Untersuchungen zur exklusiven Produktion von ρ^0- und ϕ-Mesonen in ep-Streuung am H1 Experiment bei HERA

Diplomarbeit

Dorothea Samtleben
Universität Hamburg
Fachbereich Physik
Max-Planck-Institut für Physik, München
Werner-Heisenberg-Institut

Hamburg

April 1997

Untersuchungen zur exklusiven Produktion von ρ^0- und ϕ-Mesonen in ep-Streuung am H1 Experiment bei HERA

Diplomarbeit

Universität Hamburg
Fachbereich Physik
Max-Planck-Institut für Physik, München
Werner-Heisenberg-Institut

vorgelegt von

Dorothea Samtleben

Hamburg
April 1997

Inhaltsverzeichnis

Einleitung

Natur pflegt sich versteckt zu halten
Heraklit

Das derzeitige Wissen über den Aufbau der Materie gründet sich zum Großteil auf die Ergebnisse von Streuexperimenten. Bei diesen werden beschleunigte Teilchen auf die zu untersuchende Materie geschossen, so daß anhand der beobachteten Streuung deren innere Strukturen sichtbar werden. Je größer die Energie der Teilchen ist, desto kleinere Strukturen können aufgelöst werden.
In den heutzutage zugänglichen kleinen Dimensionen werden die Streureaktionen durch die Wechselwirkungen zwischen verschiedenen Elementarteilchen beschrieben. Die Elementarteilchen werden in zwei Arten eingeteilt, *Leptonen* und *Quarks*. Die Streureaktionen können durch das Wirken von drei der vier fundamentalen Wechselwirkungen, der *elektromagnetischen*, der *schwachen* und der *starken* Kraft, beschrieben werden. Die Gravitation hat in diesen Größenordnungen gegenüber den anderen Wechselwirkungen einen völlig vernachlässigbaren Einfluß. Die verschiedenen Wechselwirkungen werden dabei durch Austauschteilchen vermittelt, die als *Eichbosonen* bezeichnet werden.
Die Eichbosonen der elektromagnetischen Kraft, die Photonen, zeigten bei verschiedenen Experimenten neben ihrer direkten Kopplung auch das Verhalten von stark wechselwirkenden Teilchen, sogenannten Hadronen, so daß ihnen auch eine hadronische Struktur zugeordnet wurde. Die Reaktionen von Hadronen werden durch die starke Kraft dominiert. Den Hadronen sowie den die starke Kraft vermittelnden *Gluonen* wird eine als Farbe bezeichnete Eigenschaft zugeordnet, die diese Wechselwirkung charakterisiert. Die Beschreibung der Wechselwirkung erfolgt durch die *Quantenchromodynamik* (QCD).
Bei Hadron-Hadron-Kollisionen spielen *diffraktive* Prozesse eine große Rolle, die dadurch charakterisiert sind, daß bei ihnen kein Quantenzahlenaustausch und damit auch kein Farbaustausch zwischen den Streupartnern stattfindet. Diese Prozesse können wegen der hadronischen Struktur des Photons auch in Lepton-Hadron-Streureaktionen betrachtet werden.
Am **D**eutschen **E**lektronen **Sy**nchrotron (DESY) können diffraktive Reaktionen mit Hilfe der **H**adron **E**lektron **R**ing **A**nlage (HERA) untersucht werden. Als Leptonen stehen dort hochenergetische Elektronen zur Verfügung, die mit hochenergetischen

Protonen kollidieren. Aus technischen Gründen werden seit 1994 Positronen statt Elektronen verwendet.
Der Impulsübertrag der bei HERA verwendeten Leptonen kann bis zu 10^5 GeV^2 erreichen, wodurch es möglich ist, Strukturen bis zu 10^{-18} m aufzulösen. Durch die hohe Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} \simeq 300$ GeV ermöglicht HERA die Untersuchung diffraktiver Reaktionen in einem bisher nicht zugänglichen kinematischen Bereich.
Ein spezieller diffraktiver Streuprozeß ist die exklusive Produktion von Vektormesonen, bei der aus der Streuung eines virtuellen Photons an einem Proton ein Vektormeson entsteht ($\gamma^* p \to V p$). Anhand dieses Prozesses können sowohl Informationen über den hadronischen Aufbau des Photons als auch über die Diffraktion gewonnen werden.
Es zeigte sich in bisherigen Experimenten, daß die Reaktion bei den leichten Vektormesonen ρ^0, ω und ϕ und bei kleinen Impulsüberträgen sehr gut mit Hilfe phänomenologischer Modelle aus der *Regge-Theorie* durch weiche Streuprozesse über ein farbloses Objekt, das sogenannte *Pomeron*, darstellbar ist. Allerdings ergaben Untersuchungen zum einen beim schwereren Vektormeson J/Ψ bei kleinen Impulsüberträgen und zum anderen bei den leichten Vektormesonen bei höheren Impulsüberträgen erhebliche Abweichungen von diesen Beschreibungen.
Mit zunehmender Härte der Energieskala, bestimmt durch den Impulsübertrag oder die Masse des betreffenden Vektormesons, findet offenbar ein Übergang von weichen Streuprozessen, die durch einen einfachen Pomeronaustausch beschreibbar sind, zu harten Streuprozessen statt, für die auch sehr kleine Strukturen des Protons eine wesentliche Rolle spielen.
Die Untersuchung der exklusiven Produktion von verschiedenen Vektormesonen in unterschiedlichen kinematischen Bereichen bietet die Möglichkeit, Aufschluß über diesen Übergang zu gewinnen.
In dieser Arbeit soll anhand der vom H1 Detektor bei HERA gewonnenen Daten die exklusive Produktion der leichten Vektormesonen ρ^0 und ϕ im Bereich hoher Photon-Proton-Schwerpunktsenergien und kleiner Impulsüberträge untersucht werden.
Im ersten Kapitel wird ein Überblick über die theoretische Beschreibung der tiefinelastischen Streuung und über die verschiedenen Modelle zur Beschreibung der diffraktiven Reaktionen gegeben. Kapitel zwei stellt den H1 Detektor am HERA Speicherring und die Datennahme vor. Im dritten Kapitel wird ein Überblick über die zur Akzeptanzbestimmung verwendeten Monte Carlo-Daten gegeben. Anschließend werden im vierten Kapitel die Auswahlkriterien der Ereignisse und im folgenden Kapitel die Methoden zur Rekonstruktion der kinematischen Größen erläutert. Die für die Rekonstruktion der Reaktion notwendige Akzeptanz- und Untergrundbestimmung wird im sechsten Kapitel beschrieben. Im letzten Kapitel werden die Ergebnisse dieser Analyse vorgestellt und diskutiert. Abschließend erfolgt eine Zusammenfassung der Ergebnisse der Arbeit.

