeptanz des FPS

Mit dem Monte-Carlo-Generator `DIFFVM` werden 200000 Ereignisse der elastischen ρ-Meson Produktion mit $Q^2 < 1$ GeV^2 und 25 GeV $< W <$ 70 GeV generiert und simuliert. Dabei werden für die Detektorpositionen in der Simulation diejenigen Werte verwendet, die die Detektoren maximal während der Datennahme erreicht haben, d.h. den kleinsten Abstand zum Protonstrahl. In der Simulation werden die Lageneffizienzen und Triggereffizienzen aus den Daten verwendet, so daß die hier bestimmte Akzeptanz die Triggereffizienz und Impulsrekonstruktionseffizienz einschließt.

Es werden nun die rekonstruierten lokalen Spuren in den Detektoren betrachtet, aus denen eine Protontrajektorie gebildet und eine Impulsrekonstruktion möglich wird. Aus den Durchstoßpunkten der lokalen Spuren wird berechnet, ob diese Spur, bei einer weiter vom Strahl entfernten Detektorposition p als der tiefsten, noch im Akzeptanzbereich des Detektors läge. Bei der Betrachtung aller Spuren und Verteilungen von p ergibt sich die Akzeptanz in Abhängigkeit der beiden Detektorpositionen.

Das Verfahren soll beispielhaft an der Berechnung der Akzeptanz für $p_{x,p'}$ des Protons erläutert werden.

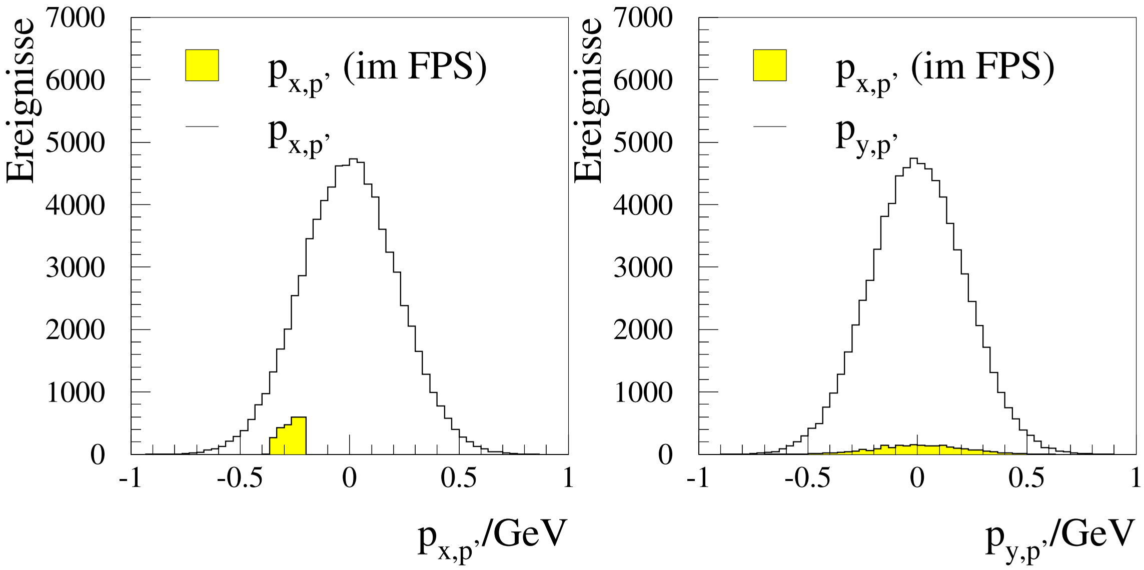

ABBILDUNG 5.10: *Akzeptanz des FPS bei festen Detektorpositionen. Das offene Histogramm stellt die Impulsverteilung des gestreuten Protons auf Generatorniveau dar. Das graue Histogramm stammt von den Protonen, bei denen ein Impuls im FPS rekonstruiert wird.*

In Abbildung 5.10 ist das $p_{x,p'}$- und $p_{y,p'}$-Spektrum des gestreuten Protons auf Generatorniveau dargestellt. Das graue Histogramm stellt die Verteilung derjenigen Protonen dar, die nach der Simulation des HERA-Strahlrohres und der Detektoren des FPS (Triggerszintillatoren und Faserhodoskope) einen rekonstruierten Impuls im FPS aufweisen. In der Simulation sind die Detektoren jeweils auf eine feste, nämlich der tiefsten in den Daten entsprechenden Position fixiert. Zu erkennen sind zwei Grenzen in dem Spektrum der vom FPS akzeptierten Protonen. Die Grenze bei großen negativen Werten für $p_{x,p'} = -0.362$ GeV ist begründet durch Aperturbegrenzungen des Strahlrohres. Die sensitive Detektorfläche des FPS reicht über diesen Bereich hinaus. Die Grenzen der Akzeptanz bei kleinen negativen Werten für $p_{x,p'} = -0.26$ GeV ist zurückzuführen auf die Position der Detektoren. Diese Kante entspricht dem Rand der sensitiven Hodoskopfläche der Detektoren, also der Ringmitte zugewandten Seite.

Da sich die Detektoren während der Datennahmeperiode bewegten und unterschiedliche Positionen einnahmen, die weiter vom Strahl entfernt waren als die hier simulierten, ist die tatsächliche Akzeptanz geringer als die in Abbildung 5.10 dargestellte.

Die tatsächliche Akzeptanz wird in folgenden Schritten bestimmt:

1. Der Akzeptanzbereich des FPS wird für die jeweilige Variable in Intervalle eingeteilt. Für den Bereich von dem Impuls $p_{x,p'}$ werden 8 Intervalle in dem

Bereich $-0.362 \leq p_{x,p'} \leq -0.262$ gewählt.

2. Für jedes dieser Intervalle werden beide Topfpositionen über die Lage der lokalen Spuren (s.o.) variiert und vermerkt, ob die jeweiligen Spuren dieses Intervalles in dem Akzeptanzbereich liegen. Dies wird in Abbildung 5.11 deutlich, in dem das erste, dritte und letzte Intervall (“bin1”, “bin4” und “bin8”) in $p_{x,p'}$ dargestellt ist.

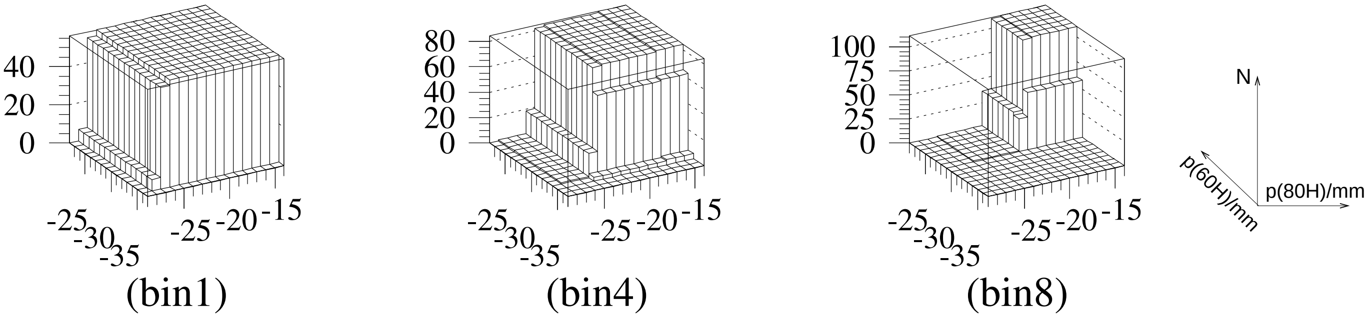

ABBILDUNG 5.11: *Rekonstruktion von Protontrajektorien im FPS bei variablen Detektorpositionen. Es sind beispielhaft 3 Meßbereiche von $p_{x,p'}$ dargestellt. Auf der x- und y-Achse sind die Positionen beider Detektoren dargestellt, bei 0mm befindet sich der Protonstrahl, die Impulse $p_{x,p'}$ nähern sich dort einem Wert von $p_{x,p'} = 0$ GeV. In das dargestellte Histogramm wurde ein Eintrag gemacht, wenn bei den jeweiligen Detektorpositionen von 80H und 60H ein Protonimpuls im FPS rekonstruiert werden kann.*

3. Aus den dargestellten Verteilungen in Abbildung 5.11 wird die Effizienz $\epsilon_b^{i,j}$ in einem $p_{x,p'}$-Intervall bzw. $p_{x,p'}$-Bin b berechnet, indem die Anzahl der Ereignisse mit einer rekonstruierten Protontrajektorie N_{rek} durch die Anzahl der Ereignisse mit einer generierten Protontrajektorie N_{gen} dividiert wird. Diese wird für jedes Positionsintervall $(p(80H), p(60H))$, hier mit (i, j) abgekürzt, berechnet zu
$$\epsilon^{b,i,j} = \frac{N_{rek}^{b,i,j}}{N_{gen}^{b,i,j}} .$$
Dies Resultat ist für die gewählten Intervalle in Abbildung 5.12 dargestellt.

4. Mit der tatsächlichen Häufigkeitsverteilung der Detektorpositionen (siehe Abbildung 5.9) wird nun aus den Rekonstruktionseffizienzen in den einzelnen $p_{x,p'}$-Intervallen die mittlere Akzeptanz berechnet. Dazu werden die Verteilungen aus Abbildung 5.12 mit den relativen Häufigkeiten der Positionen beider Detektoren (siehe dazu auch Abbildung 5.9) gefaltet, so daß sich die Akzeptanzen für jedes Intervall ergeben, wie in den Verteilungen in Abbildung 5.13 dargestellt. Hierbei geht ein, daß die Luminosität proportional zu der Anzahl der selektierten Ereignisse ist.

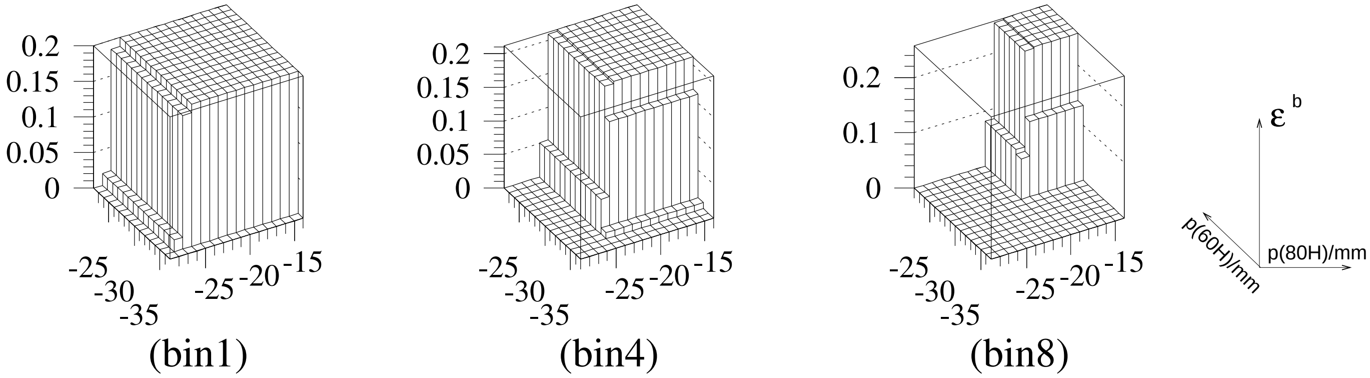

ABBILDUNG 5.12: *Rekonstruktionseffizienz ϵ^b für Protontrajektorien des FPS bei variablen Detektorpositionen in 3 Intervallen für $p_{x,p'}$. Für die hier dargestellten Verteilungen wurde die Anzahl der rekonstruierten Protontrajektorien (aus Abbildung 5.11) durch die Anzahl in dem jeweiligen Intervall generierten Protontrajektorien dividiert.*

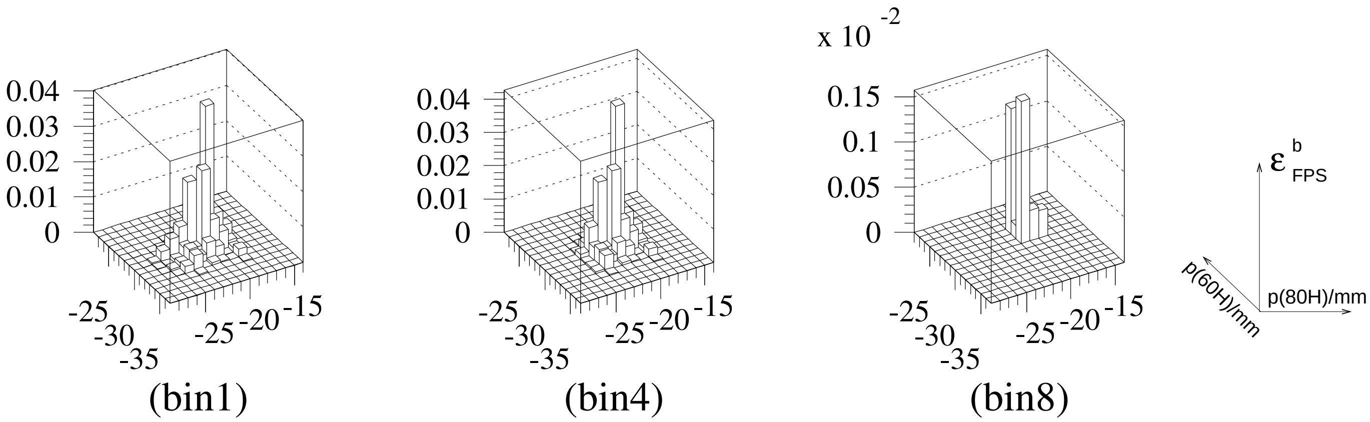

ABBILDUNG 5.13: *Akzeptanz des FPS ϵ^b_{FPS} bei realen Detektorpositionen in 3 Intervallen für $p_{x,p'}$. Für die hier dargestellten Verteilungen wurden die Rekonstruktionseffizienz aus Abbildung 5.12 mit den relativen Häufigkeiten der Positionen beider Detektoren multipliziert. Die Summe aller Einträge in diesen Häufigkeitsverteilungen aller Intervalle 1 bis 8 ergibt 100% und damit die Verteilung aller Detektorpositionen.*

5. Aus den einzelnen Intervallen ergibt sich schließlich durch Summation

$$\epsilon^b_{FPS} = \sum_{i,j} \epsilon^{b,i,j}_{FPS}$$

die Gesamtakzeptanz ϵ_{FPS} für jedes Intervall b, wie in der Abbildung 5.14 dargestellt. Außerhalb des dargestellten Bereiches ist die Akzeptanz gleich Null. Je größer die Impulse werden, desto geringer wird die Akzeptanz, da die Detektoren die Positionen nahe am Strahl seltener anfahren konnten.

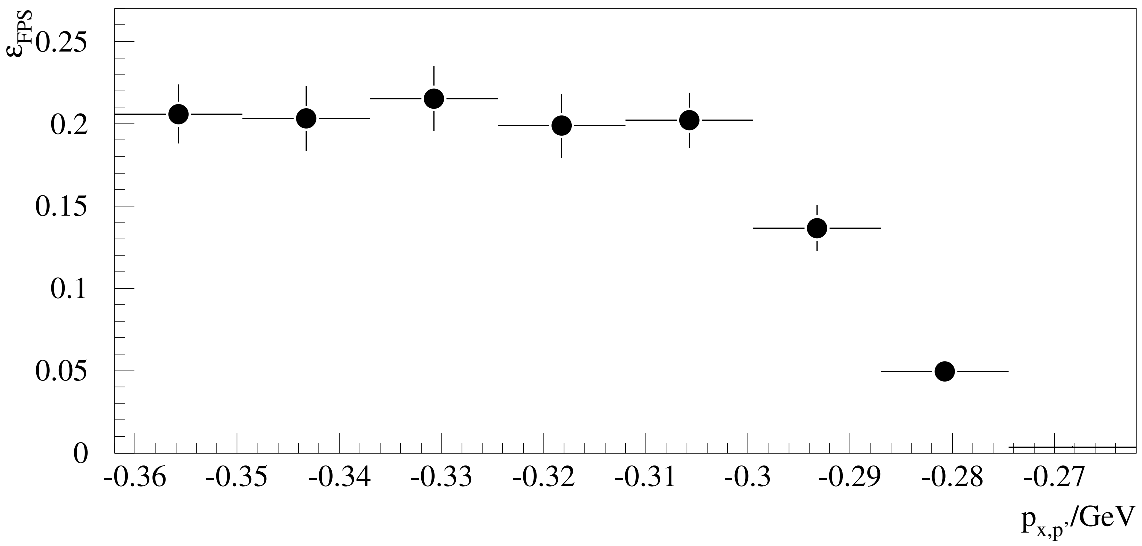

ABBILDUNG 5.14: *Akzeptanz ϵ_{FPS} bezüglich $p_{x,p'}$ während der Datennahme. Außerhalb dieses Bereiches ist die Akzeptanz gleich Null. Es wurden die Verteilungen der Detektorpositionen aus den Daten in der Berechnung berücksichtigt. Die Ursache dafür, daß die Akzeptanz zu kleinen $|p_{x,p'}|$, d.h. zur Strahlseite hin abnimmt, ist darin begründet, daß die Positionen nahe am Strahl selten angefahren werden konnten. Die hier dargestellten Werte von ϵ_{FPS} beinhalten die Rekonstruktions- und Triggereffizienz.*

Akzeptanz des FPS bezüglich $p^2_{t,p'}$, $M_{\pi\pi}$, $\cos\theta^*$ und ϕ^*

An dem Beispiel von $p_{x,p'}$ wurde gezeigt, wie die Akzeptanz berechnet wird. Mit dieser Methode wird nun die Akzeptanz bezüglich der zu messenden kinematischen Variablen berechnet. Dazu wurde wiederum die Simulation von generierten Ereignissen benutzt. Allerdings wurden hier bereits Schnitte auf den kinematischen Bereich gemacht, in dem die Analyse stattfinden soll. So ist der Bereich für die invariante Masse zu 0.6 GeV< $M_{\pi\pi} < 1.1$ GeV und für die Photon-Proton-Schwerpunktsenergie zu 25 GeV< $W < 70$ GeV eingeschränkt.

Die begrenzte Akzeptanz in $p_{x,p'}$ weist schon darauf hin, daß ebenfalls die für $p^2_{t,p'}$ begrenzt sein wird. Für den in dieser Analyse untersuchten Bereich für W (25 GeV< $W < 70$ GeV) und die invariante Masse $M_{\pi\pi}$ (0.6 GeV $< M_{\pi\pi} < 1.1$GeV) ist die $p^2_{t,p'}$ Akzeptanz in Abbildung 5.15 dargestellt.

Die Akzeptanz des FPS in den Bereichen 25 GeV< $W < 70$ GeV sowie 0.6 GeV $< M_{\pi\pi} < 1.1$GeV und 0.073 GeV$^2 < p^2_{t,p'} < 0.5$ GeV^2 bezüglich der invarianten Masse $M_{\pi\pi}$ und den Zerfallsprodukte ϕ^* und Θ^*, bzw. $\cos(\Theta^*)$, sind in Abbildung 5.16 dargestellt. Es zeigt sich, daß die FPS-Akzeptanz für diese Größen in dem betrachteten Bereich konstant ist.

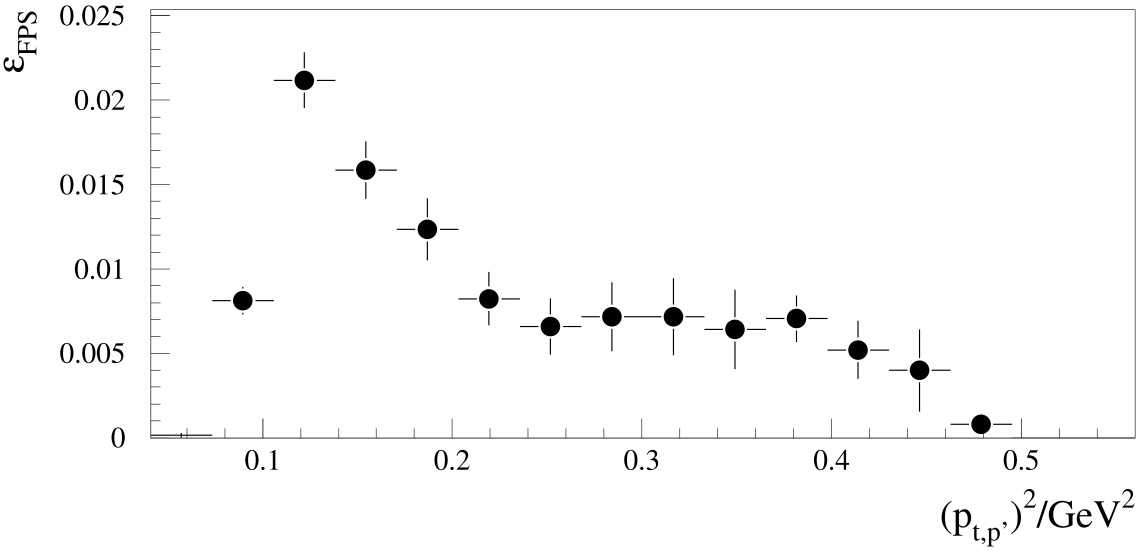

ABBILDUNG 5.15: *Akzeptanz ϵ_{FPS} bezüglich $p^2_{t,p'}$ des FPS während der Datennahme. Hierbei wurde bereits die Einschränkung in dem Akzeptanzbereich für W (25 GeV$< W <$ 70 GeV) und für die invariante Masse $M_{\pi\pi}$ (0.6 GeV$< M_{\pi\pi} <$ 1.1 GeV) gemacht.*

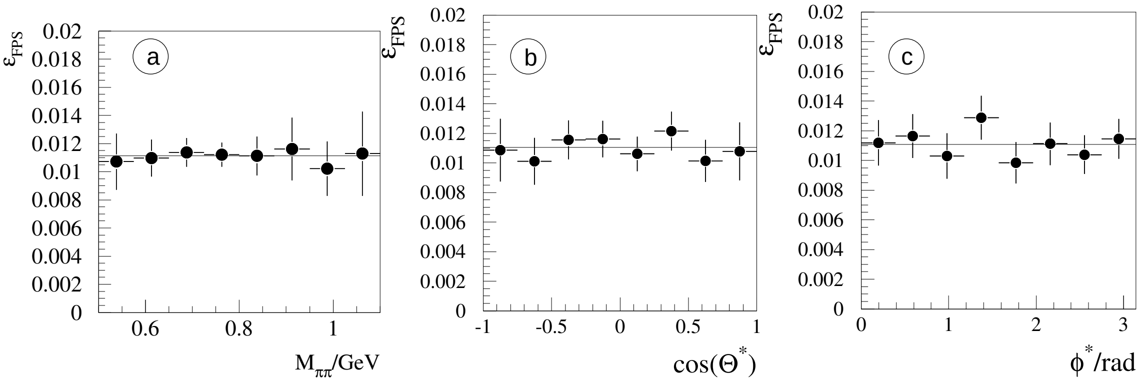

ABBILDUNG 5.16: *Akzeptanz ϵ_{FPS} bezüglich $M_{\pi\pi}$ (Abbildung a), $\cos\theta^*$ (Abbildung b) und ϕ^* (Abbildung c). Die Berechnung der Akzeptanz wurde in den Grenzen 25 GeV$< W <$ 70 GeV sowie 0.6 GeV$< M_{\pi\pi} <$ 1.1 GeV und 0.073 GeV$^2 < p^2_{t,p'} <$ 0.5 GeV^2 bestimmt. Der Verlauf der Akzeptanz ist in allen drei Variablen konstant.*

5.2.7 Triggerelemente zur Unterdrückung des Untergrundes

Die Effizienz der Untergrundtriggerelemente (abgekürzt `v:3, t:0`, siehe Abschnitt 3.4.1) wird bestimmt, indem Ereignisse eines unabhängigen Subtriggers selektiert werden, die das Triggerelement der horizontalen Stationen des FPS gesetzt haben, eine ausreichende Anzahl von Treffer-Gruppierungen in den Hodoskopen und einen ρ-Meson Kandidaten aufweisen. Dies sind ca. 400 Ereignisse. Von diesen hat kein Ereignis die Untergrundtriggerelemente gesetzt. Es wurde ebenfalls getestet, daß die Ereignisse, die durch den L1-Trigger verworfen wurden[63], keines mit einem ρ-Meson Kandidaten mit einer rekonstruierten Protontrajektorie im FPS enthalten.

Aus diesen Betrachtungen folgt, daß die Effizienz von `v:3` und `t:0` 100% beträgt.

5.2.8 Die L4-Klassifizierung

Die L1-Subtrigger und die L4-Selektion für Ereignisse der Klasse 14 mit führenden Protonen sind unabhängig voneinander. Daher kann eine Ereignismenge mit den von ST107 selektierten Ereignissen zur Bestimmung der Ansprechwahrscheinlichkeit der L4-Klassifizierung herangezogen werden. In diesen Ereignissen werden ρ-Meson Kandidaten ausgewählt, die je FPS-Station mindestens eine lokale Spur aufweisen, so daß die Klasse 14 hätte zugewiesen werden müssen. Es werden nun alle diejenigen Ereignisse N_{14} ermittelt, die innerhalb der Runperiode der Klasse 14 zugeordnet sind. Die Gewichte der Ereignisse in dieser Klasse ist stehts 1. Ist ein Ereignis nicht der Klasse 14 zugeordnet obwohl sich ein Kandidat für ein ρ-Meson und eine Protontrajektorie im FPS finden, so bedeutet dies eine Ineffizienz der L4-Klassifizierung. Bei einer Zuordnung in eine andere Klasse $i (i \neq 14)$ muß zusätzlich noch das L4-Gewicht g_i dieses Ereignisses berücksichtigt werden (siehe Abschnitt 3.21), so daß sich die Ansprechwahrscheinlichkeit der L4-Klassifizierung ϵ_{Kl14} mit G als Summe aller Gewichte der Ereignisse zu

$$\epsilon_{Kl14} = \frac{N_{14}}{N_{14} + G} \tag{5.4}$$

ergibt. Es wurden insgesamt 8147 Ereignisse gefunden, die einen ρ-Meson Kandidaten sowie je FPS-Station mindestens eine rekonstruierte lokale Spur enthalten. Insgesamt 9 von ihnen wurden nicht der Klasse 14 zugeordnet. Es ergibt sich $\epsilon_{Kl14} = 99.9\%$ für die L4-Ansprechwahrscheinlichkeit.

5.3 Vergleich der Daten mit der Simulation

Da die Simulation verwendet wird, um die Daten bezüglich der begrenzten Akzeptanz und Effizienz der Datennahme zu korrigieren, muß geprüft werden, ob die Verteilungen der Daten durch die Simulation beschrieben werden. Dazu werden Ereignisse der elastischen diffraktiven ρ-Meson Photoproduktion generiert und simuliert. In der Simulation werden dieselben Selektionskriterien wie in den Daten (siehe Tabelle 4.1) angewendet.

[63] Diese Ereignisse finden sich auf den sogenannten *Reject Tapes*.

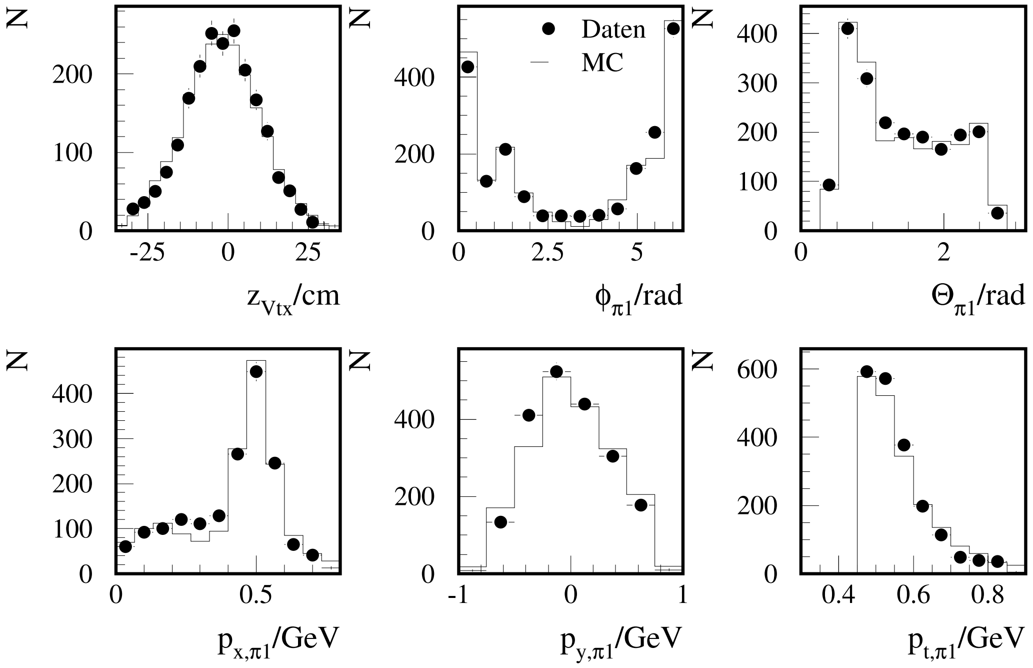

ABBILDUNG 5.17: *Vergleich der Daten mit der Simulation. Dargestellt sind die Verteilungen der* z*-Koordinate des rekonstruierten Vertex und der kinematischen Variablen des Pions mit dem größeren Transversalimpuls* $\pi 1$. *Das Histogramm beschreibt die Verteilung, die aus der Simulation berechnet wurde, die Punkte die aus den Daten. Die Anzahl der Ereignisse in der Simulation ist normiert auf die in den Daten. Die Ereignisanzahl wird mit* N *bezeichnet.*

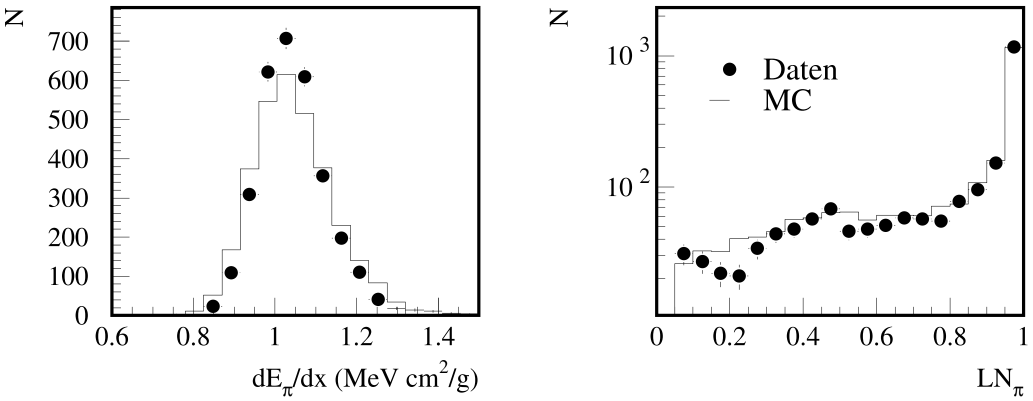

ABBILDUNG 5.18: *Messung von* dE_π/dx *(links) und* LN_π *(rechts) in Daten und Simulation nach der Selektion* $LN_\pi > 0.05$.

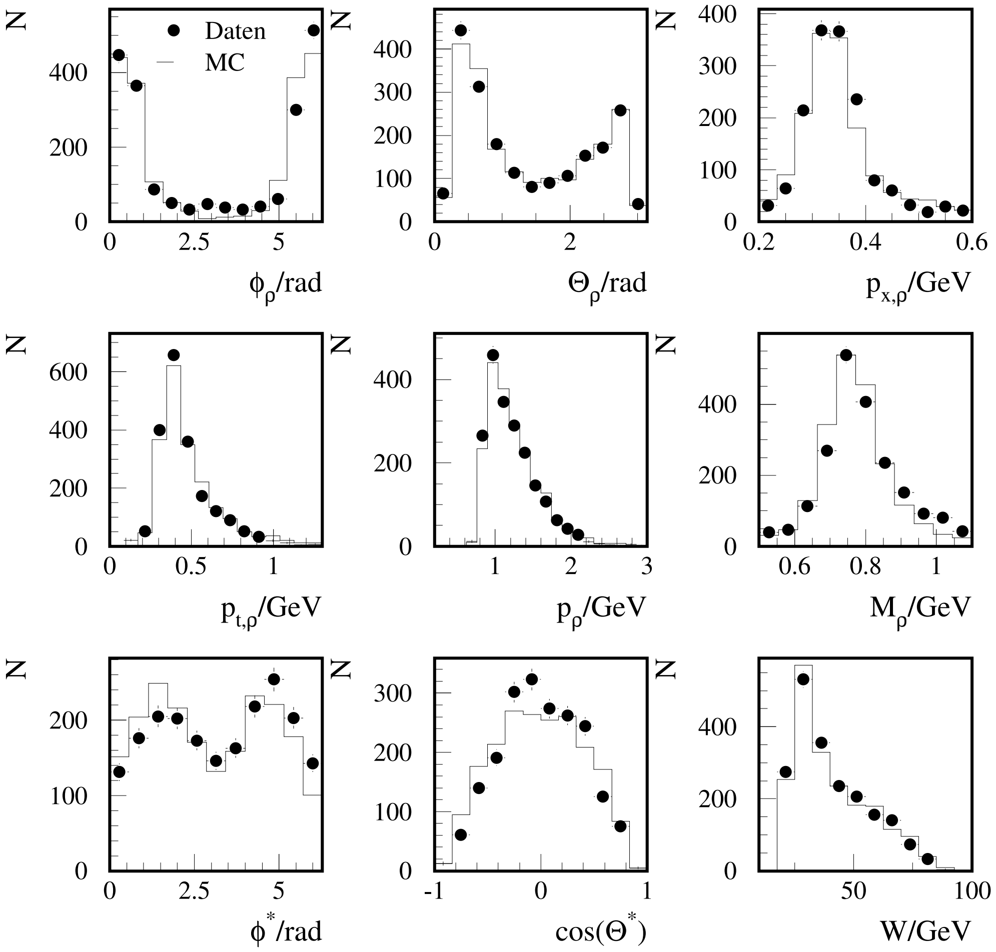

ABBILDUNG 5.19: *Vergleich der Daten mit der Simulation. Dargestellt sind die Verteilungen für die kinematischen Variablen des rekonstruierten ρ-Mesons sowie W. Die Punkte beschreiben die Daten, das Histogramm die Simulation.*

Die Triggereffizienz in der Simulation wurde korrigiert (siehe Abschnitt 5.2), so daß sie mit der in den Daten gemessenen übereinstimmt. In den nachfolgenden Darstellungen ist die Verteilung der Simulation jeweils auf die Gesamtanzahl der Ereignisse der Daten normiert.

In der Abbildung 5.17 sind die z-Koordinate des rekonstruierten Vertex und die Meßgrößen des höherenergetischen Pions $\pi 1$ im Vergleich dargestellt. Es ist eine gute Übereinstimmung festzustellen. Die Akzeptanz des FPS zeigt sich in den Verteilungen von $\phi_{\pi 1}$ und $p_{x,\pi 1}$. Bei $\varphi_{\pi 1} \lesssim 0.1$ mrad ist der Bereich der abgeschalteten Sektoren in der zentralen Driftkammer bei kleinen Winkeln zu erkennen (siehe auch Abbildung 5.3). In der Verteilung des Transversalimpulses $p_{t,\pi 1}$ wird das Selektionskriterium $p_{t,\pi 1} > 0.450$ GeV deutlich.

Zur Separation von Pionen und Protonen werden solche Ereignisse ausgewählt, in denen die normierte Wahrscheinlichkeit, beide Teilchen als ein Pion zu identifizieren,

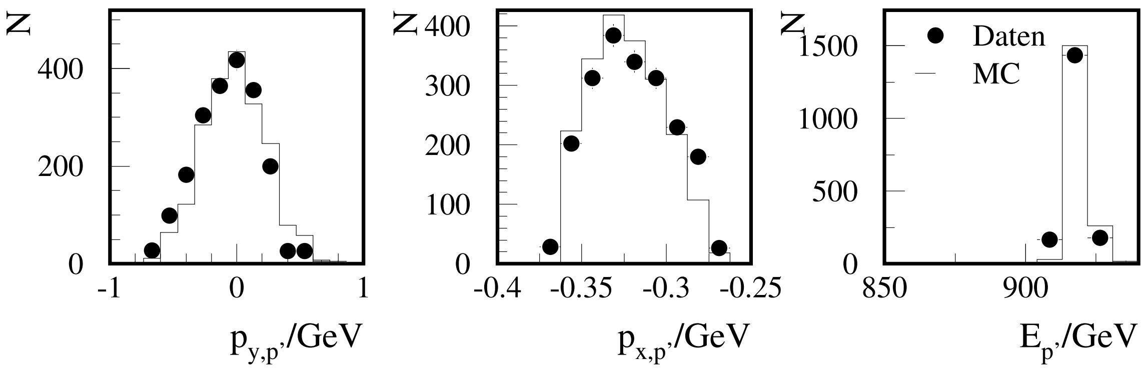

ABBILDUNG 5.20: *Vergleich der Simulation und Daten. Dargestellt sind die Verteilungen der mit dem FPS gemessenen Impulse $p_{y,p'}$ und $p_{x,p'}$ und der Energie $E_{p'}$.*

größer als 5% ist, also $LN_\pi > 0.05$. In Abbildung 5.18 ist die dE_π/dx- und LN_π-Verteilung für die ungleichgeladenen Spuren in Daten und der Monte-Carlo-Simulation, die nur ρ-Mesonen enthält, dargestellt. Die Daten und Monte-Carlo-Simulation stimmen ausreichend gut überein.

Die Vergleiche zwischen der Simulation und den Daten für das ρ-Meson sowie für W sind in Abbildung 5.19 dargestellt. Zur erkennen ist wiederum die Auswirkung der FPS-Akzeptanz auf die ϕ_ρ- und $p_{x,\rho}$-Verteilung.

Die Verteilungen für die Impulse $p_{x,p'}$ und $p_{y,p'}$ und die Energie des im FPS nachgewiesenen Protons ist in Abbildung 5.20 dargestellt. Die Verteilung der Energie hat ein Maximum bei 920 GeV und ist in den Daten breiter als in der Simulation. Zurückzuführen ist dies auf Auflösungseffekte und Ungenauigkeiten der Kalibrationsprozedur[64]. Die Größenordnung dieses Effektes liegt im Bereich der Fehler der Energiemessung und hat keine Auswirkung auf die Verteilung in $p_{t,p'}$ bzw. $p^2_{t,p'}$, wie Abbildung 5.21 zeigt. Es wird, wie in der Abbildung 5.21 a) eingezeichnet, eine Selektion auf Protonen mit 0.27 GeV $< p_{t,p'} < 0.67$ GeV vorgenommen, d. h. $0.073\,\mathrm{GeV}^2 < p^2_{t,p'} < 0.450\,\mathrm{GeV}^2$. In diesen Grenzen ist $p^2_{t,p'}$ in der Abbildung 5.21 b) dargestellt.

Wie bereits in den Abbildungen 5.17 und 5.19 zu sehen ist, balancieren sich die Impulse des Protons und des ρ-Mesons nahezu aus. Deutlich wird dies in der Darstellung 5.22. Hier sind die Summen aus den Impulsen des ρ-Mesons und Protons, jeweils getrennt für x und y, dargestellt. Mit einer Anpassung aus zwei Gaußfunktionen an die Daten ergibt sich, daß die Mittelwerte der Verteilungen $\mu_x = (0.013 \pm 0.014)$ GeV und $\mu_y = (-0.0026 \pm 0.0037)$ GeV im Rahmen der Fehler mit 0 GeV verträglich sind. Die Standardabweichungen der Verteilungen betragen $\sigma_x = 0.096$ GeV und $\sigma_x = 0.037$ GeV. In die Breite der Verteilung gehen die Auflösung des FPS und der zentralen Spurkammer, die Impulsverteilung innerhalb des Strahles und die Tatsache ein, daß Q^2 nicht exakt gleich 0 GeV^2 ist.

[64] In der Simulation wird keine Kalibration des FPS durchgeführt.

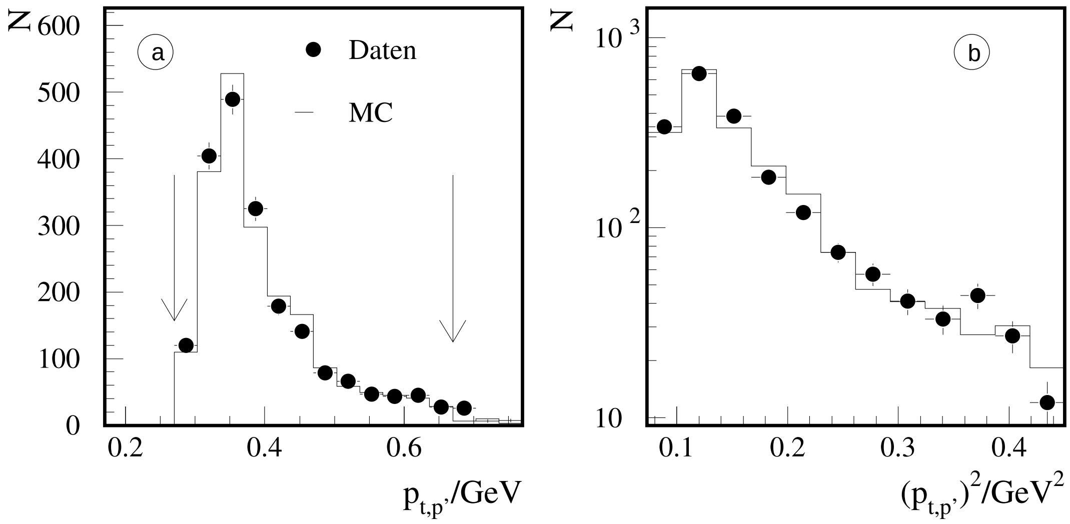

ABBILDUNG 5.21: *Vergleich der Simulation und Daten. Dargestellt sind die Verteilungen der mit dem FPS gemessenen Transversalimpuls* $p_{t,p'}$ *(Abbildung a). Eingezeichnet sind die Grenzen, innerhalb derer die Daten selektiert werden. In Abbildung b) ist die Verteilung von* $p^2_{t,p'}$ *in diesem Bereich* (0.073 *GeV*^{2} $< p^2_{t,p'} < 0.450$ *GeV*^{2}*) zu sehen.*

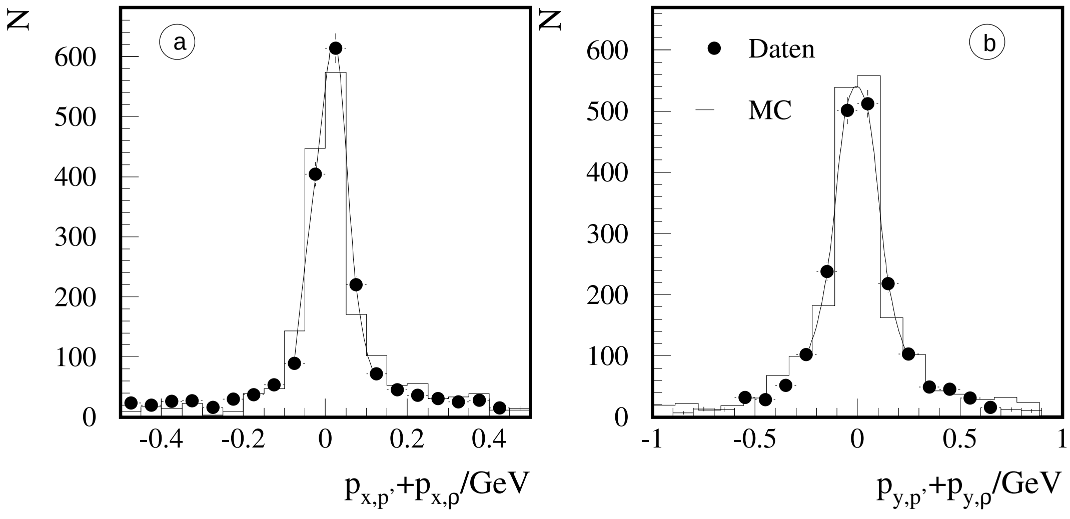

ABBILDUNG 5.22: *Vergleich der Simulation mit den Daten. Dargestellt sind die Summen des Impulses des Protons* ($p_{x,p'}$ *bzw.* $p_{y,p'}$*) und des* ρ*-Mesons* ($p_{x,\rho}$ *bzw.* $p_{y,\rho}$*). Eine Anpassung mit einer Summe von zwei Gaußfunktionen liefert für die* x*-Koordinate in Abbildung a) einen Mittelwert* $\mu_x = (0.013 \pm 0.014)$ *GeV und für die Breite einen Wert von* $\sigma_x = (0.037 \pm 0.002)$ *GeV. Für die* y*-Koordinate in Abbildung b) ergeben sich* $\mu_y = (-0.0026 \pm 0.0037)$ *GeV und* $\sigma_y = (0.096 \pm 0.005)$ *GeV.*

5.4 Korrektur der Daten

Die gemessenen Daten müssen auf Akzeptanzen und Effizienzen korrigiert werden. Die Akzeptanz, Trigger- und Rekonstruktionseffizienz des FPS sind bekannt. Sie wurden in Abschnitt 5.2.6 beschrieben.