Kapitel 1

Elastische Produktion von Vektormesonen

1.1 Tiefinelastische Streuung

Die Positron-Proton-Streureaktionen bei HERA werden, wie in Abbildung 1.1 skizziert, durch den Austausch von Photonen, den Eichbosonen der elektromagnetischen Kraft, sowie Eichbosonen der schwachen Kraft vermittelt. Dabei wird anhand der Ladung des Eichbosons zwischen Ereignissen des neutralen Stroms (**N**eutral **C**urrent) und Ereignissen des geladenen Stroms (**C**harged **C**urrent) unterschieden. Bei einem Ereignis des neutralen Stroms dienen Photonen und Z^0-Bosonen als Austauschteilchen. Bei den Ereignissen des geladenen Stroms koppelt ein W^+ an das Positron, so daß im Endzustand ein Antineutrino vorhanden ist.
Die Reaktionen der schwachen Wechselwirkung werden durch die große Masse der Z^0- und W-Bosonen von $m_Z \simeq 91$ GeV und $m_W \simeq 80$ GeV gegenüber denen der elektromagnetischen Wechselwirkung unterdrückt. Für das Verhältnis der jeweiligen Wirkungsquerschnitte gilt:

$$\frac{\sigma(Z^0, W)}{\sigma(\gamma)} \propto |\frac{Q^2}{Q^2 + m_{Z,W}^2}|^2 \tag{1.1}$$

Dabei bezeichnet Q^2 den Viererimpulsübertrag des Positrons (siehe Abschnitt 1.1.1).
Die durch Z^0- und W-Bosonen vermittelten Reaktionen spielen demgemaß nur bei sehr hohen Impulsüberträgen des Positrons eine Rolle. Bei dieser Analyse können diese Reaktionen vernachlässigt werden, da der Impulsübertrag Q^2 deutlich kleiner als die Massen der Z^0- und W-Bosonen ist.
Streureaktionen, bei denen der Impulsübertrag sehr klein ist ($Q^2 \simeq 0$ GeV^2), werden als

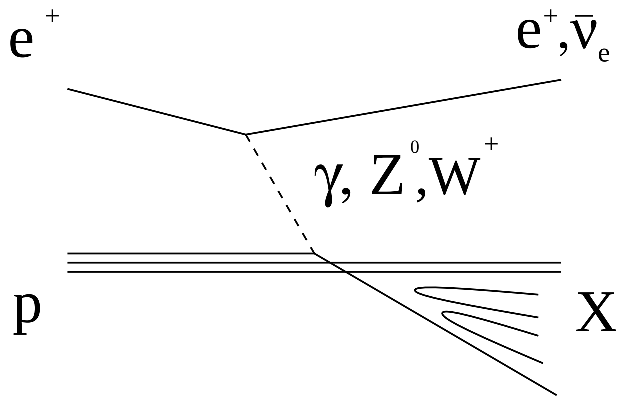


Abbildung 1.1: Graphische Darstellung der Positron-Proton-Streuung. Hierbei stellt e^+ das Positron, p das Proton, $\bar{\nu}_e$ ein Antineutrino, γ ein Photon, Z^0 das neutrale Austauschteilchen und W^+ das positiv geladene Austauschteilchen der schwachen Wechselwirkung dar. X bezeichnet einen beliebigen hadronischen Endzustand.

Photoproduktion bezeichnet. Bei diesen Reaktionen ist das vermittelnde Photon quasireell. Reaktionen mit hohen Impulsüberträgen $Q^2 \gg 1$ GeV^2 werden als *tiefinelastische* Ereignisse bezeichnet. Experimentell sind die tiefinelastischen Ereignisse des neutralen Stroms bei H1 dadurch ausgezeichnet, daß das gestreute Positron im Hauptdetektor nachweisbar ist.
Diese Bedingung erforderte bis 1995 einen Impulsübertrag von $Q^2 \geq 4$ GeV^2. Durch das neue Rückwärtskalorimeter von H1 konnte diese Grenze auf $Q^2 \geq 1$ GeV^2 gesenkt werden.

1.1.1 Kinematische Variablen

In Abbildung 1.2 sind bei den einzelnen Teilchen der Streureaktion die Bezeichnungen ihrer Viererimpulse angegeben, wie sie hier verwendet werden. Dabei bezeichnet k den Viererimpuls des einlaufenden Positrons, k' den Viererimpuls des gestreuten Positrons, P den Viererimpuls des einlaufenden Protons, P_X den Viererimpuls des hadronischen Systems des Endzustands und q den Viererimpuls des Photons.
Folgende kinematischen Variablen werden zur Beschreibung der tiefinelastischen Streuung verwendet:

- $s = (k + p)^2$

  s ist das Quadrat der Positron-Proton-Schwerpunktsenergie

- $W_{\gamma p}^2 = (q + p)^2$

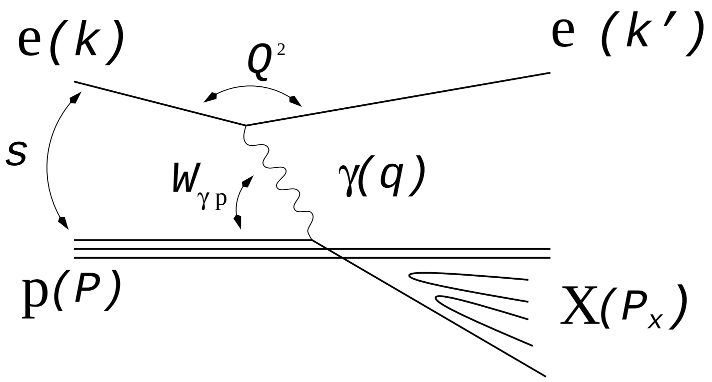


Abbildung 1.2: Veranschaulichung der kinematischen Variablen der tiefinelastischen Streuung

$W_{\gamma p}$ bezeichnet die Photon-Proton-Schwerpunktsenergie

- $Q^2 = -q^2 = -(k - k')^2$

  Für den Impulsübertrag des Positrons gilt $q^2 < 0$ GeV^2. Daher wird als Variable $Q^2 = -q^2$ verwendet. Q^2 wird auch als *Virtualität* des Photons bezeichnet.

- $y = qP/kP$

  Die Skalenvariable y gibt im Ruhesystem des Protons den relativen Energieverlust des Positrons an.

- $x = Q^2/2pq$

  x wird Bjorkensche Skalenvariable genannt. Im Quark-Parton-Modell stellt sie den Impulsanteil des wechselwirkenden Partons dar.

Bei fester Schwerpunktsenergie s sind von den kinematischen Variablen nur zwei unabhängig. Es gilt die Beziehung:

$$Q^2 = sxy. \tag{1.2}$$

1.1.2 Berechnung von Wirkungsquerschnitten

Ein Maß für die Häufigkeit einer Reaktion ist der Wirkungsquerschnitt. Für jede Reaktion kann aus der Anzahl der gemessenen Ereignisse der Positron-Proton-Wirkungsquerschnitt folgendermaßen berechnet werden:

$$\sigma_{ep} = \frac{N_{korr} C}{L} \tag{1.3}$$

Hierbei bedeuten:

N_{korr}: akzeptanzkorrigierte Anzahl der gefundenen Ereignisse,
C : Untergrundkorrekturfaktor,
L : integrierte Luminosität.

Die Luminosität ist ein Maß für die Eigenschaften der kollidierenden Strahlen und ist als Proportionalitätsfaktor zwischen der Anzahl der stattfindenden Reaktionen und dem Wirkungsquerschnitt einer Reaktion definiert. Sofern eine Reaktion anhand von bestimmten Zerfällen der Endprodukte studiert wird, müssen zusätzlich die Verzweigungsverhältnisse dieser Zerfälle berücksichtigt werden.
Anstelle eines Positron-Proton-Wirkungsquerschnittes (σ_{ep}) wird häufig der Photon-Proton-Wirkungsquerschnitt ($\sigma_{\gamma p}$) angegeben. Für die Umrechnung von σ_{ep} in $\sigma_{\gamma p}$ ist es notwendig, dem Positron einen Photonenfluß zuzuordnen. Dazu wird die Weizsäcker-Williams-Methode benutzt [Wei34, Wil34, Smi92]. Sie beschreibt das elektromagnetische Feld einer sich schnell bewegenden Ladung als Strom virtueller Photonen.
Reelle Photonen können als masselose Teilchen mit Spin eins ausschließlich eine transversale Polarisation besitzen. Die Richtungen des elektrischen und des magnetischen Feldes stehen dabei senkrecht zur Bewegungsrichtung des Photons. Virtuelle Photonen können dagegen auch einen Anteil an longitudinaler Polarisation aufweisen.
Man erhält also für den virtuellen Photonenfluß zwei Anteile, einen transversalen Anteil Γ_T und einen longitudinalen Anteil Γ_L. Bei Vernachlässigung der Massen des Positrons und des Protons und unter der Vorausetzung $Q^2 \ll E_e^2$ ergibt sich für die beiden Anteile:

$$\Gamma_T(y,Q^2) = \frac{\alpha}{\pi}\frac{(1-y+\frac{1}{2}y^2)}{y\ Q^2} \tag{1.4}$$

$$\Gamma_L(y,Q^2) = \frac{\alpha}{\pi}\frac{(1-y)}{y\ Q^2} \tag{1.5}$$

α ist dabei die Feinstrukturkonstante der elektromagnetischen Wechselwirkung. Die angegebenen Formeln werden als Weizsäcker-Williams-Näherung bezeichnet.
Der ep-Wirkungsquerschnitt kann nun in einen γp-Wirkungsquerschnitt umgerechnet werden. Bei der in dieser Analyse betrachteten Reaktion $ep \to eVp$ ergibt sich bei der Berechnung des γp-Wirkungsquerschnittes:

$$\frac{d^2\sigma(ep\to eVp)}{dy\ dQ^2} = \Gamma_T\sigma_T^{\gamma^*p} + \Gamma_L\sigma_L^{\gamma^*p} \tag{1.6}$$

$$= \Gamma_T(\sigma_T^{\gamma^*p} + \epsilon\sigma_L^{\gamma^*p}) \tag{1.7}$$

$$= \Gamma_T\sigma(\gamma^*p\to Vp) \tag{1.8}$$

$$\Rightarrow\ \sigma(\gamma^*p\to Vp) = \frac{1}{\Gamma_T}\frac{d^2\sigma(ep\to eVp)}{dy\ dQ^2} \tag{1.9}$$

V steht für das entstandene Vektormeson. ϵ bezeichnet das Verhältnis von longitudinalem zu transversalem Photonenfluß.

$$\epsilon = \frac{\Gamma_L}{\Gamma_T} = \frac{1-y}{1-y+\frac{1}{2}y^2} \tag{1.10}$$

Die in dieser Analyse verwendeten Daten umfassen den Bereich von $0,02 < y < 0,2$ (siehe Abschnitt 6.1) und damit in ϵ den Bereich von $0,97 < \epsilon < 1$. Die Anteile von longitudinalem und transversalem Photonenfluß sind somit in diesem kinematischen Bereich fast gleich.

1.2 Diffraktion

Diffraktive Streureaktionen sind dadurch charakterisiert, daß an den einzelnen Vertizes keine Quantenzahlen außer dem Drehimpuls ausgetauscht werden. Das bedeutet auch, daß keinerlei Farbaustausch stattfindet. Eine diffraktive Reaktion kann durch Austausch eines farbneutralen Objektes, des sogenannten *Pomerons*, dargestellt werden. In Abbildung 1.3 sind verschiedene diffraktive Reaktionen der Positron-Proton-Streuung dargestellt.
Für die Beschreibung der Wechselwirkung des Photons mit dem Pomeron wird das Photon gemäß dem Vektormesonen-Dominanz-Modell als Überlagerung verschiedener hadronischer Zustände dargestellt (siehe Abschnitt 1.2.1).
Man unterscheidet zwischen doppelt dissoziativen, einfach dissoziativen und elastischen Reaktionen, welche in Abbildung 1.3 a)-d) dargestellt sind. Bei doppelt dissoziativen Ereignissen tritt Dissoziation sowohl am Photon- wie auch am Protonvertex auf, bei einfach dissoziativen Ereignissen nur an einem der beiden Vertizes. Bei den elastischen Ereignissen bleiben beide Streupartner intakt. Nach dem Vektormesonen-Dominanz-Modell fluktuiert das Photon in ein virtuelles Vektormeson, welches über die Wechselwirkung mit dem Pomeron reell wird. Die elastische Reaktion wird auch als exklusive Vektormesonproduktion bezeichnet.
Bei der tiefinelastischen Lepton-Nukleon-Streuung können sich zwischen dem vom Photon im Proton getroffenen Quark und dem Protonrest durch die vorhandenen Farbfelder weitere Hadronen bilden (siehe Abbildung 1.2). Da diese Farbfelder bei diffraktiven Reaktionen fehlen, tritt eine Lücke zwischen den Endzuständen der streuenden Teilchen auf [DGM96, Phi95]. Diese Lücke wird als *Rapiditäts-Lücke* zwischen den Endzuständen vom Photon-Vertex und vom Proton-Vertex im Experiment beobachtet [H1 94a, ZEU93]. Die Pseudorapidität η hängt mit dem Polarwinkel θ über folgende Beziehung zusammen:

$$\eta = -\ln\left(\tan\frac{\theta}{2}\right) \tag{1.11}$$

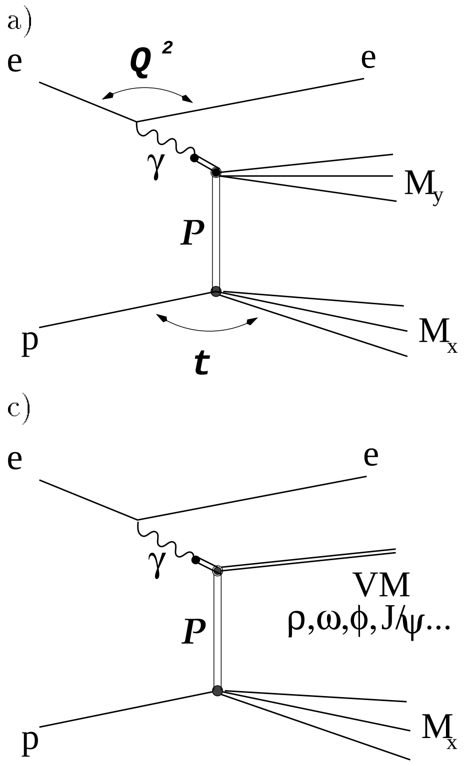


Abbildung 1.3: Graphische Darstellung von diffraktiven Streureaktionen : a) Doppelt dissoziative Reaktion, b) und c) einfach dissoziative Reaktionen und d) elastische Reaktion

Zusätzlich zu den kinematischen Variablen der tiefinelastischen Streuung wird bei der Beschreibung diffraktiver Reaktionen der Viererimpulsübertrag t des Protons auf das Pomeron verwendet:

$$t = (P - P_X)^2 \tag{1.12}$$

Dabei ist P der Viererimpuls des einlaufenden Protons und P_X der Viererimpuls des hadronischen Endzustands vom Pomeron-Proton-Vertex. Letzterer entspricht bei den Reaktionen, bei denen nur am Photon-Pomeron-Vertex Dissoziation auftritt sowie bei den elastischen Reaktionen dem gestreuten Proton.
Bei diffraktiven Reaktionen fällt der Wirkungsquerschnitt exponentiell mit dem Impulsübertrag des Protons. Es treten also vor allem Ereignisse mit kleinen Impulsüberträgen t auf.

1.2.1 Das Pomeron

Die Regge-Theorie

Diffraktive Ereignisse können mit Modellen beschrieben werden, die auf der Regge-Theorie basieren [Col77]. Dabei spielen die Eigenschaften der die Streuung vermittelnden Austauschteilchen eine spezielle Rolle.

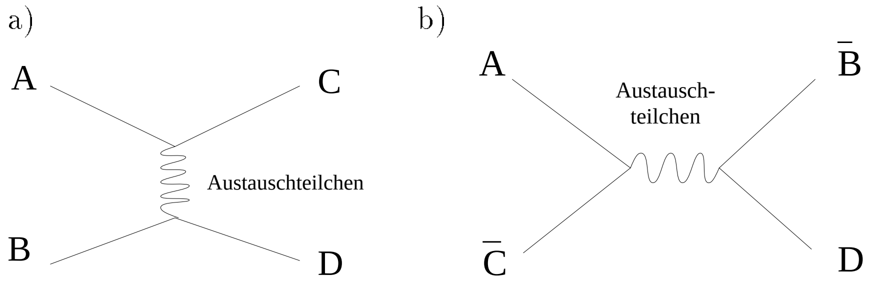


Abbildung 1.4: Zweiteilchen-Streureaktionen mit gleicher Streuamplitude

Abbildung 1.4 zeigt zwei Streureaktionen mit gleicher Streuamplitude. Diese Amplitude ist durch die Austauschteilchen festgelegt.

In der Regge-Theorie werden Streureaktionen zwischen Hadronen durch *Trajektorien* bestimmt. Alle Teilchen, die bei Erhaltung der Quantenzahlen in dieser Reaktion ausgetauscht werden können, werden in Trajektorien zusammengefaßt. Die Trajektorien besitzen die Form: $\alpha(t) = \alpha(0) + \alpha' t$. Die Parameter einer Trajektorie sind durch die Massen und die Spins der ausgetauschten Teilchen in eindeutiger Art bestimmt. Beim Auftragen des Spins gegen das Massenquadrat der Austauschteilchen erhält man Punkte auf der Trajektorie wie es in Abbildung 1.5 für eine spezielle Mesonen-Trajektorie dargestellt ist.

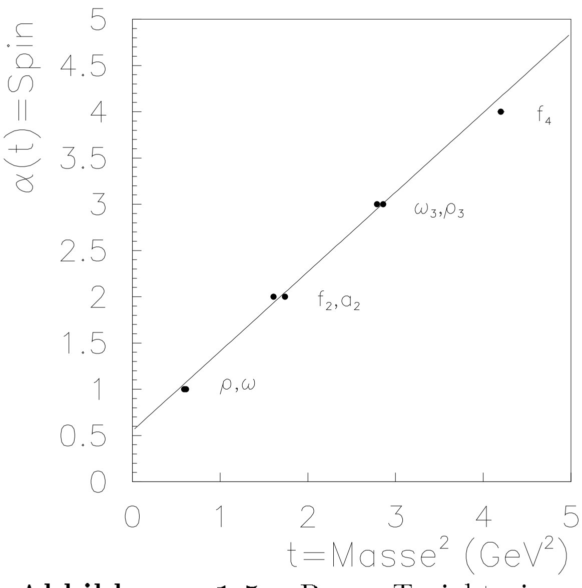


Abbildung 1.5: Regge-Trajektorie von ρ^0, ω, f, a

Bei einer elastischen Streureaktion zweier Teilchen A und B ($A + B \rightarrow A + B$), die durch eine einzige Trajektorie beschrieben werden kann, ergibt sich für den Wirkungsquerschnitt:

$$\frac{d\sigma_{el}}{dt} = \frac{1}{16\pi s^2}|A(s,t)|^2 = \frac{1}{16\pi}\ \beta_A^2(t)\ \beta_B^2(t)\ \left(\frac{s_{AB}}{s_0}\right)^{2\alpha(t)-2} \tag{1.13}$$