Die Effizienz der verwendeten Triggerelemente `DCRPhi_Ta`, `zVtx_Cls` und `v:3, t:0` ist ebenfalls bekannt (siehe Abschnitt 5.2.2 und 5.2.1). Sie stimmen in Daten und Simulation überein (siehe Abschnitt 4.1). Sie wird verwendet, die gesamte Selektionseffizienz der Kriterien, die den Zentraldetektor betreffen (siehe Kriterien I bis V und VII bis VIII in Tabelle 4.1), zu bestimmen. Dieser Wert wird mit ϵ_{H1} bezeichnet.

Die Bedingung, daß das `DCRPhi_Ta`-Triggerelement gesetzt ist, unterdrückt bereits Spuren mit niedrigen Impulsen. Somit ist dieses Selektionskriterium ausschlaggebend dafür, daß niedrige invariante Massen des ρ-Mesons unterdrückt werden. Dieses Verhalten wird in Abbildung 5.23 beim Vergleich zwischen dem generierten und dem mit den oben erwähnten Kriterien selektierten Spektrum der invarianten Masse deutlich.

Für die invariante Masse ist ϵ_{H1} in Abbildung 5.23 rechts berechnet. Es wird für die Analyse der Daten ein Bereich ausgewählt, für den $\epsilon_{H1} > 5\%$ gilt und eine ausreichende Anzahl von Ereignissen zur Verfügung steht, so daß nur Ereignisse mit $0.6\,\text{GeV} < M_{\pi\pi} < 1.1\,\text{GeV}$ betrachtet werden.

Die Selektionseffizienz bezüglich W ist in Abbildung 5.24 veranschaulicht. Hier ist ebenfalls die Intervall- bzw. Binreinheit b dargestellt. Sie wird für die Meßgröße O in

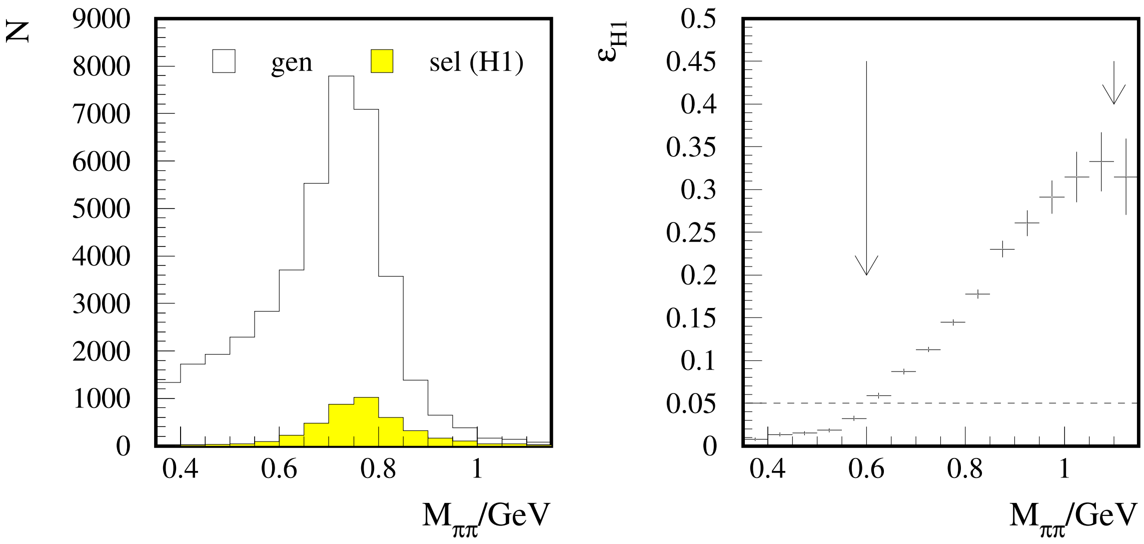

ABBILDUNG 5.23: *Das offene Histogramm ("gen") links zeigt die generierte Verteilung der invarianten Masse im Bereich von* 25 *GeV* $< W <$ 70 *GeV und* 0.073 *GeV*^{2} $< p^2_{t,p'} < 0.450$ *GeV*^{2}. *Nach den H1-relevanten Selektionskriterien verbleibt die graue Verteilung ("sel (H1)"). Rechts ist die sich daraus ergebende Effizienz dargestellt. Der Massenbereich, der in der Analyse betrachtet wird, ist mit Pfeilen gekennzeichnet. Der Wert* $\epsilon_{H1} = 5\%$ *ist durch die unterbrochene Linie eingezeichnet.*

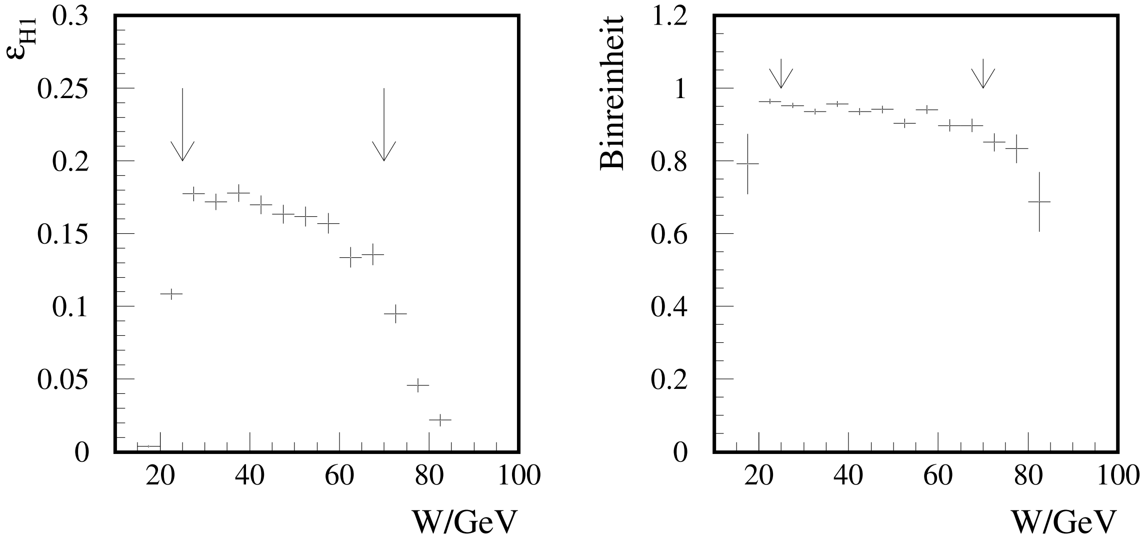

ABBILDUNG 5.24: *Selektionseffizienz ϵ_{H1} (links) und Binreinheit (rechts) als Funktion von W. Es wurden solche Ereignisse ausgewählt, für die* 0.6 *GeV*$<$ $M_{\pi\pi}$ $<$ 1.1 *GeV und* 0.073 *GeV*^{2} $< p^2_{t,p'} <$ 0.450 *GeV*^{2} *gilt.*

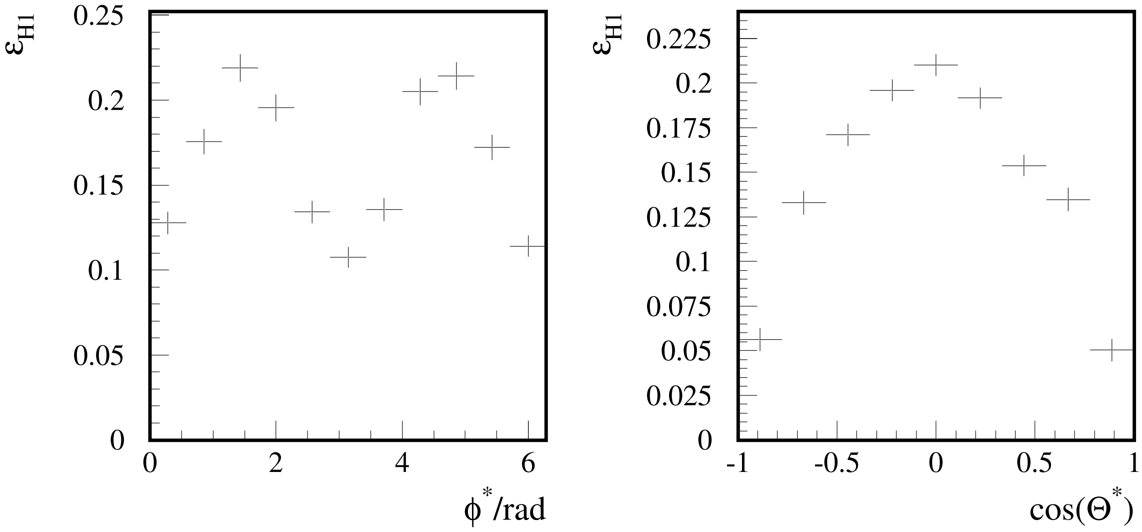

ABBILDUNG 5.25: *Selektionseffizienz ϵ_{H1} als Funktion von ϕ^* (links) und* $\cos(\theta^*)$ *(rechts). Es wurden solche Ereignisse ausgewählt, für die* 0.073 *GeV*^{2} $< p^2_{t,p'} <$ 0.450 *GeV*^{2}*,* 0.6 *GeV*$<$ $M_{\pi\pi}$ $<$ 1.1 *GeV und* 25 *GeV*$<$ W $<$ 70 *GeV gilt.*

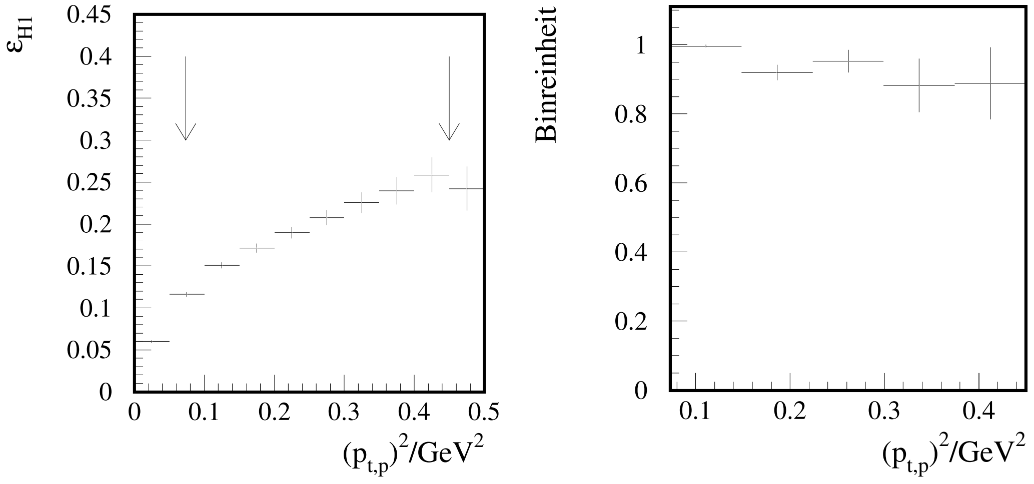

ABBILDUNG 5.26: *Selektionseffizienz* ϵ_{H1} *(links) für den mit dem FPS gemessenen quadrierten Transversalimpuls* $p^2_{t,p'}$*. Die Grenzen* 0.073 *GeV*^{2} $< p^2_{t,p'} < 0.450$ *GeV*^{2} *für den in dieser Analyse betrachteten Bereich sind eingezeichnet. Die Binreinheit (rechts) ist in diesem Bereich dargestellt. Es wurden solche Ereignisse ausgewählt, für die* 0.6 *GeV*$<$ $M_{\pi\pi} < 1.1$ *GeV und* 25 *GeV*$<$ $W < 70$ *GeV gilt.*

Intervall i nach der Formel

$$b_i = \frac{N_{\mathrm{rek}}|_{O_{\mathrm{rek}},O_{\mathrm{gen}} \in [O_{j,\mathrm{min}},O_{j,\mathrm{max}})}}{N_{\mathrm{rek}}|_{O_{\mathrm{rek}} \in [O_{j,\mathrm{min}},O_{j,\mathrm{max}})}}$$

berechnet. Dabei ist die Anzahl der rekonstruierten und generierten Ereignisse mit N_{rek} und N_{gen} sowie die Grenzen des jeweiligen Intervalles j mit $O_{j,\mathrm{min}}$ und $O_{j,\mathrm{max}}$ bezeichnet.

Um den Bereich schnell veränderlicher Effizienz zu vermeiden, werden nur Ereignisse mit 25 GeV $< W < 70$ GeV zugelassen. In diesem Bereich liegt die Binreinheit über 90%.

Die Gesamtakzeptanz des H1-Detektors für ϕ^* und $\cos(\theta^*)$ zeigt Abbildung 5.25. Der Verlauf spiegelt die Datenauswahl wieder: Die Selektion auf mindestens ein Pion mit $p_{t,\pi} > 0.450$ GeV sorgt für einen Einbruch bei $\phi^* \approx \pi$ rad, und die Forderung nach einem minimalen Transversalimpuls beider Pionen von $p_{t,\pi} > 0.15$ GeV führt zu kleineren Effizienzen bei $\phi^* \approx 0$ rad und $\phi^* \approx 2\pi$ rad. Die Binreinheit dieser Variablen liegt hier bei über 90%.

In Abschnitt 5.3 wurden bereits die Grenzen auf das mit dem FPS gemessene $p_{t,p'}$ des Protons zu 0.27 GeV $< p_{t,p'} < 0.67$ GeV angegeben, d.h. 0.073 GeV^2 $< p^2_{t,p'} < 0.450$ GeV^2. Sie sind ebenfalls in Abbildung 5.26 eingezeichnet. Dort ist die Selektionseffizienz für $p^2_{t,p'}$ und die Binreinheit für 5 Intervalle, in denen die Analyse durchgeführt wird, angegeben. Sie betragen 15% bis 25% sowie über 85%.

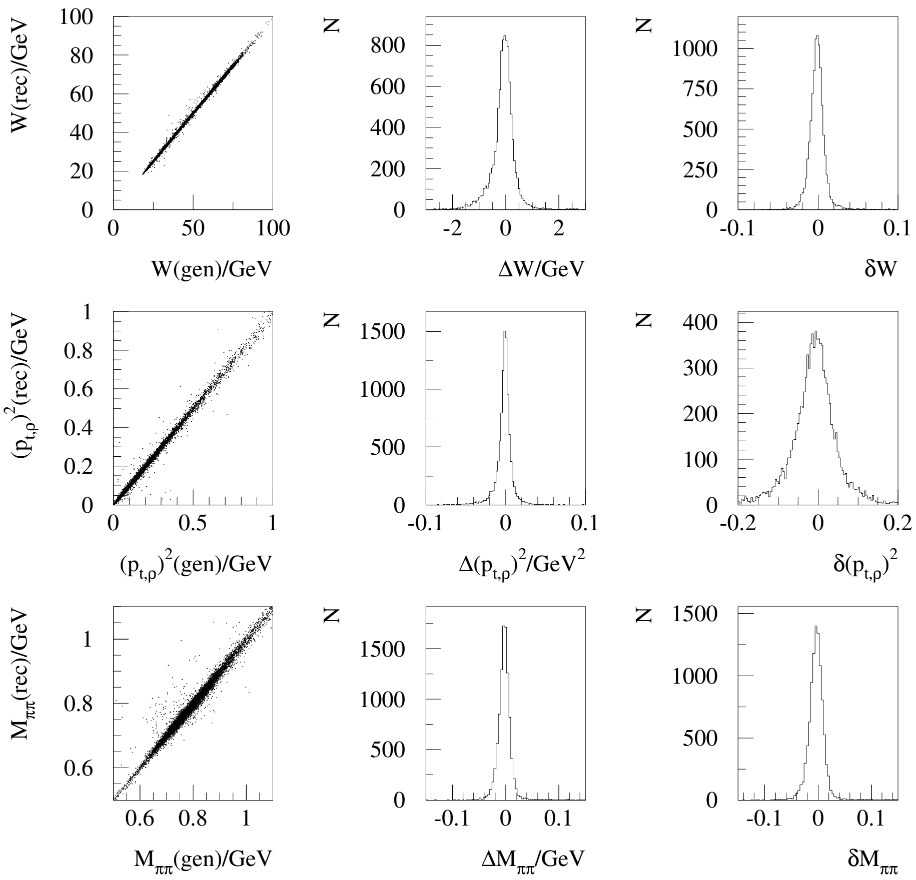

ABBILDUNG 5.27: *Die Korrelationen der generierten und rekonstruierten Meßgrößen W, $M_{\pi\pi}$ und $p^2_{t,\rho}$ sind in der linken Spalte dargestellt. Die daraus berechneten absoluten und relativen Auflösungen sind in der mittleren und rechten Spalte zu sehen. Die Berechnungsgrundlage ist im Text beschrieben.*

5.5 Auflösung der Meßgrößen

Der vorherige Abschnitt zeigt, daß die Simulation in der Lage ist, die Verteilungen der Daten zu beschreiben. Eine wesentliche detektorspezifische Größe ist die Auflösung der Meßgrößen, die mit Hilfe einer Monte-Carlo-Simulation bestimmt werden. Es werden dazu die generierten Größen mit den rekonstruierten verglichen. In den Abbildungen 5.27 und 5.28 sind die Auflösungen von W, $M_{\pi\pi}$, $p_{t,\rho}$, $\cos(\Theta^*)$, ϕ^* und $p^2_{t,p'}$ gezeigt. Die linke Abbildung zeigt jeweils direkt den Zusammenhang zwischen den generierten (Abszisse) und rekonstruierten Werten (Ordinate) der Meßgröße O, die mittlere absolute Auflösung $\Delta O = O(gen) - O(rec)$ und die rechte die mittlere relative Auflösung $\delta O = (O(gen) - O(rec))/O(gen)$.

Eine Zusammenfassung dieser Werte ist in Tabelle 5.1 zu finden. Die Auflösung der Energiemessung des Protons wurde bereits in Abschnitt 3.3.3.4 zu 5.5 GeV angegeben. Vergleicht man die direkte Messung von $p^2_{t,p'}$ durch das FPS mit einer, bei der dieser Wert durch die Messung von $p^2_{t,\rho}$ durch das ρ-Meson bestimmt wurde, zeigt sich, daß

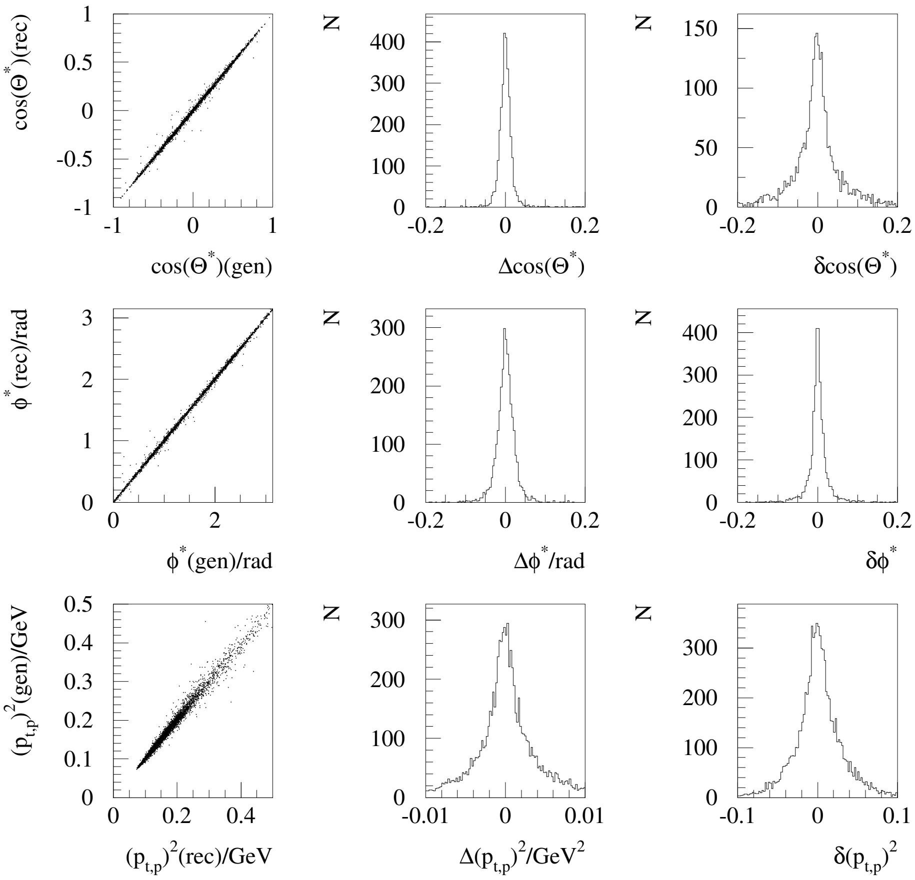

ABBILDUNG 5.28: *Die Korrelationen der generierten und rekonstruierten Meßgrößen* $\cos(\Theta^*)$, ϕ^* *und* $p_{t,p'}^2$ *sind in der linken Spalte dargestellt. Die daraus berechneten absoluten und relativen Auflösungen sind in der mittleren und rechten Spalte zusehen. Die Werte sind in Tabelle 5.1 aufgelistet.*

Variable	Mittelwert		Auflösung absolute		Auflösung relative	
W	-0.086	GeV	0.471	GeV	1.1	%
$M_{\pi\pi}$	-0.002	GeV	0.015	GeV	1.7	%
$\cos(\Theta_h)$	0.000		0.019		6.0	%
ϕ_h	0.000	rad	0.029	rad	3.3	%
$p_{t,\rho}^2$	0.002	GeV ^{2}	0.011	GeV ^{2}	5.5	%
$p_{t,p'}^2$	0.000	GeV ^{2}	0.003	GeV ^{2}	3.0	%
$p_{t,\rho,p'}^2$	0.005	GeV ^{2}	0.020	GeV ^{2}	9.0	%

TABELLE 5.1: *Absolute und relative Auflösungen der Meßgrößen. In der letzten Zeile sind zusätzlich noch die Werte für* $p_{t,\rho,p'}^2$ *gegeben. Hier wurde angenommen, daß der Transversalimpuls des Protons aus dem gemessenen Impuls des* ρ*-Mesons berechnet wird, so daß* $\Delta p_{t,\rho,p'}^2 = p_{t,p'}^2(\text{gen}) - p_{t,\rho}^2(\text{rec})$ *und* $\delta p_{t,\rho,p'}^2 = (p_{t,p'}^2(\text{gen}) - p_{t,\rho}^2(\text{rec}))/p_{t,p'}^2(\text{gen})$.

das FPS eine etwa 5-fach bessere absolute Auflösung hat als die Impulsmessung des Zentraldetektors.