Dabei ist $A(s,t)$ die Streuamplitude. Die verschiedenen $\beta_x(t)$ beschreiben die Kopplung des Teilchens x an die Trajektorie. Die Regge-Theorie macht keine Aussage über die Form der $\beta_x(t)$. Zur Skalierung wird eine Energie s_0 benutzt.
Mit Hilfe des optischen Theorems kann aus dem elastischen Wirkungsquerschnitt der totale Wirkungsquerschnitt berechnet werden:

$$\sigma_{tot} = \frac{1}{s}\mathrm{Im\ A}(s, t=0) = \frac{1}{16\pi}\beta_A(0)\beta_B(0)\ \left(\frac{s_{AB}}{s_0}\right)^{\alpha(0)-1} \tag{1.14}$$

Die Parameter der Trajektorie bestimmen also den Verlauf des Wirkungsquerschnittes der Streureaktion mit der Schwerpunktsenergie s und dem Impulsübertrag t.

Die Pomeron-Trajektorie

Die Hadron-Hadron-Streuung wird in der Regge-Theorie mit Hilfe der in Abbildung 1.5 dargestellten Mesonen-Trajektorie beschrieben. Da der Achsenabschnitt $\alpha(0)$ dort 0,55 beträgt, erwartet man einen Verlauf des Wirkungsquerschnittes gemäß $s^{0,55-1}$, also einen Abfall mit der Schwerpunktsenergie.
Experimentell wurde der Abfall jedoch nur bei kleinen Schwerpunktsenergien gefunden, bei Werten von $s > 100\ \mathrm{GeV}^2$ steigt der Wirkungsquerschnitt wieder an.
Diese Beobachtung erforderte die Einführung einer weiteren Trajektorie mit $\alpha(0) > 1$ [DL86, DL92]. Sie muß die Quantenzahlen des Vakuums tragen, damit sie zur elastischen Streuung beitragen kann.
Die Parameter dieser Trajektorie wurden aus den Daten der Hadron-Hadron-Streuung bestimmt:

$$\alpha_P(t) = 1,0808 + 0,25\ \mathrm{GeV}^{-2}\ t. \tag{1.15}$$

Diese neue Trajektorie wird als Pomeron-Trajektorie bezeichnet. Es sind keine Teilchen bekannt, die auf dieser Trajektorie liegen, aber es gibt Spekulationen, daß sogenannte *Gluonenbälle* darauf liegen [Lan94].
Die Pomeron-Trajektorie bestimmt den Verlauf des Wirkungsquerschnittes bei hohen Schwerpunktsenergien wie der bei HERA erreichten Energie von $W_{\gamma p} \simeq 100$ GeV. Die in Abbildung 1.5 abgebildete Trajektorie besitzt in diesem kinematischen Bereich kaum noch Bedeutung.
Im einfachen Pomeronmodell wird auch die t-Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes

durch die Parameter der Pomeron-Trajektorie bestimmt. Für die Funktionen $\beta_x(t)$ wird ein exponentieller Abfall mit t angenommen:

$$\beta_x(t) \propto e^{B_x t}. \tag{1.16}$$

Aus den Gleichungen 1.14 und 1.16 ergibt sich:

$$\frac{d\sigma}{dt} \propto e^{bt} \tag{1.17}$$

$$b = B_{AB}(s_0) + 2\alpha'_P \, ln\frac{s_{AB}}{s_0} \tag{1.18}$$

$B_{AB}(s_0)$ ist dabei ein von den Streupartnern abhängiger Parameter.

Das Vektormesonen-Dominanz-Modell (VDM)

Die Beschreibung der Hadron-Hadron-Streuung ist auf die Photon-Proton-Streuung mit Hilfe des **V**ektormesonen-**D**ominanz-**M**odells übertragbar [Fre67, Joo67, Bau78]. Das Photon wird dabei als Überlagerung eines direkt koppelnden Photons $|\gamma_B\rangle$ mit verschiedenen Vektormesonen betrachtet:

$$|\gamma\rangle = N|\gamma_B\rangle + \sum_V \frac{e}{f_V}|V\rangle \tag{1.19}$$

Die Parameter f_V sind Kopplungskonstanten, die aus der leptonischen Zerfallsbreite der Vektormesonen bestimmt werden können.
So kann die γp-Streuung durch einen hadronischen Streuprozeß beschrieben werden:

$$\sigma(\gamma^* p \to Vp) = \frac{4\pi}{f_V^2}\sigma(Vp \to Vp) \tag{1.20}$$

Das Modell ist zunächst nur für $Q^2 \simeq 0$ GeV^2 anwendbar, kann aber auf den Bereich $Q^2 > 0$ GeV^2 erweitert werden. Dabei erhält man unterschiedliche Ausdrücke für den transversalen und den longitudinalen Wirkungsquerschnitt.
Bei der exklusiven Produktion von Vektormesonen ergibt sich:

$$\frac{\sigma_T(Q^2)}{\sigma_T(0)} = \frac{1}{(1+\frac{Q^2}{m_V^2})^2} \tag{1.21}$$

$$\frac{\sigma_L(Q^2)}{\sigma_L(0)} = \frac{\sigma_T(Q^2)}{\sigma_T(0)}\xi\frac{Q^2}{m_V^2} \tag{1.22}$$

Der Parameter ξ wurde experimentell in der Größenordnung von eins bestimmt.
Entsprechend dem Verlauf der Wirkungsquerschnitte für hadronische Streuprozesse

wurde für die Photoproduktion bei hohen Schwerpunktsenergien $W_{\gamma p}$ ein geringer Anstieg mit $W_{\gamma p}$ erwartet [SS93]:

$$\frac{d\sigma}{dt}|_{t=0} \propto s^{2(\alpha_P(0)-1)} = W_{\gamma p}^{4(\alpha_P(0)-1)} = W_{\gamma p}^{4\times 0,0808} \tag{1.23}$$

Dieses Verhalten wurde in den Experimenten bei HERA bestätigt [H1 92, ZEU92]. Bei der exklusiven Produktion leichter Vektormesonen (ρ^0, ω, ϕ) in Photoproduktion konnte dieser Verlauf ebenfalls beobachtet werden [H1 96c, ZEU96c, ZEU96b, ZEU96a].
Die in Abbildung 1.5 abgebildete Trajektorie ist ausschließlich für die Erzeugung der aus u- und d-Quarks zusammengesetzten Vektormesonen von Bedeutung. Ihr Einfluß spielt nur bei niedrigem $W_{\gamma p}$ eine Rolle.
Bei Betrachtung der Produktion des aus s-Quarks zusammengesetzten ϕ Mesons ist eine reine Studie der Pomeron-Trajektorie möglich [VC70].
Der Wirkungsquerschnitt der exklusiven Photoproduktion von J/Ψ steigt erheblich stärker mit $W_{\gamma p}$ an als nach den Parametern der Pomeron-Trajektorie erwartet wird. Ein steilerer Anstieg mit $W\gamma p$ ist auch bei der exklusiven Vektormesonproduktion bei $Q^2 > 7$ GeV^2 zu finden [H1 96b, H1 96e, ZEU95a, ZEU96d]. Die Beschreibung mit Hilfe der Regge-Theorie in Verbindung mit dem Vektormesonen-Dominanz-Modell scheint hier seine Gültigkeit zu verlieren [Lan87, DL95].

Das Pomeron als Gluonenpaar

Es gibt verschiedene Ansätze, das Pomeron innerhalb der Quantenchromodynamik (QCD) durch einen Austausch von Gluonen zu beschreiben. Da es sich beim Pomeron um ein farbloses Objekt handelt, müssen mindestens zwei Gluonen ausgetauscht werden.
Die Austauschteilchen der verschiedenen Wechselwirkungen werden mathematisch durch sogenannte *Propagatoren* dargestellt. Da Gluonen keine Masse besitzen, ergibt sich in ihrem Propagator eine Singularität. Bei der störungstheoretischen Beschreibung des Austausches von zwei Gluonen führt dieses zu einer Singularität der Streuamplitude. Durch die Zuordnung von einer effektiven Masse für die Gluonen kann diese Schwierigkeit beseitigt werden [LN87, HKN93, DL89, Cud90].
Die Q^2-Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes wird in diesen Modellen bei $Q^2 > 8$ GeV^2 zu Q^{-6} vorausgesagt [Cud90, DL95].

Mehrfacher Pomeronaustausch

Bei der elastischen Reaktion ist neben dem einfachen auch mehrfacher Pomeronaustausch möglich. Es gibt Modelle, die versuchen, den steileren Anstieg des Wirkungsquerschnittes bei hohem Q^2 oder großer Masse des beteiligten Vektormesons mit Hilfe des mehrfachen Austausches von Pomeronen zu erklären [HKK95]. Die Parameter der einfachen Trajektorie werden dabei zu Funktionen der Masse des Vektormesons und der Virtualität des Photons. Die t-Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes ist wie im einfachen Pomeronbild durch Formel 1.18 beschreibbar, aber B_{AB} hängt hier auch von Q^2 ab.

1.2.2 Modelle der Quantenchromodynamik

Für die Beschreibung der exklusiven Vektormesonproduktion mit Hilfe von störungstheoretischen Methoden der Quantenchromodynamik (**p**erturbative **Q**uanten**c**hromo**d**ynamik, pQCD) ist es notwendig, daß eine harte Energieskala vorliegt. Die Energieskala wird bei der exklusiven Vektormesonproduktion durch den Impulsübertrag des Positrons Q^2, die Masse des Vektormesons m_V oder den Impulsübertrag des Protons t festgelegt. Die perturbativen Modelle sind also nur bei hohem Q^2 oder schweren Vektormesonen oder bei großem t anwendbar.
Zwei dieser Modelle werden im folgenden vorgestellt.