5.6 Berechnung der systematischen Fehler

Bei der Berechnung der systematischen Fehler wird zwischen dem aus der Luminositätsmessung, aus der Messung der Pionen in H1 und des Protons im FPS sowie dem Fehler, der aus der Abschätzung des Untergrundes herrührt, unterschieden:

Luminositätsmessung

Der Beitrag aus der Luminositätsmessung setzt sich aus zwei Anteilen zusammen. Die Messung selbst hat einen Fehler von 1.1% [Lev99]. Hinzu kommt ein Beitrag von Bethe-Heitler-Prozessen, der durch die Protonen kurz vor oder hinter dem Protonpaket (sogenannte *satellite bunches*). Dieser Beitrag kann in den Daten unterdrückt werden, indem ein rekonstruierter Vertex im Akzeptanzbereich des H1 Detektors verlangt wird. Eine Herausfilterung dieses Anteils bei der Messung der Luminosität ist allerdings nicht möglich. Der sich daraus ergebende Fehler beträgt 0.7% [Lev99], so daß sich für die Luminositätsmessung ein systematischer Fehler von 1.3% ergibt.

Ansprechwahrscheinlichkeit des DCRPhi_Ta- und zVtx_Cls-Triggerelements

Es hat sich in Abschnitt 5.2 gezeigt, daß die Triggereffizienzen des `DCRPhi_Ta`- und `zVtx_Cls`-Triggerelements in der Monte-Carlo-Simulation nicht ausreichend gut beschrieben werden. Daher wurde die Ansprechwahrscheinlichkeit in den Daten bestimmt und die Ereignisse in der Simulation dementsprechend umgewichtet. Der daraus resultierende Fehler wird bestimmt, indem die Gewichte variiert werden. Der Bereich der Variation entspricht dabei etwa der Größe der statistischen Fehler der aus den Daten bestimmten Ansprechwahrscheinlichkeit. Der sich aus diesen Betrachtungen ergebende Fehler beträgt 7%.

Spurrekonstruktionseffizienz in den zentralen Spurkammern

Der systematische Fehler aus der Rekonstruktionseffizienz von an den Ereignisvertex angepaßten Spuren in den zentralen Spurkammern wird zu 3% [Moh00, Ber95] und der der Pionidentifizierung zu 3% [H1-01] abgeschätzt.

Rekonstruktionseffizienz von Protontrajektorien

Die Lageneffizienz (siehe Abschnitt 5.2.4) des FPS geht direkt in die Spurrekonstruktionseffizienz ein. Der darin enthaltenen Fehler wird bestimmt, indem die Lageneffizienz mit unterschiedlichen Kriterien zur Spurrekonstruktion berechnet wird: Die Anzahl der Treffer in einem Subdetektor des FPS wird zwischen 4 und 6 variiert. Daraus ergibt sich ein Fehler von 4%.

Impulsrekonstruktion des Protons

Der Fehler der Rekonstruktion des Protonimpulses wird abgeschätzt, indem die Protonimpulse mit den Impulsen des ρ-Mesons verglichen werden (siehe Abschnitt 5.5). Er beinhaltet die Fehler der Optikkoeffizienten, der Kalibrationskonstanten und den der Rekonstruktion der Protontrajektorien. Es ergibt sich ein Fehler von 4%.

Akzeptanz des FPS

Der Fehler der Akzeptanzbestimmung, wie sie in Abschnitt 5.2.4 vorgestellt ist, wird mit Hilfe der Simulation bestimmt. Es werden zu seiner Bestimmung folgende Variationen durchgeführt:

- ◇ Variation des Steigungsparameters b bei der Generierung von diffraktiven ρ-Mesonen zwischen $9\ \mathrm{GeV}^{-2}$ und $12\ \mathrm{GeV}^{-2}$. Der Mittelwert beträgt $b = 10.4\ \mathrm{GeV}^{-2}$.
- ◇ Variation der Intervallbreite (siehe Abschnitt 5.2.6) um ± 0.5 mm um den Mittelwert von 1 mm, in der die Positionen der Detektoren in die Berechnung eingehen. Wird zum Beispiel diese Breite zu klein gewählt, steigt der statistische Fehler in einem solchen Intervall an.
- ◇ Variation der Intervallbreite der Variablen, in der die Akzeptanz bestimmt wird.

Der sich daraus ergebende Fehler beträgt 5% bis 9% in Abhängigkeit von $p^2_{t,p'}$.

Untergrund

Der Untergrund wird in dieser Analyse nicht statistisch subtrahiert, sondern aufgrund seines kleinen Beitrages als systematischer Fehler des Gesamtdatensatzes behandelt. Die in Abschnitt 4.2 aufgeführten Untergrundereignisse tragen mit 1% zu dem systematischen Fehler bei.

Die hier aufgelisteten systematischen Fehler sind in Tabelle 5.2 zusammengefaßt. Es ergibt sich ein Gesamtfehler von 11% für die kleinsten Werte und bis 13% für die größten Werte von $p^2_{t,p'}$.

Fehlerquelle	
Luminositätsmessung	1.3 %
`DCRPhi_Ta`- und `zVtx_Cls`-Ansprechwahrscheinlichkeit	7 %
Spurrekonstruktionseffizienz im zentralen Spurdetektor	3 %
Pion-Identifizierung	3 %
Rekonstruktionseffizienz von Protontrajektorien	4 %
Impulsrekonstruktion des Protons	4 %
FPS-Akzeptanz	5 . . . 9%
Untergrund	1 %
Summe	11 . . . 13 %

TABELLE 5.2: *Systematische Fehler. Der Fehler für die FPS-Akzeptanz ist abhängig von dem Wert für* $p^2_{t,p'}$.

Kapitel 6

Wirkungsquerschnitte der diffraktiven ρ-Meson Photoproduktion

Das Ziel der hier vorgestellten Analyse ist die Messung von charakteristischen Größen der elastischen ρ-Meson Photoproduktion $\gamma p \to \rho p', \rho \to \pi^+\pi^-$. Das beinhaltet die Messung von $\sigma(\gamma p \to \rho p')$ und dem differentiellen Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d|t|$ unter dem Nachweis des vorwärts gestreuten Protons. Dabei sollen die Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte von W und $|t|$ untersucht werden. Insbesondere soll die Änderung des Steigungsparameters b_ρ in Abhängigkeit von W bestimmt werden, um so einen Meßwert für die Steigung der Pomeron-Trajektorie $\alpha'_{\mathbb{P}}$ zu erhalten.

Desweiteren werden die differentiellen Wirkungsquerschnitte $d\sigma/d\phi^*$ und $d\sigma/d\cos(\theta^*)$ gemessen, aus denen sich die Elemente der Spindichtematrix r^{04}_{00} und r^{04}_{1-1} ermitteln lassen.

Der Beschreibung dieser Messungen ist die Berechnungsgrundlage von Wirkungsquerschnitten sowie ein Studium der Verteilung der Invarianten Masse des ρ-Mesons vorangestellt.

6.1 Berechnung von Wirkungsquerschnitten

Die im Folgenden zu bestimmenden differentiellen Wirkungsquerschnitte werden in Abhängigkeit einer Variablen ν berechnet zu

$$\frac{d\sigma}{d\nu} = \frac{N_{bin}}{\mathcal{F}_{\gamma/e}\,\mathcal{L}\,\epsilon_{FPS}\,\epsilon_{H1}} \cdot \frac{1}{\Delta\nu}\,. \tag{6.1}$$

Hierbei haben die Variablen folgende Bedeutung:

N_{bin} beschreibt die Zahl der beobachteten Ereignisse[65] in einem Intervall der Variablen ν mit der Breite $\Delta\nu$.

[65] Der in Abschnitt 4.2 betrachtete Untergrund wird nicht intervallweise subtrahiert, sondern als systematischer Fehler in die Analyse eingehen.

$\mathcal{F}_{\gamma/e}$ ist der Photonfluß. Er wird unter Verwendung von Gleichung 2.50 berechnet, indem über den Q^2- und y-Bereich der Messung integriert wird. Es ergibt sich $\mathcal{F}_{\gamma/e} = 0.10$.

$\mathcal{L}$ ist die integrierte Luminosität ($\mathcal{L} = 2.98\,\mathrm{pb}^{-1}$, siehe Abschnitt 5.4).

ϵ_{FPS} ist die geometrische Akzeptanz und Rekonstruktionseffizienz des FPS-Detektors (siehe Abschnitt 5.2.6).

ϵ_{H1} ist die geometrische Akzeptanz und Rekonstruktionseffizienz des H1-Detektors (siehe Abschnitt 5.4).

Die hier vorgestellte Analyse stützt sich auf Ereignisse, für die

$$\begin{array}{rcl} & Q^2 & \leq 1\,\mathrm{GeV}^2 \\ 25\,\mathrm{GeV} < & W & < 70\,\mathrm{GeV} \\ 0.073\,\mathrm{GeV}^2 < & |t| & < 0.45\,\mathrm{GeV}^2 \\ 0.6\,\mathrm{GeV} < & M_{\pi\pi} & < 1.1\,\mathrm{GeV} \end{array}$$

gilt (siehe Abschnitt 4.1.3).

6.2 Verteilung der invarianten Masse des ρ-Mesons

Die Beschreibung der funktionalen Form von Resonanzen in Abhängigkeit der invarianten Masse ist gegeben durch die relativistische Formel von Breit und Wigner [Jac64]

$$BW(M_{\pi^+\pi^-}) = \frac{M_{\pi^+\pi^-} M_{\rho^0} \Gamma_{\rho^0}}{(M^2_{\pi^+\pi^-} - M^2_{\rho^0})^2 + M^2_{\rho^0} \Gamma^2_{\rho^0}} \,. \tag{6.2}$$

Dabei ist die Breite der Resonanz

$$\Gamma_{\rho^0}(M_{\pi^+\pi^-}) = \Gamma_0 \left(\frac{q^*}{q^*_0}\right)^3 \frac{M_{\rho^0}}{M_{\pi^+\pi^-}} \tag{6.3}$$

abhängig von den Impulsen q^* der Zerfallsteilchen in ihrem Ruhesystem. Es ist Γ_0 die nominelle Breite der Resonanz und q^*_0 der Wert für q^* bei der nominellen Masse M_ρ.

Betrachtet man die gemessene Verteilung der invarianten Masse von allen $(\pi^+\pi^-)$-Paaren, so fällt auf, daß diese Verteilung asymmetrisch ist. Zu kleinen Massen hin wird eine Anreicherung des Signals beobachtet. Diese Asymmetrie bzw. Schiefe wird als *skewing* bezeichnet. Sie ist am größten bei kleinen Quadraten der Viererimpulsüberträge Q^2 und $|t|$ am Elektron- und Protonvertex und nimmt bei größeren Werten für diese Impulse ab.

Es zeigt sich in den Modellen von Söding sowie dem von Ross und Stodolsky, daß die Produktion von $(\pi^+\pi^-)$-Paaren nicht allein durch die Resonanzformel von Breit und Wigner beschrieben werden kann:

Modell von Söding

In dem Modell von Söding [Sö66] kann die Amplitude für die $\pi^+\pi^-$-Photoproduktion als Überlagerung von drei Beiträgen angesehen werden: Den Hauptanteil bilden nach einer relativistischen Breit-Wigner Verteilung produzierte resonante ρ-Mesonen. Hinzu kommt ein Anteil von nichtresonantem $\pi^+\pi^-$-Untergrund. Beide Beiträge sind in Abbildung 6.1 dargestellt. Die Deformation des Spektrums der invarianten Masse wird durch die Interferenz des resonanten und nichtresonanten Anteils hervorgerufen. Sie wird durch die Einführung eines dritten Beitrages, dem Interferenzterm $I(M_{\pi^+\pi^-})$, berücksichtigt. So ergibt sich

$$\frac{d\sigma_{\pi^+\pi^-}}{dM_{\pi^+\pi^-}} = f_\rho BW_\rho(M_{\pi^+\pi^-}) + f_I I(M_{\pi^+\pi^-}) + f_{NR} \qquad (6.4)$$

mit den Normierungen f_ρ und f_I sowie

$$I(M_{\pi^+\pi^-}) = \frac{M_{\rho^0}^2 - M_{\pi^+\pi^-}^2}{(M_{\rho^0}^2 - M_{\pi^+\pi^-}^2)^2 + M_{\rho^0}^2\Gamma_{\rho^0}^2} \,. \qquad (6.5)$$

Der nichtresonante Untergrund f_{NR} wird als konstant angesehen [Rys98].

Die Verteilung von $d\sigma/dM_{\pi\pi}$ ist in Abbildung 6.2 gezeigt. Es wurde eine Anpassung mit Gleichung 6.4 vorgenommen, wobei f_ρ, f_I, Γ_ρ, M_ρ und f_{NR} freie Parameter sind.

Die Anteile, aus denen sich die Söding-Verteilung in Gleichung 6.4 zusammensetzt, sind einzeln dargestellt. Zu sehen ist das Einsetzen der negativen Interferenz bei $M_{\pi\pi} \approx 0.77$ GeV sowie die Verschiebung des Maximums der resonanten Verteilung um etwa 30 MeV. Die Resultate der Anpassung sind in der Tabelle 6.1 aufgelistet. Der Quotient f_I/f_ρ ist ein Maß für die Schiefe der Verteilung.

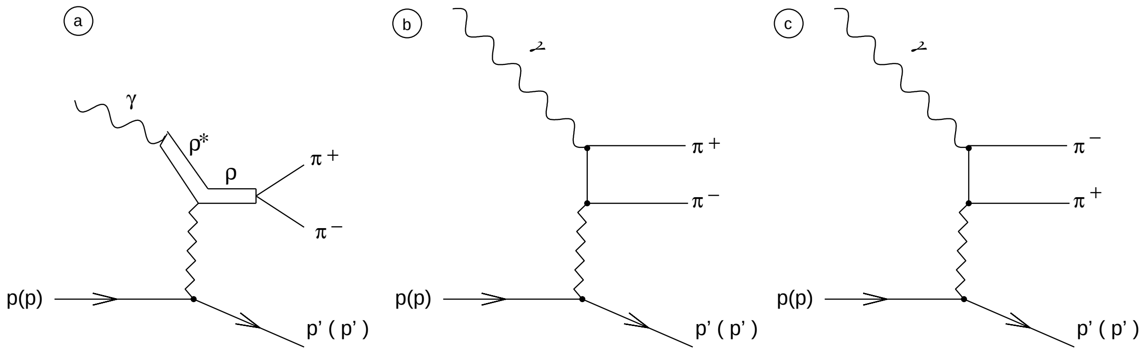

ABBILDUNG 6.1: *Produktionsmechanismen von $\pi^+\pi^-$-Paaren, die in dem Modell von Söding betrachtet werden. In Abbildung a) ist der Prozeß der resonanten ρ-Produktion dargestellt sowie in b) und c) der Prozeß der nichtresonanten $\pi^+\pi^-$-Produktion. Experimentell sind die Prozesse in b) und c) nicht unterscheidbar.*

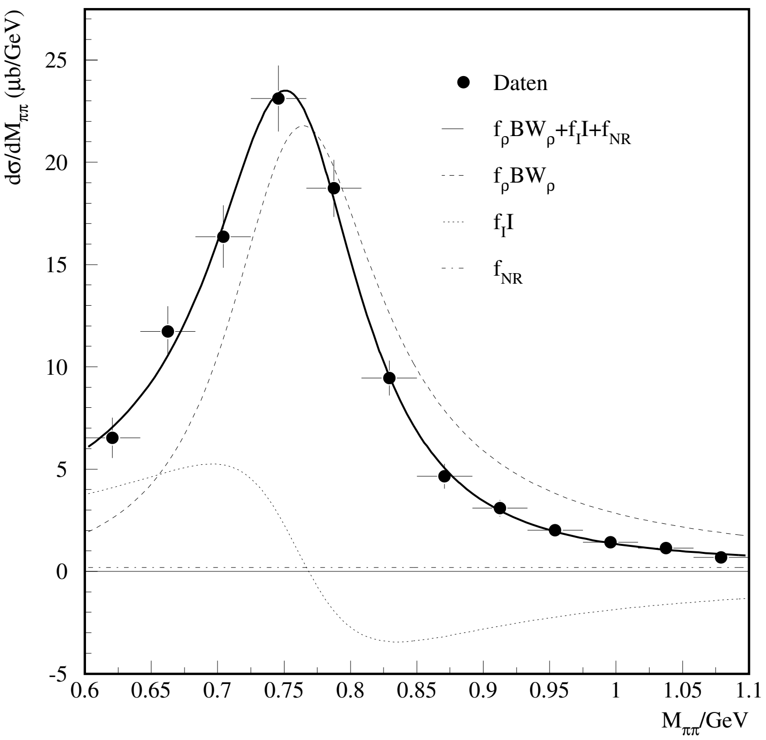

ABBILDUNG 6.2: *Die Verteilung des differentiellen Wirkungsquerschnittes* $d\sigma/dM_{\pi\pi}$. *Die durchgezogene Linie stammt aus einer Anpassung nach dem Modell von Söding (siehe Gleichung 6.4). Die unterbrochene Linie zeigt den resonanten und die strichpunktierte Linie den nichtresonanten Anteil. Die gepunktete Linie beschreibt die Interferenzverteilung. Es sind nur die statistischen Fehler eingezeichnet.*

Modell von Ross-Stodolsky

Einen alternativen Ansatz führten Ross und Stodolsky [Ros66] ein. In ihrem Modell ist die Produktionsamplitude massenabhängig und hat die Form

$$\frac{d\sigma_{\pi^+\pi^-}}{dM_{\pi^+\pi^-}} = f_\rho \, RS_\rho(M_{\pi^+\pi^-}) + f_{NR}$$

$$= f_\rho \, BW_\rho(M_{\pi^+\pi^-}) \left(\frac{M_\rho}{M_{\pi^+\pi^-}}\right)^n + f_{NR} \, . \qquad (6.6)$$

Hier ist der Parameter n analog zu dem Quotienten f_I/f_ρ ein Maß für die Deformation der Verteilung und wird bei der Anpassung frei gelassen, ebenso wie die Untergrundfunktion f_{NR} und die Größen Γ_ρ, M_ρ und f_ρ. Die Verteilung von $d\sigma/dM_{\pi\pi}$ mit der Anpassung nach Formel 6.6 ist in Abbildung 6.3 gezeigt. Die Verteilung für die resonante ρ-Meson Produktion ergibt sich aus Gleichung 6.6 durch das Setzen von $n = 0$.

Die Resultate der Anpassung sind in der Tabelle 6.1 aufgelistet. Sie unterscheiden sich nur geringfügig von den aus der Söding-Parametrisierung. Die Werte der Parameter M_ρ, Γ_ρ und n ändern sich für $f_{NR} \equiv 0$ μbGeV^{-1} nicht.

Modell	M_ρ/MeV	Γ_ρ/MeV	f_ρ/μb GeV^{-1}	f_I/μb GeV^{-1}	f_{NR}/μb GeV^{-1}
Söding	768.5 ± 7.4	147.0 ± 11.2	3.0 ± 0.2	0.9 ± 0.2	0.2 ± 0.4
	M_ρ/MeV	Γ_ρ/MeV	f_ρ/μb GeV^{-1}	n	f_{NR}/μb GeV^{-1}
Ross-Stodolsky	768.0 ± 7.3	148.0 ± 11.1	3.0 ± 0.2	4.1 ± 0.9	0.4 ± 0.5

TABELLE 6.1: *Resultate der Anpassung mit dem Modell von Söding (Gleichung 6.4) und Ross-Stodolsky (Gleichung 6.6) an die gemessene* $d\sigma/dM_{\pi\pi}$*-Verteilung (siehe Abbildungen 6.2 und 6.3). Es sind nur statistische Fehler aufgeführt.*

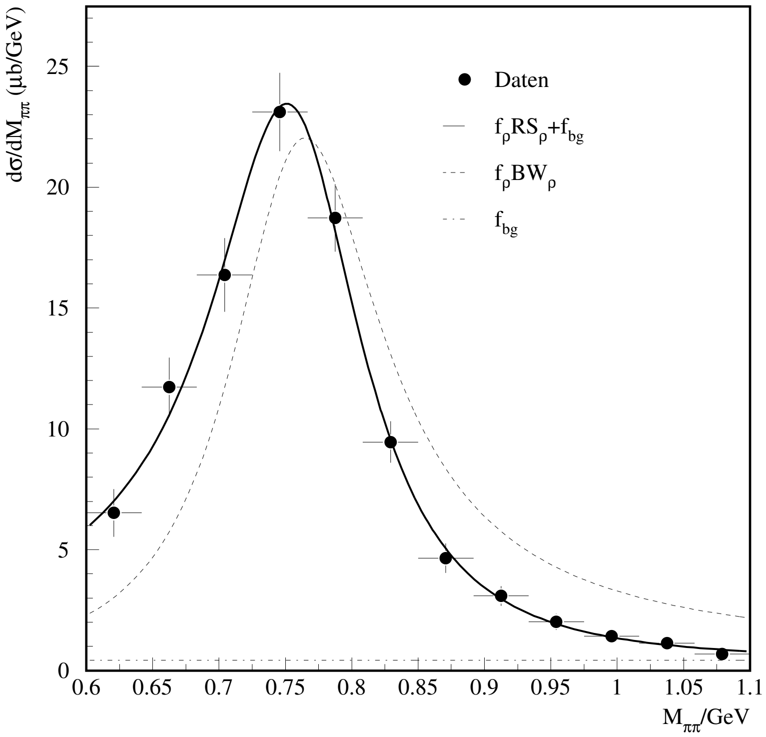

ABBILDUNG 6.3: *Dargestellt ist die Verteilung des differentiellen Wirkungsquerschnittes* $d\sigma/dM_{\pi\pi}$ *sowie die Anpassung der Resonanzkurve nach der Parametrisierung von Ross-Stodolsky (durchgezogene Linie, siehe Gleichung 6.6). Die strichpunktierte Linie zeigt den Untergrundanteil und die unterbrochene Linie den resonanten Anteil* $BW_\rho(M_{\pi^+\pi^-})$*. Dieser wird erhalten, indem* $n = 0$ *gesetzt wird. Es sind nur die statistischen Fehler eingezeichnet.*

Die Werte für die invariante Masse und die Breite der Verteilung aus beiden Anpassungen stimmen im Rahmen der statistischen Fehler gut mit den von der *Particle Data Group* [Gro00] veröffentlichten ($M_\rho = (769.3 \pm 0.8)$ GeV und $\Gamma_\rho = (150.2 \pm 0.8)$ GeV) überein.

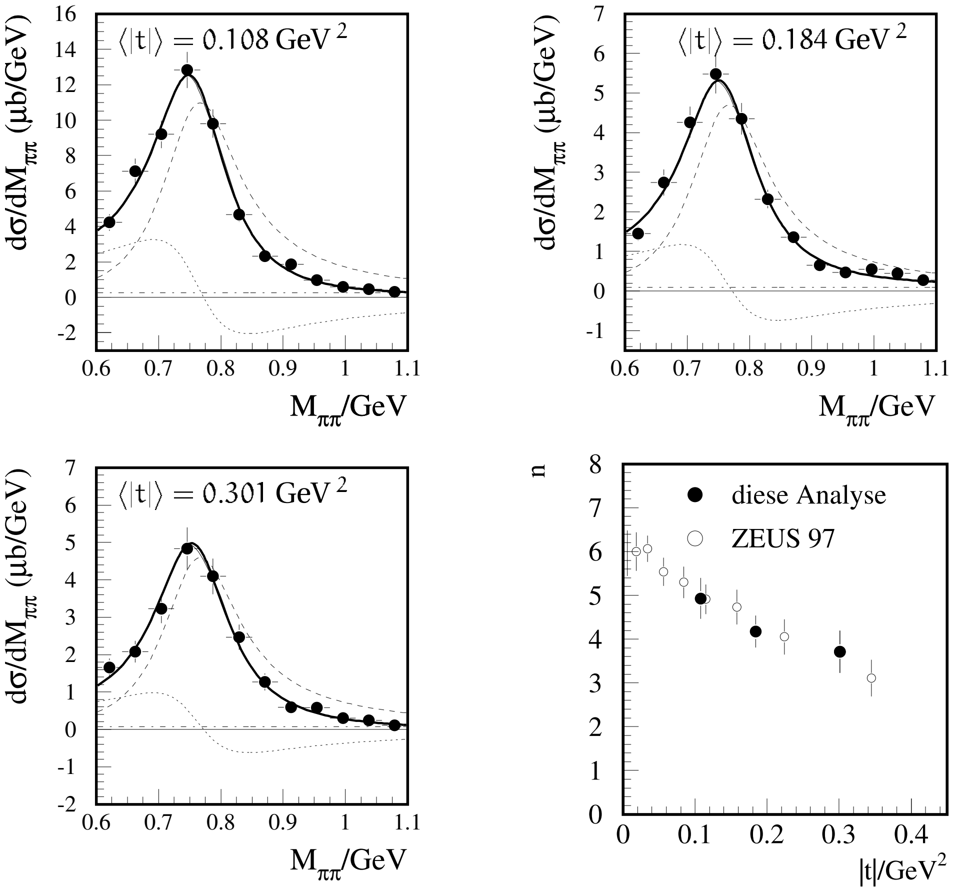

ABBILDUNG 6.4: *Die Verteilung der invarianten Masse für die drei Intervalle in der Variablen $|t|$. Das Söding-Modell wurde für die Anpassungen wie in Abbildung 6.2 herangezogen. Der Schiefe-Parameter für diese Verteilungen ist unten rechts dargestellt. Neben den Punkten aus dieser Analyse sind Messungen von der ZEUS-Kollaboration aufgeführt [ZEU98]. Es sind nur statistische Fehler eingezeichnet.*

6.3 Abhängigkeit des ρ-Signals von W und |t|

Der Umfang der zur Verfügung stehenden Datenmenge erlaubt eine Untersuchung des Spektrums der invarianten Masse in Abhängigkeit von W und $|t|$ und damit eine Überprüfung von Aussagen des Regge-Modells.

Es werden jeweils drei W und $|t|$-Intervalle gebildet. Die Mittelwerte[66] sind $\langle W \rangle = 29.5$ GeV, 40.9 GeV und 57.0 GeV sowie $\langle |t| \rangle = 0.108\,\text{GeV}^2, 0.301\,\text{GeV}^2$ und $0.184\,\text{GeV}^2$. Dabei wird $|t|$ direkt mit den horizontalen Stationen des Vorwärtsprotonspektrometers gemessen.

Die Verteilungen der invarianten Masse für die drei $|t|$-Intervalle sind in Abbildung 6.4 dargestellt. Der Übersicht halber sind in Abbildung 6.4 nur die Anpassungen aus

[66]Wie auch in den folgenden Betrachtungen ist dies der mit der korrigierten Anzahl von Ereignissen gewichtete Mittelwert. Dieser wurde mit denen aus einer rekursiven Berechnung beschrieben in [Laf95] verglichen. Der Unterschied von $< 1\%$ wird vernachlässigt.

$\lvert t\rvert/\mathrm{GeV}^2$	$\langle\lvert t\rvert\rangle/\mathrm{GeV}^2$	n	f_I/f_ρ
$0.073 < \lvert t\rvert \leq 0.148$	0.108	4.9 ± 0.3	0.40 ± 0.04
$0.148 < \lvert t\rvert \leq 0.224$	0.184	4.2 ± 0.4	0.31 ± 0.04
$0.224 < \lvert t\rvert < 0.450$	0.301	3.7 ± 0.4	0.26 ± 0.04
$0.073 < \lvert t\rvert \leq 0.450$	0.206	4.1 ± 0.9	0.29 ± 0.08

TABELLE 6.2: *Auflistung der Werte für die Variablen n und den Quotienten f_I/f_ρ für die verschiedenen $|t|$-Intervalle. Es sind nur die statistischen Fehler vermerkt.*

W/GeV	$\langle W\rangle/\mathrm{GeV}$	n	f_I/f_ρ
$25 < W \leq 35$	29.5	4.8 ± 0.4	0.39 ± 0.04
$35 < W \leq 48$	40.9	3.9 ± 0.4	0.27 ± 0.04
$48 < W < 70$	57.0	4.5 ± 0.3	0.33 ± 0.04
$25 < W \leq 70$	38.1	4.1 ± 0.9	0.29 ± 0.08

TABELLE 6.3: *Auflistung der Werte für die Variablen n und den Quotienten f_I/f_ρ für die verschiedenen W-Intervalle. Es sind die statistischen Fehler angegeben.*

dem Modell von Söding eingezeichnet, es werden aber jeweils die Ross-Stodolsky- und Söding-Anpassung berechnet. Dabei werden die Werte für die invariante Masse und die Breite auf die Werte aus der Anpassung an die gesamte Datenmenge (Tabelle 6.1) festgelegt.

In der Abbildung 6.4 ist zusätzlich der Schiefe-Parameter n aus der Ross-Stodolsky-Anpassung in Abhängigkeit von $|t|$ dargestellt. Zum Vergleich sind ebenfalls Meßpunkte aus einer früheren Analyse der diffraktiven Photoproduktion von ρ-Mesonen von der ZEUS-Kollaboration eingezeichnet [ZEU98]. Der Trend, bei kleineren Werten von $|t|$ eine größere Schiefe zu erhalten, wird mit dieser Messung bestätigt. Im Rahmen der Fehler stimmen die Werte gut mit den Vergleichswerten überein. Den gleichen Trend zeigt auch f_I/f_ρ, wie aus Tabelle 6.3 ersichtlich wird.

Die Abhängigkeit von $|t|$ wurde bereits bei *Fixed-target*-Experimenten mit geringen Schwerpunktsenergien beobachtet (z.B. [Joo76]). Dieses Verhalten, daß der Anteil des ρ-Mesons an der Verteilung der invarianten Masse wächst, setzt sich zu größeren Werten $|t| > 0.5\ \mathrm{GeV}^2$ [ZEU00a] fort, ebenso bei der Elektroproduktion von ρ-Mesonen bei wachsenden Werten von $Q^2 > 1\ \mathrm{GeV}^2$ [Cle99].

Analog zu der Abbildung 6.4 sind die Verteilungen der invarianten Masse für die drei W-Intervalle in Abbildung 6.5 dargestellt. Es wird jeweils die Ross-Stodolsky- und Söding-Anpassung berechnet, nur letztere ist dargestellt. Dabei werden wiederum die Werte für die invariante Masse und die Breite auf die Werte aus der Anpassung an die gesamte Datenmenge festgelegt. Die Werte für n sowie den Quotienten f_I/f_ρ sind in Tabelle 6.3 aufgeführt.

Der Schiefe-Parameter n für die unterschiedlichen W-Intervalle ist in der Abbildung 6.5 ebenfalls dargestellt. Er zeigt im Rahmen der Fehler keine Abhängigkeit von W und ist kompatibel mit dem Wert von n für die gesamte Datenmenge. Dieses Resultat bestätigt die Messung der ZEUS-Kollaboration [ZEU98].

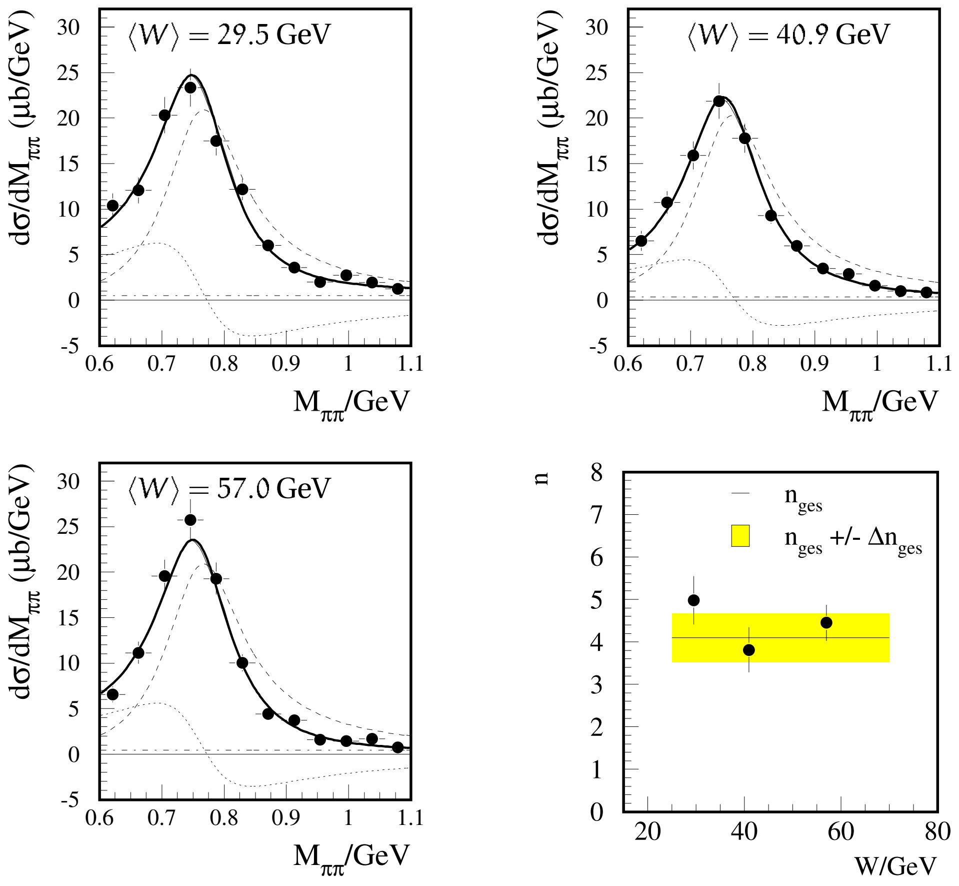

ABBILDUNG 6.5: *Die Verteilung der invarianten Masse für die drei W-Intervalle. Das Söding-Modell wurde für die Anpassungen wie in Abbildung 6.2 herangezogen. Der Schiefe-Parameter für diese Verteilungen ist unten rechts dargestellt. Es sind nur statistische Fehler eingezeichnet. Die durchgezogene Linie entspricht dem angepaßten Parameter für die gesamte Datenmenge n_{ges}, das graue Band zeigt den Bereich des statistischen Fehlers Δn_{ges} um den Mittelwert (siehe Tabelle 6.1).*

6.4 Der Wirkungsquerschnitt für $0.073\ \text{GeV}^2 < |t| < 0.450\ \text{GeV}^2$

Aus den differentiellen Verteilungen $d\sigma/dM_{\pi\pi}$ werden in diesem Abschnitt die Wirkungsquerschnitte für die diffraktive elastische ρ-Meson Produktion für den gesamten zugänglichen kinematischen Bereich sowie für die bereits vorgestellten W- und $|t|$-Intervalle bestimmt. Die Wirkungsquerschnitte werden berechnet, indem die Fläche unter den angepaßten Funktionen (siehe Abbildung 6.2 und 6.3 sowie Gleichungen 6.4 und 6.6) bestimmt wird.

Ein Ziel ist, den Anteil des resonanten Wirkungsquerschnittes für die ρ-Meson Produktion an dem für die gesamte $(\pi^+\pi^-)$-Produktion in der Datenmenge zu ermitteln. Daher wird zwischen den Wirkungsquerschnitten für die $(\pi^+\pi^-)$-Produktion und die resonante ρ-Meson Produktion unterschieden:

$\sigma(\gamma p \to (\pi^+\pi^-)p')$**:** Der Wirkungsquerschnitt, der aus der Integration der Funktion von Ross-Stodolsky $f_\rho RS_\rho(M_{\pi^+\pi^-}) - f_{NR}$ bestimmt wird, wird mit $\sigma(\gamma p \to (\pi^+\pi^-)p')$ bzw. σ_{RS} bezeichnet. Dieser Wert entspricht in dem Söding-Modell dem, der durch Integration aus der Funktion $f_\rho BW_\rho(M_{\pi^+\pi^-}) + f_I I(M_{\pi^+\pi^-}) - f_{NR}$ berechnet wird, also σ_{SO}.

$\sigma(\gamma p \to \rho p')$**:** Der Wirkungsquerschnitt für die resonante ρ-Meson Produktion, der aus der Integration des Breit-Wigner-Anteils $f_\rho BW_\rho(M_{\pi^+\pi^-}) - f_{NR}$ bestimmt wird, wird mit $\sigma(\gamma p \to \rho p')$ bzw. σ_{BW} bezeichnet. Er kann einerseits aus der Ross-Stodolsky Parametrisierung durch Setzen von $n = 0$ gewonnen werden oder aus der Funktion von Söding durch Setzen von $f_I = 0$.

Die so berechneten Wirkungsquerschnitte sind in Tabelle 6.4 und Abbildung 6.6 für die unterschiedlichen W-Intervalle dargestellt. Der Bereich für $|t|$ ist $0.073\ \text{GeV}^2 < |t| < 0.450\ \text{GeV}^2$ und

$$0.6\ \text{GeV} < M_{\pi\pi} < 1.1\ \text{GeV}$$

für die invariante Masse. Die Wirkungsquerschnitte sind nahezu modellunabhängig, die Unterschiede sind von der Größenordnung einiger Promille und werden vernachlässigt.

Um zu untersuchen, wie sich $\sigma(\gamma p \to \rho p')$ gegenüber $\sigma(\gamma p \to (\pi^+\pi^-)p')$ in dem hier gemessenen kinematischen Bereich verhält, wird der Quotient aus σ_{BW} und σ_{SO} berechnet und der Mittelwert $c = 1.01 \pm 0.02$ bestimmt. Aus dieser Betrachtung folgt, daß der $(\pi^+\pi^-)$-Wirkungsquerschnitt im Rahmen von 1% dem der elastischen ρ-Meson Produktion entspricht.

Die berechneten Wirkungsquerschnitte beschränken sich auf einen Massenbereich 0.6 GeV $< M_{\pi\pi} <$ 1.1 GeV der ρ-Meson Resonanz. Um den gesamten Wirkungsquerschnitt, der mit anderen Messungen vergleichbar ist, zu berechnen, muß über die Grenzen der Messung in den Bereich

$$2M_\pi < M_{\pi\pi} < M_\rho + 5\Gamma_\rho$$

extrapoliert werden. Dabei ist M_π die Pionmasse und $M_\rho + 5\Gamma_\rho$ entspricht in etwa der Masse der nächsten Resonanz, die dieselben Quantenzahlen und denselben Quarkinhalt wie das ρ-Meson hat, nämlich dem $\rho'(1450)$.

Die extrapolierten Wirkungsquerschnitte für ρ- und $(\pi^+\pi^-)$-Produktion sind in Abbildung 6.7 und Tabelle 6.5 für die unterschiedlichen Werte von W dargestellt, ebenso wie das Verhältnis von σ_{BW} vor und nach der Extrapolation. Eine Mittelwertbildung ergibt einen Wert von $k = 0.87 \pm 0.01$. Es liegen also 13% des Wirkungsquerschnittes für die ρ-Produktion außerhalb des Meßbereiches, der in dieser Messung zugänglich ist. Dieser Wert ist unabhängig von dem W-Bereich, wie Abbildung 6.7 b) zeigt.

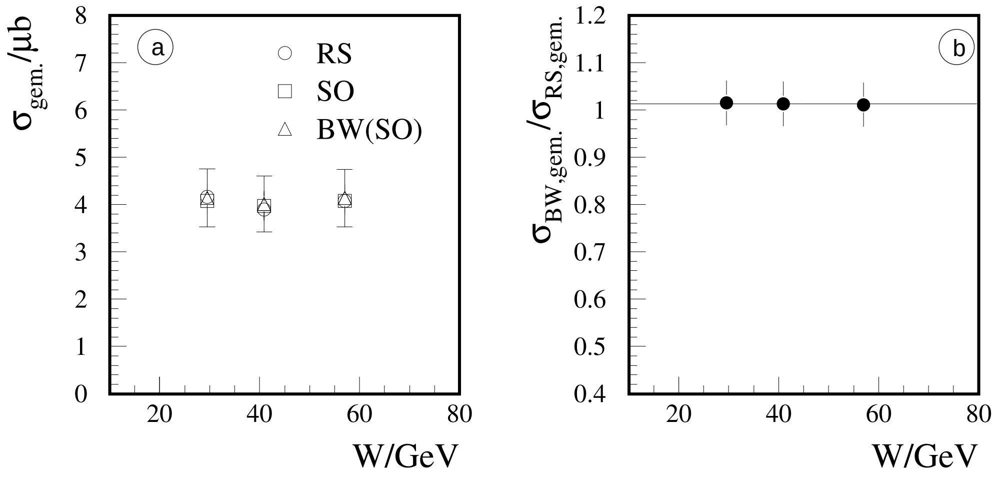

ABBILDUNG 6.6: *Der Wirkungsquerschnitt* $\sigma(\gamma p \to \rho p')$ *bzw.* $\sigma(\gamma p \to \pi^+\pi^- p')$ *für* 0.073 *GeV*^{2} $< |t| <$ 0.450 *GeV*^{2} *und* $0.6\,\text{GeV} < M_{\pi\pi} < 1.1\,\text{GeV}$. *Er wird mit* σ_{gem} *abgekürzt und ist für die drei W-Intervalle in Abbildung a) dargestellt. Er ist berechnet worden aus der Söding- (SO) und Ross-Stodolsky-Anpassung (RS) sowie dem resonanten Anteil in der Söding-Anpassung BW(SO). Es wurde die Summe der statistischen und systematischen Fehler nur für* σ_{BW} *eingezeichnet. In der Abbildung b) ist der Quotient der Wirkungsquerschnitte berechnet aus der Breit-Wigner- und Ross-Stodolsky-Formel für die drei W-Intervalle gezeigt.*

$0.6\,\text{GeV} < M_{\pi\pi} < 1.1\,\text{GeV}$		
$\langle W \rangle$/GeV	$\sigma_{RS}/\mu b$	$\sigma_{SO}/\mu b$
29.5	$4.14 \pm 0.25 \pm 0.49$	$4.10 \pm 0.28 \pm 0.49$
40.9	$3.91 \pm 0.24 \pm 0.47$	$3.95 \pm 0.27 \pm 0.47$
57.0	$4.08 \pm 0.25 \pm 0.49$	$4.08 \pm 0.28 \pm 0.49$
38.1	$3.81 \pm 0.35 \pm 0.46$	$3.85 \pm 0.38 \pm 0.44$
$\langle W \rangle$/GeV	$\sigma_{BW(RS)}/\mu b$	$\sigma_{BW(SO)}/\mu b$
29.5	$4.17 \pm 0.25 \pm 0.50$	$4.15 \pm 0.29 \pm 0.50$
40.9	$4.02 \pm 0.25 \pm 0.49$	$4.01 \pm 0.28 \pm 0.49$
57.0	$4.15 \pm 0.26 \pm 0.50$	$4.14 \pm 0.28 \pm 0.50$
38.1	$3.93 \pm 0.37 \pm 0.47$	$3.93 \pm 0.38 \pm 0.47$

TABELLE 6.4: *Der Wirkungsquerschnitt* $\sigma(\gamma p \to \rho p')$ *bzw.* $\sigma(\gamma p \to \pi^+\pi^- p')$, *berechnet aus der Söding-* (σ_{SO}) *und Ross-Stodolsky-Anpassung* (σ_{RS}) *sowie aus dem resonanten Breit-Wigner-Anteil in diesen Anpassungen* ($\sigma_{BW(RS)}$ *bzw.* $\sigma_{BW(SO)}$) *für* 0.073 *GeV*^{2} $< |t| <$ 0.450 *GeV*^{2} *und* $0.6\,\text{GeV} < M_{\pi\pi} < 1.1\,\text{GeV}$. *Der erste Fehler ist jeweils der statistische und der zweite der systematische.*

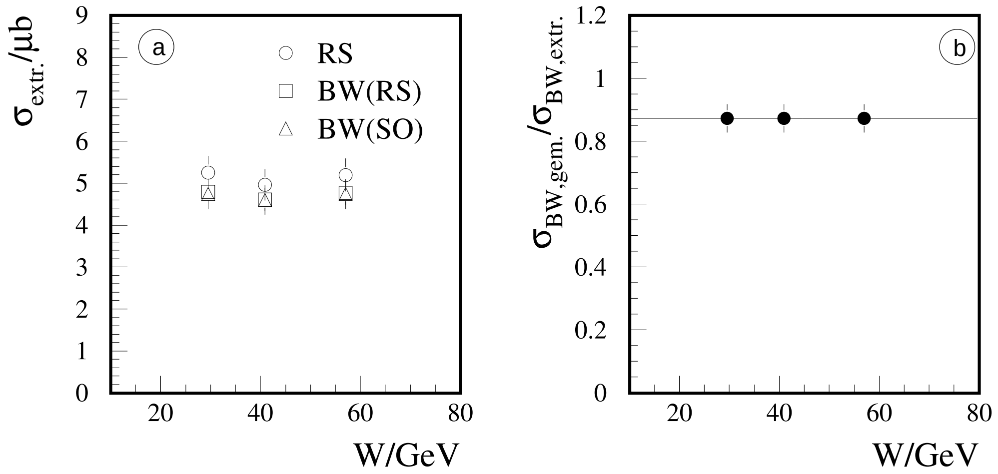

ABBILDUNG 6.7: *Die Wirkungsquerschnitte* $\sigma(\gamma p \rightarrow \rho p')$ *bzw.* $\sigma(\gamma p \rightarrow \pi^+\pi^- p')$ *extrapoliert nach* $2M_\pi < M_{\pi\pi} < M_\rho + 5\Gamma_\rho$. *Sie sind mit* σ_{extr} *abgekürzt und für* 0.073 *GeV*^{2} $< |t| < 0.450$ *GeV*^{2} *in in Abbildung a) dargestellt. Sie wurden jeweils nach der Söding- und Ross-Stodolsky-Anpassung sowie dem Breit-Wigner-Anteil aus der diesen Anpassungen berechnet. Die Fehler sind statistische Fehler. In der Abbildung b) ist der Quotient der Wirkungsquerschnitte vor* ($\sigma_{BW,gem.}$) *und nach der Extrapolation* ($\sigma_{BW,extr.}$) *für den Breit-Wigner-Anteil der Söding-Parametrisierung gezeigt. Der Mittelwert von* $k = 0.87 \pm 0.01$ *ist mit einer Geraden eingezeichnet.*

$2M_\pi < M_{\pi\pi} < M_\rho + 5\Gamma_\rho$		
$\langle W \rangle$/GeV	$\sigma_{RS}/\mu b$	$\sigma_{SO}/\mu b$
29.5	5.22 ± 0.31 ± 0.62	5.25 ± 0.39 ± 0.63
40.9	4.92 ± 0.28 ± 0.55	4.97 ± 0.42 ± 0.57
57.0	5.14 ± 0.25 ± 0.59	5.14 ± 0.40 ± 0.62
38.1	4.80 ± 0.40 ± 0.54	4.85 ± 0.52 ± 0.56
$\langle W \rangle$/GeV	$\sigma_{BW(RS)}/\mu b$	$\sigma_{BW(SO)}/\mu b$
29.5	4.71 ± 0.29 ± 0.57	4.69 ± 0.32 ± 0.57
40.9	4.54 ± 0.30 ± 0.55	4.53 ± 0.33 ± 0.55
57.0	4.69 ± 0.30 ± 0.49	4.68 ± 0.32 ± 0.49
38.1	4.45 ± 0.42 ± 0.47	4.45 ± 0.41 ± 0.47

TABELLE 6.5: *Der Wirkungsquerschnitt* $\sigma(\gamma p \rightarrow \rho p')$ *bzw.* $\sigma(\gamma p \rightarrow \pi^+\pi^- p')$, *berechnet mit der Formel von Söding* (σ_{SO}), *von Ross-Stodolsky* (σ_{RS}) *und von Breit-Wigner, jeweils aus der Söding- und Ross-Stodolsky-Anpassung* ($\sigma_{BW(RS)}$ *bzw.* $\sigma_{BW(SO)}$) *für* 0.073 *GeV*^{2} $< |t| < 0.450$ *GeV*^{2} *und den extrapolierten Massenbereich* $2M_\pi < M_{\pi\pi} < M_\rho + 5\Gamma_\rho$. *Der erste Fehler ist jeweils der statistische und der zweite der systematische.*

6.5 Der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d|t|$

Bei dieser Analyse wird das $|t|$-Spektrum aus der Messung des gestreuten Protons mit dem FPS rekonstruiert. Dabei ist es nicht möglich zu erkennen, wie groß der Anteil der resonanten ρ-Meson Produktion im Verhältnis zur $(\pi^+\pi^-)$-Produktion ist. Das gemessene Spektrum entspricht dem gesamten $(\pi^+\pi^-)$-Massenspektrum, d.h. der Verteilung, die durch die Formel von Ross-Stodolsky beschrieben wird. Ziel ist allerdings, das $|t|$-Spektrum für das *resonante* ρ-Meson zu messen.

Hier wird die Analyse des Massenspektrums aus Abschnitt 6.4 zu Hilfe genomen. Es wurde gezeigt, daß in dem Bereich der Messung die Wirkungsquerschnitte für beide Produktionsmechanismen innerhalb von 1% übereinstimmen. Das bedeutet, daß das gemessene $|t|$-Spektrum unter Vernachlässigung dieses Fehlers dem Spektrum für resonante ρ-Meson Produktion entspricht.

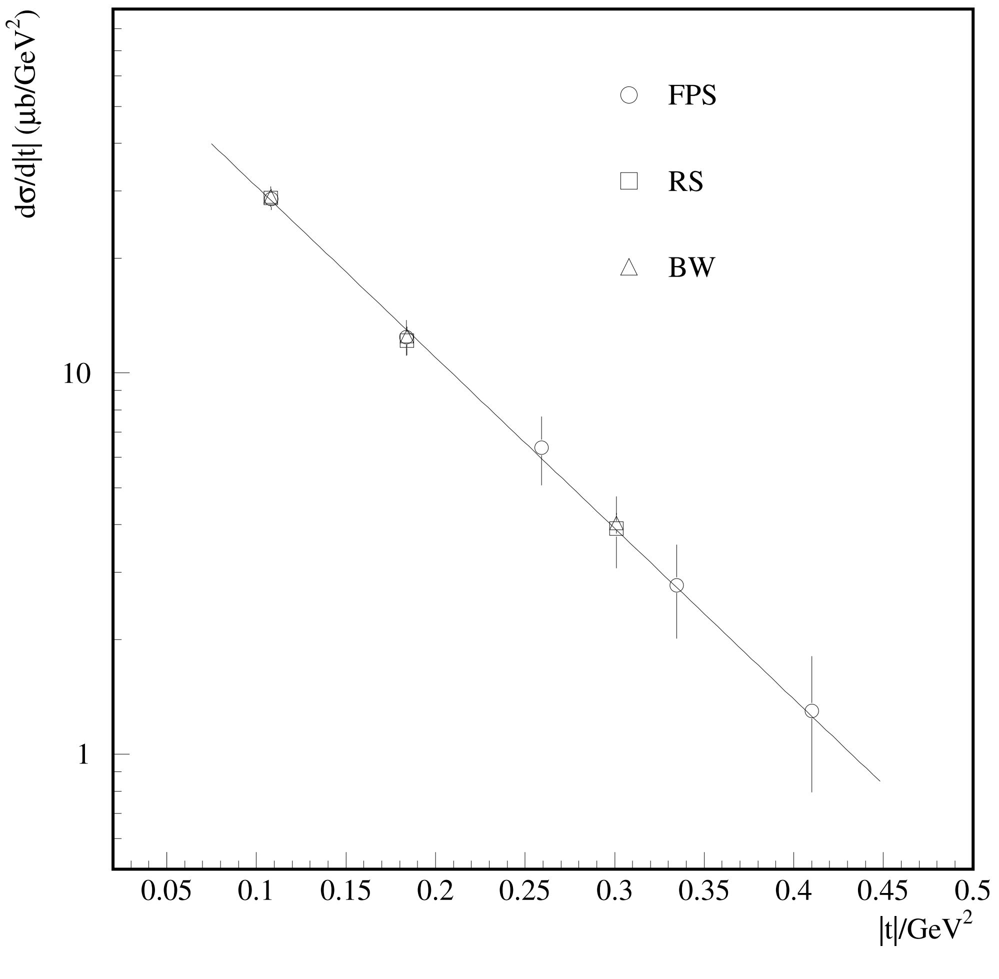

ABBILDUNG 6.8: *Darstellung von* $d\sigma/d|t|$ *für* 25 *GeV* $< W <$ 70 *GeV. Die runden offenen Meßpunkte stammen aus der Messung von* $|t|$ *mit dem FPS. Die anderen stammen aus den Verteilungen der invarianten Masse, indem die Breit-Wigner- bzw. Ross-Stodolsky-Anpassung für* 0.6 *GeV* $< M_{\pi\pi} <$ 1.1 *GeV integriert wurde. Es ergibt sich ein Steigungsparameter von* $b_\rho = (10.31 \pm 0.77(\text{stat.}) \pm 0.52(\text{syst.}))$ GeV $^{-2}$.

Die mit dem FPS gemessene Verteilung des differentiellen Wirkungsquerschnittes $d\sigma/d|t|$ ist in dem Bereich 25 GeV $< W <$ 70 GeV und 0.6 GeV $< M_{\pi\pi} <$ 1.1 GeV in Abbildung 6.8 zu sehen. Es zeigt sich der für diffraktive Prozesse typische exponentielle Abfall zu größeren Werten von $|t|$. Eine Anpassung einer mit A_ρ normierten Exponentialfunktion abhängig von $|t|$

$$\frac{d\sigma(ep \to \rho p')}{d|t|} = A_\rho \, e^{-b_\rho |t|} \tag{6.7}$$

liefert eine Steigung von

$$b_\rho = (10.31 \pm 0.77(\text{stat.}) \pm 0.52(\text{syst.})) \text{ GeV}^{-2} .$$

Zum systematischen Fehler des Steigungsparameters trägt nur der Fehler in der FPS-Akzeptanz bei. Dieser ist als einziger abhängig von dem Wert für $|t|$. Der systematische Fehler wird bestimmt, in dem zu den Meßwerten des differentiellen Wirkungsquerschnittes der systematische Fehler in Abhängigkeit von $|t|$ (siehe Tabelle 5.2) addiert sowie subtrahiert wird. Es werden alle Kombinationen innerhalb der 5 Meßwerte beachtet. Es wird dann jeweils die exponentielle Funktion 6.7 an die so geänderten Datenpunkte von $d\sigma/d|t|$ angepaßt. Die größte Abweichung zum Mittelwert wird als der systematischen Fehler angenommen. Zu diesem wird quadratisch der Fehler aus der Variation der Intervallbreite von $|t|$ addiert.

Eine andere Möglichkeit, die Verteilung des differentiellen Wirkungsquerschnittes zu erhalten, ist, die Wirkungsquerschnitte σ_{BW} und σ_{RS} des Massenspektrums in den drei $|t|$-Intervallen (siehe Abbildung 6.4) zu bestimmen. Das Resultat dieser Berechnung wurde der vorhandenen Darstellung 6.8 hinzugefügt. Es zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung mit den Meßpunkten des FPS. Eine Anpassung mit Gleichung 6.7 an die Meßdaten aus der Analyse der Massenverteilung liefert eine Steigung von $b_\rho^{BW} = 10.22 \pm 0.91(\text{stat.})$ GeV $^{-2}$, was in guter Übereinstimmung mit dem obigen Ergebnis ist. Der Unterschied von ca. 1% wurde in den systematischen Fehler einbezogen.

Es zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung dieser beiden Meßmethoden. Der durch die Messung des Protonimpulses erhaltene differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d|t|$ entspricht dem für die *resonante* ρ-Meson Produktion. Da der Verschiebungs-Parameter n nicht von W abhängt (siehe Abschnitt 6.2 und Abbildung 6.5) gilt diese Aussage für den gesamten W-Bereich dieser Analyse. So entspricht die aus der Messung des Protonimpuls erhaltene Verteilung von $d\sigma/d|t|$ in *allen* W-Intervallen der Verteilung für die *resonante* ρ-Meson Produktion.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d|t|$ für die resonante ρ-Meson Produktion in den drei W-Intervallen ist in Abbildung 6.9 gezeigt. Es wurde eine Anpassung der Form 6.7 durchgeführt, das Resultat ist in dem Bereich 0.073 GeV $^2 < |t| <$ 0.450 GeV ^{2} dargestellt. Die Werte für die Anpassung finden sich in Tabelle 6.6.

W/GeV	$\langle W \rangle$/GeV	b_ρ/GeV^{-2}
$25 < W \leq 35$	29.5	$10.07 \pm 1.21 \pm 0.50$
$35 < W \leq 48$	40.9	$10.26 \pm 1.24 \pm 0.51$
$48 < W < 70$	57.0	$11.02 \pm 1.55 \pm 0.55$
$25 < W \leq 70$	38.1	$10.31 \pm 0.77 \pm 0.52$

TABELLE 6.6: *Der Steigungs-Parameter* b_ρ *der Anpassung mit Gleichung 6.7 an die Verteilung des differentiellen Wirkungsquerschnitts* $d\sigma/d|t|$ *in den* W*-Intervallen (siehe Abbildung 6.9). Die Werte für den Steigungsparameter sind in Abbildung 6.10 dargestellt. Der erste Fehler ist der statistische und der zweite der systematische.*

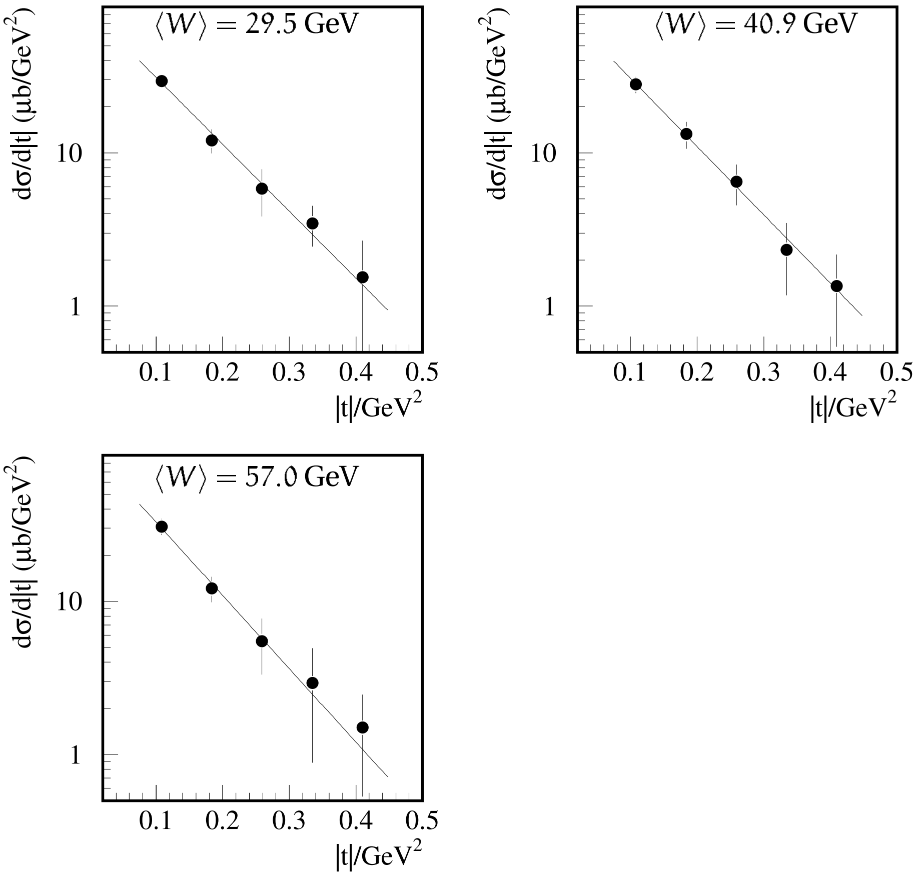

ABBILDUNG 6.9: *Darstellung von* $d\sigma/d|t|$ *für drei* W*-Intervalle. Die Meßpunkte stammen aus der Messung des Protonimpulses, es sind nur statistische Fehler eingezeichnet. Die Verteilung wurde mit der Funktion aus Gleichung 6.7 angepaßt. Die Resultate finden sich in Tabelle 6.6.*

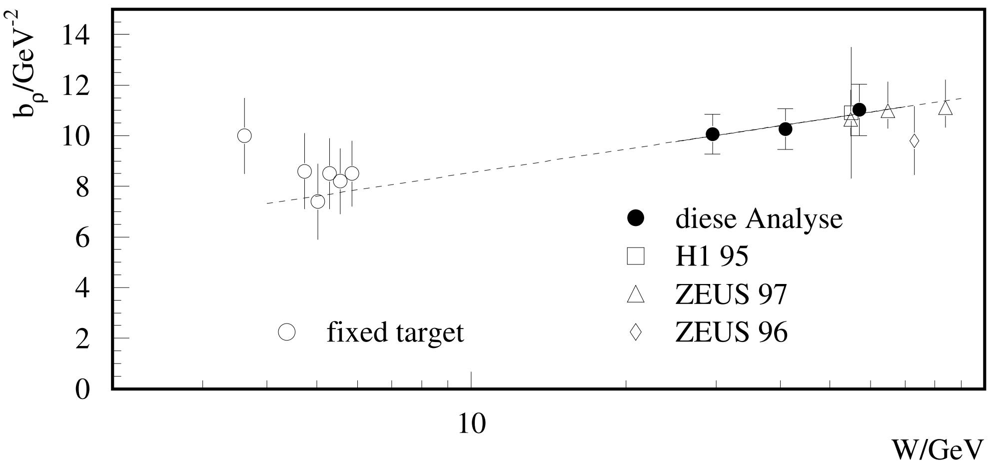

ABBILDUNG 6.10: *Darstellung des Steigungsparameters b_ρ für die elastische Reaktion $\gamma p \to \rho p'$ in Abhängigkeit von W. Der hier eingezeichnete Fehler ist berechnet aus der quadratischen Summe von dem statistischen und systematischen Fehler. Eine Anpassung wurde nach Formel 6.8 vorgenommen. Ergebnisse aus früheren Analysen von der ZEUS- (1996,1997) und H1-Kollaboration (1995) sind ebenso eingezeichnet [ZEU97, ZEU98, H1-96a] wie solche aus Experimenten bei niedrigeren Energien ("fixed target") [Jon68].*

Die Abhängigkeit des Steigungsparameters b_ρ von W ist in Abbildung 6.10 dargestellt. Es zeigt sich, daß sein Wert mit steigender Energie zunimmt. Eine Anpassung, wie in Kapitel 2.1.2 vorgestellt, mit

$$b_\rho(W) = b_0 + 2\alpha'_{\mathbb{P}} \ln(W^2) \; , \tag{6.8}$$

liefert einen Wert für die Steigung der Pomeron-Trajektorie von

$$\alpha'_{\mathbb{P}} = 0.3 \pm 0.4 \,(\mathrm{stat.})\,\mathrm{GeV}^{-2} \; .$$

Dieses Resultat ist im Rahmen des Fehlers konsistent mit dem Wert von $\alpha'_{\mathbb{P}} = 0.25\,\mathrm{GeV}^{-2}$ aus der pp- und $p\overline{p}$-Streuung [Don86, Lan90]. Es wurde nur der statistische Fehler in die Anpassung einbezogen.

Ein Vergleich mit früheren Messungen zeigt Abbildung 6.10 ebenfalls. In dem Energiebereich mit $\langle W \rangle = 57$ GeV wurden bereits bei ZEUS und H1 Messungen durchgeführt [ZEU98, H1-96a], mit denen dieses Ergebnis gut übereinstimmt[67]. In dem niedrigeren Energiebereich $W \approx 10$ bis 50 GeV lagen bisher keine Messungen vor, so daß der Meßbereich mit dieser Analyse zu kleineren Werten von W in den Übergangsbereich zu den Fixed-target-Experimenten hin ausgedehnt werden kann. Die Anpassung mit der Formel 6.8 wurde über den in dieser Analyse zugänglichen W-Bereich bis hin zu den Messungen bei niedrigen und den Messungen von ZEUS bei höheren Energien extrapoliert.

[67] Die Messungen für b_ρ von der ZEUS-Kollaboration 1997 und den Fixed-target-Experimenten wurden erhalten, indem die Funktion $d\sigma/d|t| = A_\rho\, e^{-b_\rho|t|+c't^2}$ angepaßt wurde.

6.6 Bestimmung des Wirkungsquerschnittes für $|t| < 0.5\,\text{GeV}^2$

Die bisher gemessenen Wirkungsquerschnitte sind begrenzt auf $0.073\,\text{GeV}^2 < |t| < 0.450\,\text{GeV}^2$. Die Bestimmung für den gesamten Bereich $|t_{min}| < |t| < 0.5\,\text{GeV}^2$ erfordert eine Extrapolation in den außerhalb des für die Messung zugänglichen Bereiches der Variablen $|t|$.

Dazu wird die an die Daten angepaßte Funktion 6.7 über $|t|$ von $|t_{min}| \approx 10^{-6}\,\text{GeV}^{-2}$ bis $|t_{max}| = 0.5\,\text{GeV}^{-2}$ integriert. Dieser Wert wird dann in den Bereich $2M_\pi < M_{\pi\pi} < M_\rho + 5\Gamma_\rho$ mit dem Korrekturfaktor von 1.13 (siehe Abschnitt 6.4 und Abbildung 6.7) extrapoliert.

Es ergibt sich somit für $25\,\text{GeV} < W < 70\,\text{GeV}$ und $|t| < 0.5$

$$\sigma(\gamma p \to \rho p) = (9.59 \pm 0.80(\text{stat.}) \pm 1.15(\text{syst.}))\,\mu\text{b}\,. \tag{6.9}$$

Die berechneten Wirkungsquerschnitte für die unterschiedlichen W-Intervalle sind in Abbildung 6.11 dargestellt. Die Zahlenwerte sind in Tabelle 6.7 zu finden. Der Wirkungsquerschnitt steigt mit W an. Dieser Anstieg ist konsistent mit einem Anstieg wie $W^{0.22}$, einem Wert, der innerhalb des Regge-Modells bei dem Austausch eines weichen Pomerons erwartet wird (siehe Abschnitt 2.1.2).

Ein Vergleich der hier gemessenen Wirkungsquerschnitte mit Resultaten aus früheren Analysen ist in Abbildung 6.12 dargestellt. Eingezeichnet sind weitere Datenpunkte für die elastische ρ-Meson Photoproduktion bei niedrigen Energien [Str76, Gla73, Bal73, Bal72, Ber72, Ale74, Par72, Jon68, Ast82], gewonnen aus Fixed-target-Experimenten, sowie solche aus früheren Analysen von H1 [H1-96a] und ZEUS [ZEU95, ZEU98, ZEU94].

Es wird deutlich, daß der Wirkungsquerschnitt für das größte W-Intervall $\langle W \rangle = 57.0\,\text{GeV}$ direkt mit anderen Messungen von ZEUS und H1 verglichen werden

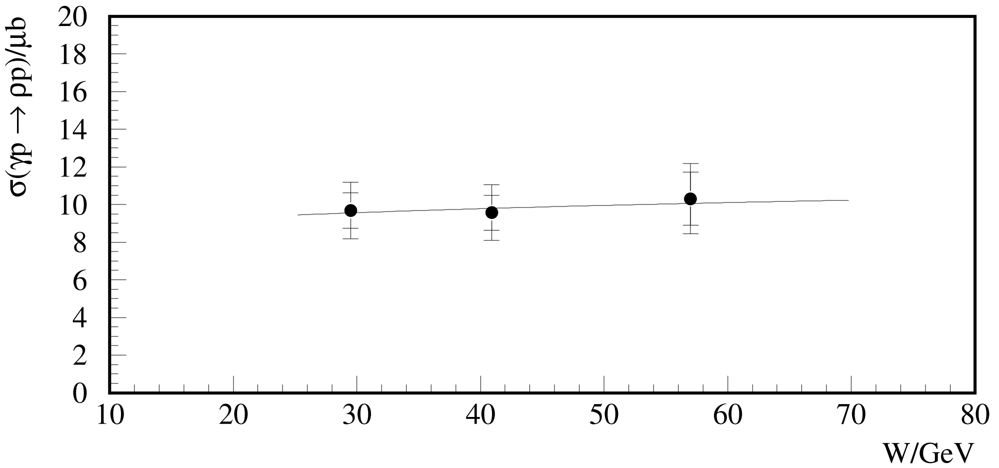

ABBILDUNG 6.11: *Darstellung des Wirkungsquerschnitts $\sigma(\gamma p \to \rho p')$ für $|t| < 0.5\,\text{GeV}^2$ für die drei W-Intervalle. Die Gerade zeigt $W^{0.22}$. Die statistischen Fehler (innerer Fehlerbalken) und die quadratische Summe aus den statistischen und systematischen Fehlern (äußerer Fehlerbalken) sind eingezeichnet.*

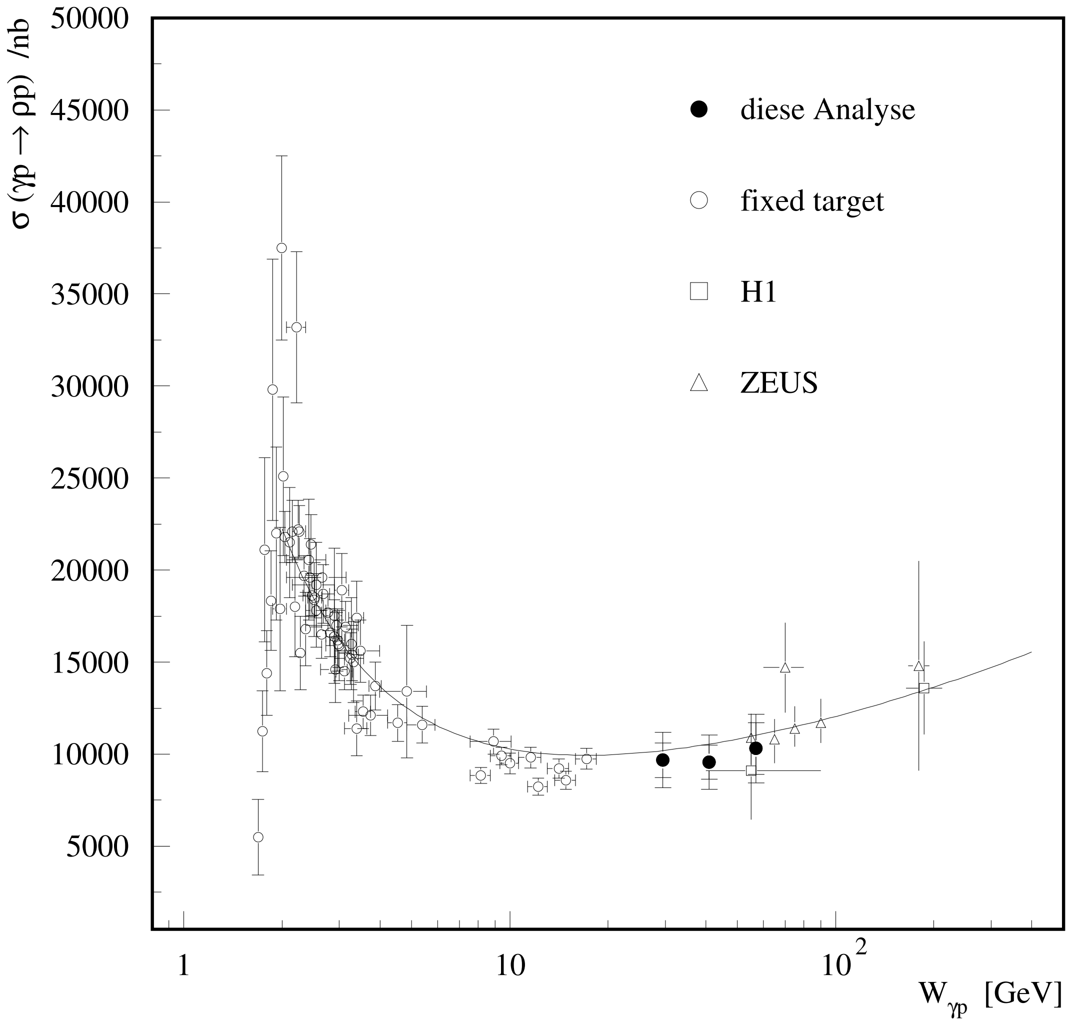

ABBILDUNG 6.12: *Darstellung des Wirkungsquerschnittes* $\sigma(\gamma p \to \rho p')$ *für* $|t| < 0.5$ *GeV*^{2} *und die drei* W*-Intervalle (ausgefüllte Kreise). Die hier dargestellten Fehler sind der statistische (innere Fehlerbalken) und die quadratische Summe des statistischen und systematischen Fehlers (äußerer Fehlerbalken). Die Anpassung basiert auf dem Reggeon- und Pomeron-Austausch innerhalb des Regge-Modells [Sch94, Don92].*

kann. Im Rahmen der Fehler zeigt sich eine gute Übereinstimmung. Die Messungen für die beiden anderen Intervalle ($\langle W \rangle = 29.5$ GeV, 40.9 GeV) erschließen einen Bereich, in dem bisher noch keine Messungen zur Verfügung standen.

Die in Abbildung 6.12 eingezeichnete Funktion basiert auf dem Reggeon- und Pomeron-Austausch innerhalb des Regge-Modells (siehe die Gleichungen 2.11, 2.16 und 2.17 aus dem Kapitel 2.1.2). Sie zeigt in dem gesamten Energiebereich eine gute Beschreibung der Daten.

W/GeV	$\langle W\rangle/\mathrm{GeV}$	$\sigma(\gamma p \to \rho p')/\mu b$
$25 < W \leq 35$	29.5	$9.68 \pm 0.94 \pm 1.16$
$35 < W \leq 48$	40.9	$9.57 \pm 0.93 \pm 1.12$
$48 < W < 70$	57.0	$10.31 \pm 1.40 \pm 1.23$
$25 < W \leq 70$	38.1	$9.59 \pm 0.80 \pm 1.15$

TABELLE 6.7: *Resultate für die Wirkungsquerschnitte* $\sigma(\gamma p \to \rho p')$ *für* $|t| < 0.5$ *GeV*^{2} *und die drei* W*-Intervalle sowie dem gesamten der Analyse zur Verfügung stehenden Meßbereichs von* W.

6.7 Zerfallswinkelverteilung

In dieser Analyse der Photoproduktion *ohne* Elektronnachweis sind nur die Winkel ϕ^* und $\theta*$ der Zerfallswinkelverteilung des ρ-Mesons zugänglich, da der Streuwinkel des Elektrons nicht gemessen wird. Daraus folgt, daß nur zwei Elemente der Spindichtematrix gemessen werden können. Das Element r^{04}_{00} mißt die Wahrscheinlichkeit, mit der das ρ-Meson die Helizität 0 hat. Da Photonen bei $Q^2 \approx 0$ überwiegend transversal polarisiert sind, ist hier ein sehr kleiner Wert zu erwarten, wenn die s-Kanal Helizität erhalten bleibt. Ebenso sollte dann das hier zugängliche Element r^{04}_{1-1} einen Wert von 0 haben. Dieses beschreibt die Wahrscheinlichkeit für eine Helizitätsumkehr. Die Berechnungsgrundlagen für die Matrixelemente wurden bereits in Abschnitt 2.2.2 vorgestellt.

Die Werte für r^{04}_{00} und r^{04}_{1-1} werden bestimmt, indem an die differentiellen $d\sigma/d\phi^*$ und $d\sigma/d\cos(\theta^*)$ die Funktionen

$$\frac{d\sigma}{d\phi^*} \propto \left(1 - 2r^{04}_{1-1}\ \cos 2\phi^*\right) \tag{6.10}$$

$$\frac{d\sigma}{d\cos(\theta^*)} \propto \left[1 - r^{04}_{00} + (3r^{04}_{00} - 1)\ \cos^2\theta^*\right] \tag{6.11}$$

angepaßt werden. In den Abbildungen 6.14 und 6.13 sind diese differentiellen Wirkungsquerschnitte normiert auf den nicht extrapolierten Wirkungsquerschnitt σ_{BW} aus Tabelle 6.4 dargestellt. Die Anpassung liefern

$$r^{04}_{1-1} = -0.017 \pm 0.032(\text{stat.}) \pm 0.020(\text{syst.}) \tag{6.12}$$

bei einem $\chi^2/ndf = 1.8$ und

$$r^{04}_{00} = 0.030 \pm 0.030(\text{stat.}) \pm 0.010(\text{syst.}) \tag{6.13}$$

bei einem $\chi^2/ndf = 1.9$.

Zur Abschätzung der systematischen Fehler aus der Sensitivität der Verteilungen auf die ortsabhängigen Ansprechwahrscheinlichkeiten der `DCRPhi_Ta`- und `zVtx_Cls`-Triggerelemente wird die Simulation benutzt.

Die Ansprechwahrscheinlichkeiten werden durch die Zuordnung von Ereignisgewichten im Rahmen der statistischen Fehler der in den Daten bestimmten Ansprechwahrscheinlichkeiten variiert und die Werte für r^{04}_{1-1} und r^{04}_{00} berechnet. Die größte Abweichung zu Mittelwert wird als systematischer Fehler betrachtet.

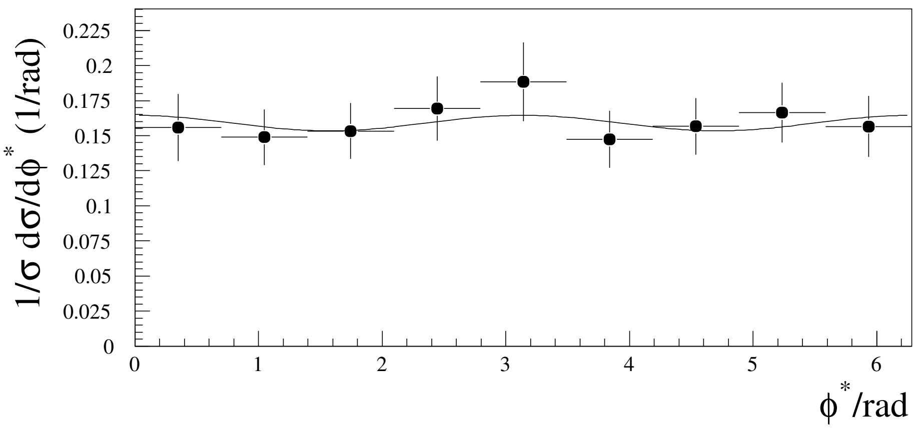

ABBILDUNG 6.13: *Der differentielle Wirkungsquerschnitt* $d\sigma/d\phi^*$ *normiert auf den Gesamtwirkungsquerschnitt. Es wurde eine Anpassung gemäß Gleichung 6.11 gemacht und* r^{04}_{1-1} *zu* $-0.017 \pm 0.032(\text{stat.}) \pm 0.020(\text{syst.})$ *bestimmt.*

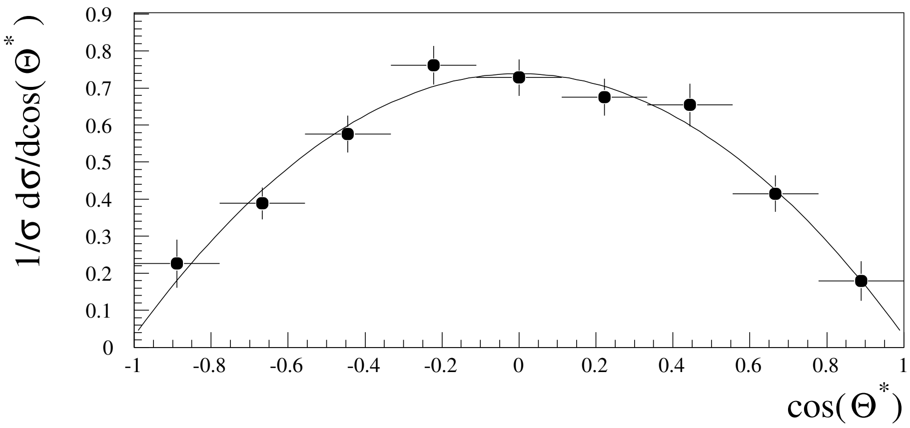

ABBILDUNG 6.14: *Der differentielle Wirkungsquerschnitt* $d\sigma/d\cos(\theta^*)$ *normiert auf den Gesamtwirkungsquerschnitt. Die eingezeichnete Funktion ergibt sich aus einer Anpassung gemäß Gleichung 6.11 und liefert einen Wert für* r^{04}_{00} *von* $0.030 \pm 0.030(\text{stat.}) \pm 0.010(\text{syst.})$.

Für beide Elemente der Spindichte Matrix ergibt sich ein kleiner Wert, der im Rahmen der Fehler mit einem Wert von 0 kompatibel ist. Das bedeutet, daß das ρ-Meson überwiegend in den Spin-Eigenzuständen ± 1 und nicht 0 beobachtet wird, so daß dieses Ergebnis konsistent ist mit einer Erhaltung der s-Kanal Helizität[68].

Das hier vorgestellte Ergebnis bestätigt andere Analysen bei gleichen oder auch niedrigeren Photon-Proton-Schwerpunktsenergien [H1-96a, ZEU98, Bal70]. Allerdings hat sich gezeigt, daß bei der Elektroproduktion von φ-Mesonen die s-Kanal-Helizität nicht mehr erhalten bleibt [H1-00b]. Bei der Elektroproduktion von ρ-Mesonen wurde eine Amplitude für die Helizitätsumkehr gefunden [ZEU99, ZEU00b], so in [H1-00a] 8%.

[68] Da nicht alle Elemente der Spindichtematrix berechnet werden können, kann aus diesem Ergebnis nicht gefolgert werden, daß die s-Kanal Helizität erhalten bleibt.

Dies kann darauf hinweisen, daß bei hohen Werten von Q^2 der γp-Wirkungsquerschnitt eine stärkere Abhängigkeit von W aufweist als bisher vermutet.

Kapitel 7

Zusammenfassung

Der Elektron-Proton-Speicherring HERA ermöglicht das Studium von Ereignissen der elastischen Photoproduktion von ρ-Mesonen $\gamma p \to \rho p'$ ($\rho \to \pi^+\pi^-$) unter dem Nachweis des diffraktiv gestreuten Protons. Dabei ist die Photon-Proton-Schwerpunktsenergie um ein Vielfaches höher als bei Fixed-target-Experimenten, bei denen die Produktion von Vektormesonen zuerst experimentell untersucht wurde.

Bei HERA dienen die Elektronen als Quelle quasireeller Photonen, die in ein virtuelles $q\overline{q}$-Paar fluktuieren. Dieses virtuelle Vektormeson hat die Quantenzahlen des Photons und kann hadronisch wechselwirken. Im Rahmen der Regge-Theorie wird diese diffraktive Wechselwirkung durch den Austausch der Pomeron-Trajektorie beschrieben. Dieses Modell beschreibt erfolgreich die bei Hadron-Hadron-Kollisionen beobachtete schwache Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes von der Photon-Proton-Schwerpunktsenergie W sowie die exponentielle Abhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnitts $d\sigma/d|t| \propto \exp(-b|t|)$ von dem quadrierten Viererimpulsübertrag am Protonvertex $|t|$.

Die Daten, auf denen diese Analyse basiert, wurden in dem Zeitraum Januar bis April 1999 mit dem H1-Detektor aufgezeichnet. Es kollidierten Elektronen der Energie 27.6 GeV mit Protonen der Energie von 920 GeV. Die zur Verfügung stehende Luminosität beträgt 2.98 pb^{-1}. In der vorliegenden Arbeit wurden Ereignisse der elastischen Photoproduktion von ρ-Mesonen $\gamma p \to \rho p'$ ohne Nachweis des Elektrons untersucht. Das elastisch gestreute Proton wird direkt im Vorwärts-Proton-Spektrometer gemessen. Der zugängliche Energiebereich des gestreuten Protons ist hier gegeben mit $E_{p'} > 900$ GeV (d.h. $x_{\mathbb{P}} = 1 - E_{p'}/E_p < 0.02$). Die Energieauflösung beträgt $\Delta E \approx 5.5$ GeV.

Nach der Selektion verbleiben 1574 Ereignisse in dem Bereich $Q^2 < 1\,\text{GeV}^2$, $25\,\text{GeV} < W < 70\,\text{GeV}$ ($\langle W \rangle = 38.1$ GeV), $0.6\,\text{GeV} < M_{\pi\pi} < 1.1\,\text{GeV}$ und $0.073\,\text{GeV}^2 < |t| < 0.450\,\text{GeV}^2$ ($\langle |t| \rangle = 0.206\,\text{GeV}^2$), wobei jeweils drei Intervalle für W ($\langle W \rangle = 29.5$ GeV, 40.9 GeV und 57.0 GeV) und $|t|$ ($\langle |t| \rangle = 0.108\,\text{GeV}^2$, $0.301\,\text{GeV}^2$ und $0.184\,\text{GeV}^2$) gebildet werden. Die Ergebnisse dieser Analyse können wie folgt zusammengefaßt werden:

- Die Verteilung der invarianten Masse ist asymmetrisch. Wie innerhalb des Söding-Modells beschrieben, ist dies zurückzuführen auf die Interferenz von resonanter ρ-Meson- und nichtresonanter $(\pi^+\pi^-)$-Produktion. Diese Schiefe wächst mit geringer werdenden Werten für $|t|$ an, was ebenso in Daten aus Fixed-target-Experimenten beobachtet wird. Eine Abhängigkeit von W zeigt sich nicht.

- Es werden die Wirkungsquerschnitte jeweils für den Prozeß $\gamma p \to (\pi^+\pi^-)p'$ und für die resonante ρ-Meson-Erzeugung $\gamma p \to \rho p'$ bestimmt. Es ergeben sich für beide Wirkungsquerschnitte Werte, die für den Massenbereich dieser Analyse im Rahmen von 1% übereinstimmen.

  Für den gesamten W-Bereich dieser Analyse ($\langle W\rangle = 38.1$ GeV) und extrapoliert in den Massenbereich $2M_\pi < M_{\pi\pi} < M_\rho + 5\Gamma_\rho$ ergibt sich ein Wirkungsquerschnitt für die resonante ρ-Meson Produktion von $(4.45 \pm 0.42\ (\text{stat.})\ \pm 0.55(syst.))$ µb.

- Das $|t|$-Spektrum für den resonanten Prozeß $\gamma p \to \rho p'$ wird direkt mit dem Vorwärtsprotonspektrometer erfaßt. Es zeigt ein Verhalten gemäß $d\sigma/d|t| = A_\rho\ \exp(-b_\rho|t|)$. Für den gesamten W-Bereich ergibt sich ein Wert für den Steigungsparameter von $b_\rho = (10.31 \pm 0.77(\text{stat.}) \pm 0.52(\text{syst.}))$ GeV $^{-2}$. Der Wert des höchsten W-Intervalls kann mit Messungen von H1 und ZEUS verglichen werden. Er zeigt eine gute Übereinstimmung.

- Eine Messung von b_ρ in mehreren W-Intervallen erlaubt mit dem Ausdruck $b_\rho(W) = b_0 + 2\alpha'_{\mathbb{P}}\ \ln(W^2)$ die Bestimmung von $\alpha'_{\mathbb{P}}$. Aus der Messung ergibt sich $\alpha'_{\mathbb{P}} = (0.3 \pm 0.4\ (\text{stat.}))$ GeV^{-2}. Dieser Wert ist im Rahmen der Fehler kompatibel mit dem Wert von $\alpha'_{\mathbb{P}} = 0.25$ GeV^{-2}, der aus Anpassungen an Daten von Hadron-Hadron-Streuexperimenten erhalten wurde.

- Eine Extrapolation des Wirkungsquerschnittes $\sigma(\gamma p \to \rho p)$ für $2M_\pi < M_{\pi\pi} < M_\rho + 5\Gamma_\rho$ in den Bereich $|t|_{\text{min}} < |t| < 0.5$ GeV^2 wird mit dem gemessenen Wert des Steigungsparameters b_ρ vorgenommen. Es ergibt sich damit ein Wert von $\sigma(\gamma p \to \rho p) = (9.59 \pm 0.80(\text{stat.}) \pm 1.15(\text{syst.}))$ µb .

- Betrachtet man die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes $\sigma(ep \to \rho p')$ von W, so zeigen sie im Rahmen der Fehler eine Abhängigkeit wie $W^{0.22}$.

  Mit der Bestimmung des Wirkungsquerschnittes bei $\langle W\rangle = 57.0$ GeV ist ein Bereich zugänglich, in dem ähnliche Messungen von ZEUS und H1 durchgeführt wurden. Es kommt im Rahmen der Fehler zu einer guten Übereinstimmung. In den beiden unteren W-Intervallen liegen bisher keine Vergleichsmessungen vor, so daß mit den hier vorgestellten Ergebnissen der Übergangsbereich zu den Fixed-target-Experimenten erschlossen wird.

- Aus der Analyse der Zerfallswinkelverteilung der Pionen können zwei Elemente der Spindichtematrix gemessen werden: Das Element r^{04}_{00} entspricht der Wahrscheinlichkeit, daß das ρ-Meson die Helizität 0 hat. Es wird zu $r^{04}_{00} = 0.030 \pm 0.030(\text{stat.}) \pm 0.010(\text{syst.})$ bestimmt. Das Element r^{04}_{1-1} beschreibt die Wahrscheinlichkeit für eine Helizitätsumkehr und hat einen Wert von $r^{04}_{1-1} = -0.017 \pm 0.032(\text{stat.}) \pm 0.020(\text{syst.})$. Da das Elektron unerkannt im Strahlrohr entweicht, können nicht alle Elemente der Matrix gemessen werden. Es folgt aus dieser Messung, daß die Daten kompatibel mit der Erhaltung der s-Kanal-Helizität sind.

Zusammenfassend läßt sich folgern, daß die hier vorgestellte Messung die Aussagen des Regge- und Vektormeson-Dominanz-Modells in der Beschreibung der diffraktiven elastischen Photoproduktion von ρ-Mesonen stützt. Ein Teil der Daten kann mit anderen Messungen von ZEUS und H1 verglichen werden. Es zeigt sich eine gute Übereinstimmung.

Dies ist die erste Messung mit den horizontalen Stationen des FPS bei H1. Es hat sich gezeigt, daß sie ein verläßliches Instrument sind, mit dem es möglich ist, das diffraktiv gestreute Proton zu vermessen. In den Datennahmeperioden ab April 1999 bis 2000 ist die Datenmenge etwa verdreifacht worden. Damit ergibt sich die Möglichkeit, die statistischen Fehler zu verringern. Zusätzlich kann die Anzahl der Intervalle in W und $|t|$ vergrößert werden, was insbesondere die Messung von $\alpha'_{\mathbb{P}}$ verbessern wird.

Bei einem kleinen Teil der Daten kann das Elektron in einem der Kleinwinkel-Elektron-Detektoren nachgewiesen werden. Mit der geplanten Luminositätserhöhung nach der Fertigstellung des Umbaus von HERA im Jahr 2001 wird etwa eine 5-fach erhöhte Luminosität erwartet. Mit ihr sollte es auch möglich sein, ausreichend Statistik für die Ereignisse mit einem nachgewiesenen Elektron selektieren zu können, so daß eine vollständige Analyse der Zerfallswinkelverteilung des ρ-Mesons in diesem Energiebereich möglich wird.

Anhang A

Kriterien der Spurselektion

Hier soll kurz dargestellt werden, welche Parameter für die Spurerkennung benutzt wurden.

Der Algorithmus zur Spurselektion [Wes97] läßt die Einstellung folgendender Spurparameter zu:

p, p_t:	Impuls bzw. transversaler Impuls einer Spur
$\theta_{min}, \theta_{min}$:	minimaler und maximaler Winkel einer Spur, begrenzt durch die geometrische Akzeptanz der jeweiligen Detektoren.
$\vert d_{CA}\vert$:	geringster radialer Abstand der nicht an einen Vertex angepaßten Spur zum Primärvertex des Ereignisses.
R_0:	Abstand in der $r - \phi$-Ebene zwischen einer extrapolierten Spur vor der Vertexanpassung und dem Ereignisvertex
R_{Start}:	Abstand des ersten Treffers in der $r - \phi$-Ebene zur z-Achse
R_{Spur}:	radiale Spurlänge
θ_{cut}:	Winkel zur Definition verschiedener Kriterien an die Spurlänge
χ^2_{Spur}:	χ^2-Wert der Anpassung einer Spur an die getroffenen Drähte
$\chi^2_{Spur,Vtx}$:	χ^2-Wert der Anpassung einer Spur an den Vertex
$\chi^2_{Spur,CF}$:	χ^2-Wert der Anpassung einer kombinierten Spur zwischen der Vorwärtsspurkammer und der CJC
N_{CJC}:	Anzahl der Treffer in der CJC
RPTPHTH:	Wird der Wert dieses Steuerparameters auf 1 gesetzt, werden doppelte Spuren beseitigt.
N_{Pl}:	Anzahl der primären und sekundären planaren Segmente
N_{PR}:	Anzahl der radialen und planaren Segmente

Die in dieser Analyse verwendeten Werte der Parameter sind in Tabelle A.1 dargestellt. Zudem wurden nur Spuren selektiert, die vom primären Vertex stammen. Es wurden desweiteren die zentralen den kombinierten Spuren und denen in der Vorwärtsspurkammer bevorzugt.

Variable		Wert	
Vorwärtsspuren			
p_t	$\geq$	0.001	GeV
θ_{min}	$=$	6.0	Grad
θ_{max}	$=$	25.0	Grad
R_0	$\leq$	10.0	cm
χ^2_{Spur}	$\leq$	10.0	
$\chi^2_{Spur,Vtx}$	$\leq$	25.0	
N_{Pl}	$\geq$	1.0	
N_{PR}	$\geq$	2.0	
dp/p	$\leq$	1.0	
Cp	$\geq$	0.500	GeV
zentrale Spuren			
p_t	$\geq$	0.150	GeV
θ_{min}	$=$	20.0	Grad
θ_{max}	$=$	160.0	Grad
$\lvert d_{CA}\rvert$	$\leq$	2.0	cm
R_{Start}	$\leq$	50.0	cm
θ_{cut}	$=$	150.0	Grad
$R_{Spur}(\theta \geq \theta_{cut})$	$\geq$	10.0	cm
$R_{Spur}(\theta < \theta_{cut})$	$\geq$	5.0	cm
RPTPHTH	$=$	1.0	
N_{CJC}	$\leq$	0.0	
kombinierte Spuren			
p_t	$\geq$	0.100	GeV
θ_{min}	$=$	0.0	Grad
θ_{max}	$=$	18.0	Grad
$\lvert DCA\rvert$	$\leq$	5.0	cm
R_{Start}	$\leq$	50.0	cm
R_{Spur}	$\geq$	0.0	cm
N_{CJC}	$\leq$	0.0	
$\chi^2_{Spur,CF}$	$\leq$	50.0	
$\chi^2_{Spur,Vtx}$	$\leq$	50.0	
dp/p	$\leq$	1.0	

TABELLE A.1: *Die in dieser Analyse verwendeten Einstellungen zur Selektion von Spuren im H1-Detektor.*

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Literaturverzeichnis

[Ale74] G. ALEXANDER et al. (1974): *Study of high-energy photoproduction with positron annihilation radiation*, Phys. Rev. **D9**, 644.

[Ast82] D. ASTON et al. (1982): *Photoproduction of ρ^0 and ω on hydrogen at photon energies of 20 GeV to 70 GeV*, Nucl. Phys. **B209**, 56.

[Bä94] J. BÄHR et al. (1994): *Test of fiber detector readout by position sensitive photomultipliers*, Nucl. Instrum. Meth. **A348**, 713.

[Bal70] J. BALLAM et al. (1970): *Conservation of s-channel-helicity in ρ^0 photoproduction*, Phys. Rev. Lett. **24**, 960.

[Bal72] J. BALLAM et al. (1972): *Bubble chamber study of Photoproduction by 2.8 GeV and 4.7 GeV polarized photons.*, Phys. Rev. **D5**, 545.

[Bal73] J. BALLAM et al. (1973): *Vector meson production by polarized photons at 2.8 GeV, 4.7 GeV, and 9.3 GeV*, Phys. Rev. **D7**, 3150.

[Bas96] U. BASSLER et al. (1996): *QESCAT - Electron identification software in H1PHAN*, Interner H1-Bericht .

[Bau78] T. H. BAUER, R. D. SPITAL, D. R. YENNIE und F. M. PIPKIN (1978): *The hadronic properties of the photon in high-energy interactions*, Rev. Mod. Phys. **50**, 261.

[Ben99] T. BENISCH et al. (1999): *The L4/Dice1 Data Logging*, Interner H1-Bericht .

[Ber72] C. BERGER et al. (1972): *Elastic Photoproduction of ρ^0 and ϕ^0 Mesons from Hydrogen*, Phys. Lett. **39B**, 659.

[Ber95] R. BERNET (1995): *Production of $D^{*\pm}$ Mesons Measured with the H1 Detector at HERA*, Dissertation, Universität Zürich, ETHZ-IPP Internal Report 95-2.

[Cas98] C. CASO et al. (1998): *Review of particle physics*, Eur. Phys. J. **C3**, 1.

[Che61] G. F. CHEW und S. C. FRAUTSCHI (1961): *Principle of equivalence for all strongly interacting particles within the S matrix framework*, Phys. Rev. Lett. **7**, 394.

[Cle99] B. CLERBAUX (1999): *Electroproduction elastique de mésons ρ à HERA*, Dissertation, Universität Brüssel, DESY-THESIS-1999-001.

[Col77] P. COLLINS (1977): An introductio to regge theory and high energy physics (Cambridge University Press, Cambridge).

[Don84] A. DONNACHIE und P. V. LANDSHOFF (1984): pp *and* $p\overline{p}$ *Elastic Scattering*, Nucl. Phys. **B 231**, 189.

[Don86] A. DONNACHIE und P. V. LANDSHOFF (1986): *Dynamics of elastic scattering*, Nucl. Phys. **B 267**, 690.

[Don92] A. DONNACHIE und P. V. LANDSHOFF (1992): *Total cross-sections*, Phys. Lett. **B296**, 227, `hep-ph/9209205`.

[Gla73] G. GLADDING (1973): *Measurement of Photoproduction of* ρ^0 *and* ω^0 *Mesons in Hydrogen*, Phys. Rev. **D8**, 3721.

[Gou83] K. GOULIANOS (1983): *Diffractive interactions of hadrons at high energies*, Phys. Rep. **101**(3), 169.

[Gro94] A. S. GROUP (1994): *GEANT – Detector Description and Simulation Tool CERN Program Library Long Writeup W5013*, CERN Computing and Networks Division , `http://wwwinfo.cern.ch/asdoc/geant_html3/geantall.html`.

[Gro00] D. GROOM et al. (2000): *Review of Particle Physics, Particle Data Group*, The European Physical Journal **C15**, 1, `http://pdg.lbl.gov`.

[H1-93a] H1-CALORIMETER GROUP, B. ANDRIEU et al. (1993): *Beam tests and calibration of the H1 Liquid Argon Calorimeter with electrons*, Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. **A 350**, pp. 57.

[H1-93b] H1-CALORIMETER-GROUP, B. ANDRIEU et al. (1993): *Results from the pion calibration runs for the H1 liquid arggon calorimeter*, Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. **A 336**, pp. 498.

[H1-96a] H1-KOLLABORATION, S. AID et al. (1996): *Elastic photoproduction of* ρ^0 *mesons at HERA*, Nucl. Phys. **B 463**, 3.

[H1-96b] H1-SPACAL-GROUP, T. NICHOLLS et al. (1996): *Performance of an electromagnetic lead/scintillating-fibre calorimeter for the H1 detector.*, Nucl. Inst. Meth. Phys. Res. **A 374**, 149.

[H1-97a] H1-KOLLABORATION, I. ABT et al. (1997): *The H1 detector at HERA*, Nucl. Instrum. Meth. **A386**, 310.

[H1-97b] H1-KOLLABORATION, I. ABT et al. (1997): *The tracking, calorimeter and muon detectors of the H1 experiment at HERA*, Nucl. Instrum. Meth. **A386**, 348.

[H1-97c] H1-SPACAL-GROUP, R. D. APPUHN et al. (1997): *The H1 lead/scintillating-fibre Calorimetre*, Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. **A 386**, 397.

[H1-99] H1-KOLLABORATION, C. ADLOFF et al. (1999): *Measurement of leading proton and neutron production in deep inelastic scattering at HERA*, Eur. Phys. J. **C6**, 587, `hep-ex/9811013`.

[H1-00a] H1-KOLLABORATION, C. ADLOFF et al. (2000): *Elastic electroproduction of* ρ*-mesons at HERA*, Eur. Phys. J. **C13**, 371, `hep-ex/9902019`.

[H1-00b] H1-KOLLABORATION, C. ADLOFF et al. (2000): *Measurement of elastic electroproduction of Phi mesons at HERA*, Phys. Lett. **B483**, 360, hep-ex/0005010.

[H1-01] H1-KOLLABORATION, C. ADLOFF et al. (2001): *Measurement of D^* Production and F_2^c in Deep Inelastic Scattering at HERA* (In Vorbereitung).

[HER97] HERA (1997): *HERA Status-Bericht*, Interner HERA-Bericht .

[HER00] HERA (2000): *HERA accelerator studies*, Interner HERA-Bericht .

[Hil97] K. HILLER et al. (1997): *Experience with position-sensitive photomultipliers from the H1 forward proton spectrometer*, Nucl. Instrum. Meth. **A387**, 56.

[Iof69] B. L. IOFFE (1969): *Space-time picture of photon and neutrino scattering and electroproduction cross-section asymptotics*, Phys. Lett. **B30**, 123.

[Jac64] J. D. JACKSON (1964): *Remarks on the phenomenological analysis of resonances*, Nuovo Cim. **34**, 1644.

[Jon68] W. G. JONES et al. (1968): *Forward Photoproduction of Vector-Mesons from Hydrogen at Energies from 6.5 GeV to 17.8 GeV*, Phys. Rev. Lett. **21**, 586.

[Joo76] P. JOOS et al. (1976): *Rho Production by virtual photons*, Nucl. Phys. **B113**, 53.

[Laf95] G. D. LAFFERTY und T. R. WYATT (1995): *Where to stick your data points: The treatment of measurements within wide bins*, Nucl. Instrum. Meth. **A355**, 541.

[Lan90] P. V. LANDSHOFF (1990): *Diffractive Processes*, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **12**, 397.

[Leo94] W. R. LEO (1994): Techniques for nuclear and particle physics experiments (Springer Verlag).

[Lev99] S. LEVONIAN (1999): *H1 Lumi Summary*
http://www-h1.desy.de/h1/www/h1det/lumi/summary_tables/summary.html.

[Lis93] B. LIST (1993): *Diffraktive J/Ψ-Produktion in Elektron-Proton-Stößen am Speichering HERA*, Diplomarbeit, Technische Universität Berlin (Unveröffentlicht).

[Lis97] B. LIST (1997): *Tiefunelastische ep-Streuung bei HERA unter dem Nachweis eines vorwärts gestreuten Protons*, Dissertation, Universität Hamburg, DESY-F11-F22-97-03.

[Lis99] B. LIST und A. MASTROBERARDINO (1999): *DIFFVM: A Monte Carlo Generator for diffractive processes in ep scattering*, in: Monte Carlo generators for HERA Physics (Hg. A. T. DOYLE, G. GRINDHAMMER, G. INGELMAN und H. JUNG), 396–404 (DESY).

[Lub93] V. LUBIMOV (1993): *Particle separation by likelihood analysis of dE/dx measurements in H1 Track chambers*, Interner H1-Bericht H1-11/93-329 .

[MK00] H. MAHLKE-KRÜGER (2000): *Photoproduktion bei HERA unter dem Nachweis eines vorwärts gestreuten Protons*, Dissertation, Universität Hamburg, DESY-THESIS-2000-004.

[Moh00] S. MOHRDIECK (2000): *Inelastische J/Ψ-Erzeugung in Elektroproduktion am H1-Experiment bei HERA*, Dissertation, Universität Hamburg, DESY-Thesis-2000-059.

[Par72] J. PARK et al. (1972): *The reaction $\gamma p \to \rho^0 p$ at 5.5 GeV to 18 GeV*, Nucl. Phys. **B36**, 404.

[Reg59] T. REGGE (1959): *Introduction to complex orbital momenta*, Nuovo Cim. **14**(5), 951.

[Reg60] T. REGGE (1960): *Bound states, shadow states and Mandelstam representation*, Nuovo Cim. **18**(5), 947.

[Ros66] M. ROSS und L. STODOLSKY (1966): *Photon Dissociation Model for Vector-Meson Photoproduction*, Phys. Rev. **149**, 1172.

[Ros93] J. ROSSBACH und P. SCHMÜSER (1993): *Basic course on accelerator optics*, Interner Report DESY M–93–03 (Unveröffentlicht).

[Rys98] M. G. RYSKIN und Y. M. SHABELSKI (1998): *Role of a nonresonance background in the ρ^0-meson diffractive electro- and photoproproduction*, Phys. Atom. Nucl. **61**, 81, `hep-ph/9701407`.

[Sak69] J. J. SAKURAI (1969): *Vector meson dominance and high-energy electron proton inelastic scattering*, Phys. Rev. Lett. **22**, 981.

[Sak72] J. J. SAKURAI und D. SCHILDKNECHT (1972): *Generalized vector dominance and inelastic electron - proton scattering*, Phys. Lett. **B40**, 121.

[SC99] H. SCHULTZ-COULON, E. ELSEN, T. NICHOLLS, J. COUGHLAN und H. RICK (1999): *A general scheme for optimization of trigger rates in an experiment with limited bandwidth*, IEEE Trans. Nucl. Sci. **46**, 915.

[Sch73] K. SCHILLING und G. WOLF (1973): *How to analyze vector meson procution in inelastic lepton scattering*, Nucl. Phys. **B61**, 381.

[Sch94] G. SCHULER und T. SJÖSTRAND (1994): *Towards a complete describtion of high-energy photoproduction*, Nucl. Phys. **B 407**, 539.

[Sö66] P. SÖDING (1966): *On the Apparent Shift of the ρ-Meson Mass in Photoproduction*, Phys. Lett. **19**, 702.

[Str76] W. STRUCZINSKI et al. (1976): *Study of Photoproduction on Hydrogen in a streamer Chamber with tagged Photons for 1.6 GeV$< E(\gamma) <$ 6.3 GeV*, Nucl. Phys. **B108**, 45.

[vE00] P. VAN ESCH et al. (2000): *The H1 Forward Proton Spectrometer at HERA*, Nucl. Instrum. Meth. **A446**, 409, `hep-ex/0001046`.

[vW34] C. F. V. WEIZSÄCKER (1934): *Ausstrahlung bei Stößen sehr schneller Elektronen*, Z. Phys. **88**, 612.

[Wes97] L. WEST (1997): *How to use the Heavy Flavour Working Group Muon and Electron Selection Code (H1PHAN version $\geq$3.00/00)*, Interner H1-Bericht .

[Wil34] E. J. WILLIAMS (1934): *Nature of high energy particles of penetrating radiation and status of ionization and radiation formulae*, Phys. Rev. **45**, 729.

[Wil93] K. WILLE (1993): Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen (Teubner, Stuttgart).

[Wil95] T. WILKSEN (1995): *Untersuchung eines positionsempfindlichen Photomultipliers mit dem Schwerpunkt Programmentwicklung für die Datenauslese*, Diplomarbeit Universität Hamburg (Unveröffentlicht).

[Wil01] T. WILKSEN (2001): *Nachweis vorwärts gestreuter Protonen in der tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuung mit dem Vorwärtsprotonenspektrometer von H1*, Dissertation, Universität Hamburg, DESY-Thesis-2001-007.

[ZEU94] ZEUS-KOLLABORATION, M. DERRICK et al. (1994): *Measurement of total and partial photon proton cross- sections at 180 GeV center-of-mass energy*, Z. Phys. **C63**, 391.

[ZEU95] ZEUS-KOLLABORATION, M. DERRICK et al. (1995): *Measurement of elastic ρ^0 photoproduction at HERA*, Z. Phys. **C69**, 39, `hep-ex/9507011`.

[ZEU96a] ZEUS-KOLLABORATION, M. DERRICK et al. (1996): *Measurement of elastic omega photoproduction at HERA*, Z. Phys. **C73**, 73.

[ZEU96b] ZEUS-KOLLABORATION, M. DERRICK et al. (1996): *Measurement of elastic ϕ photoproduction at HERA*, Phys. Lett. **B 377**, 259.

[ZEU97] ZEUS-KOLLABORATION, M. DERRICK et al. (1997): *Measurement of elastic ρ^0 photoproduction at HERA using the ZEUS leading proton spectrometer*, Z. Phys. **C73**, 253.

[ZEU98] ZEUS-KOLLABORATION, M. DERRICK et al. (1998): *Elastic and Proton-Dissociative ρ^0 Photoproduction at HERA*, Eur. Phys. J. **C 2**, 247.

[ZEU99] ZEUS-KOLLABORATION, J. BREITWEG et al. (1999): *Exclusive electroproduction of ρ^0- and J/ψ-mesons at HERA*, Eur. Phys. J. **C6**, 603, `hep-ex/9808020`.

[ZEU00a] ZEUS-KOLLABORATION, J. BREITWEG et al. (2000): *Measurement of diffractive photoproduction of vector mesons at large momentum transfer at HERA*, Eur. Phys. J. **C14**, 213, `hep-ex/9910038`.

[ZEU00b] ZEUS-KOLLABORATION, J. BREITWEG et al. (2000): *Measurement of the spin-density matrix elements in exclusive electroproduction of ρ^0-mesons at HERA*, Eur. Phys. J. **C12**, 393, `hep-ex/9908026`.

Danksagung

Als erstes möchte ich Herrn Prof. Dr. W. Bartel danken, nicht nur für die sehr gute Betreuung selbst aus dem doch so nahen Japan und die aufgebrachte Geduld, sondern auch dafür, daß er einem Quereinsteiger die Mitarbeit in der FPS Gruppe ermöglichte. Es war eine überaus interessante und spannende Zeit, den Detektor beim Laufenlernen zu betreuen und schließlich auch die mit ihm genommenen Daten auszuwerten.

Herrn Prof. Dr. Büßer gilt mein herzlicher Dank für die Übernahme des Zweitgutachtens und die wohlwollende Unterstützung in vielen Bereichen während der Zeit der Promotion.

Bei Herrn Dr. Dau möchte ich mich besonders für seine Vermittlung und Motivation bedanken. Ohne ihn wäre ich nicht an das Desy gekommen. Hier möchte ich auch einen Dank an Prof. Dr. H. J. Gils senden für seine große Unterstützung und Motivation.

Hanna und Tim danke ich für die hervorragende Zusammenarbeit, ihre Unterstützung und die angenehme Zeit mit und auch nach der Physik. In diesem Zusammenhang möchte ich auch Andreas, Dirk, Duncan, Helge, Katja, Stephan und Susanne danken, mit denen man nicht nur über alle Belange in der Physik diskutieren kann. Das nette und freundschaftliche Arbeitsklima hinterläßt einen bleibenden Eindruck.

Ein weiterer Dank gilt Dr. M. Kapishin, Dr. K. Hiller, Dr. S. Kotelnikov und A. Astvatsatourov für die vielen lebhaften Diskussionen über alles rund um das FPS und die gemeinsame Jagt nach immer mehr und immer besseren Daten. An dieser Stelle möchte ich einen besonderen Dank an Dr. B. List senden, der nicht nur in meinen Anfängen bei H1 der Ansprechpartner "für alle Fälle" war.

Ohne Herrn H.-J. Seidel wäre das FPS nicht das, was es heute darstellt, und die hier analysierten Daten gäbe es nicht. Ihm sei herzlichst gedankt für seinen unermüdlichen Einsatz zu jeder Tages- und Nachtzeit.

Während der Monate, in denen ich in der "HERA-Cohabitation-Taskforce" tätig war, habe ich große Unterstützung von vielen Teilen der H1-Kollaboration erhalten. Für diese möchte ich mich an dieser Stelle nocheinmal herzlich bedanken.

Genau genommen hat mein Physiklehrer in der Oberstufe am HGG, Herr Hölck, einen wesentlichen Anteil am Zustandekommen dieser Arbeit geleistet. Er war es, der mich schließlich für die Physik begeistern und gewinnen konnte. Ohne seinen Einfluß hätte ich mich nicht in das Physikstudium gestürzt - und diese Arbeit gäbe es gar nicht. Aus diesem Grunde: Vielen Dank, Herr Hölck!

Besonderer Dank gilt den Freunden in Kiel und ganz besonders Sandra. Sie standen mir jederzeit mit Rat, Unterstützung und Verständnis zur Seite.

Der Schluß dieser Arbeit ist ein Ehrenplatz. An dieser Stelle möchte ich mich bei meinen Eltern bedanken. Ohne sie und ihre immerwährende Unterstützung wäre ich nicht da, wo ich jetzt bin.