Das Modell von Ryskin

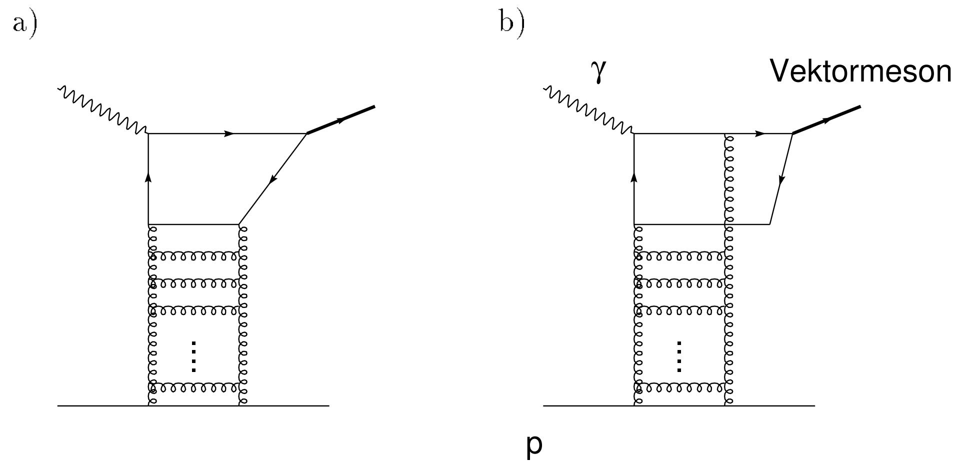


Abbildung 1.6: Diagramme zur exklusiven Vektormesonproduktion in der Beschreibung durch Gluonenleitern.

Das Modell von Ryskin wurde zur Beschreibung der elastischen Photoproduktion von J/Ψ-Mesonen entwickelt [Rys93, Rys96, Krü95]. Es ist auch auf die Produktion leichter Vektormesonen bei $Q^2 > 0$ GeV^2 erweiterbar.

In diesem Modell wird die Wechselwirkung zwischen dem Photon und dem Proton durch ein farbneutrales System aus Gluonen beschrieben. Dabei können sich die in Abbildung 1.6 dargestellten Leiterdiagramme ergeben.
Bei der Rechnung werden als Näherung die führenden Terme in $\alpha_s \, ln \, Q^2$ aufsummiert, wobei α_s die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung darstellt. Diese Art der Näherung wird als **L**_eading_ **L**_og_ **A**_pproximation_ (LLA) bezeichnet.
Als Ergebnis erhält man den Ausdruck:

$$\frac{d\sigma_T}{dt} = [F_N^{2G}(t)]^2 \frac{\alpha_s^2 \Gamma_{ee}^V m_V^3}{3\alpha_{em}} \pi^3 \left[\bar{x} G(\bar{x}, \bar{q}^2) \frac{2\bar{q}^2 - |p_t^V|^2}{(2\bar{q}^2)^3} \right]^2 \tag{1.24}$$

$$\frac{d\sigma_L}{dt} = -\frac{q^2}{m_V^2} \frac{d\sigma_T}{dt} \tag{1.25}$$

Dabei wird $\bar{x} = 4\bar{q}^2/s$ und $\bar{q}^2 = (|q|^2 + m_V^2 + (p_t^V)^2)/4$ definiert.

Es gilt dabei:

Γ_{ee}^V: Zerfallsbreite von $V \to e^+e^-$
m_V: Masse des Vektormesons
p_t^V: Transversalimpuls des Vektormesons bezüglich der Photonrichtung im hadronischen Schwerpunktssystem
$\bar{x}G(\bar{x}, \bar{q}^2)$: Gluondichte des Protons

$F_N^{2G}(t)$ stellt einen Zwei-Gluon-Formfaktor dar, der näherungsweise dem elektromagnetischen Proton-Formfaktor entspricht. Er enthält die t-Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes. Er muß experimentell gemessen werden. Das Modell trifft also keine Voraussage für die t-Abhängigkeit.
Der Wirkungsquerschnitt ist in diesem Modell proportional zum Quadrat der Gluondichte. Wie bei HERA gemessen wurde, steigt diese mit kleinen x und großem Q^2 stark an [H1 94b, ZEU95b]. Dieser Anstieg sollte ebenso beim diffraktiven Wirkungsquerschnitt bei großen Q^2 zu beobachten sein.
Bei großen Q^2 dominiert nach dem Modell von Ryskin der longitudinale Anteil des Wirkungsquerschnittes. Für diesen gilt [MRT96]:

$$\sigma_L \propto \frac{1}{Q^{4,8}} \tag{1.26}$$

Der Abfall des Wirkungsquerschnittes mit Q^2 ist in diesem Modell also weniger stark als im Modell des Austausches eines Gluonenpaars vorausgesagt.

Das Modell von Brodsky et al.

Im Modell von Brodsky wird die exklusive Vektormesonproduktion in den führenden Termen in $\alpha_s \; ln\frac{1}{x} \; lnQ^2$ berechnet [Bro94]. Diese Näherung wird als **D***ouble* **L***eading* **L***og* **A***pproximation* (DLLA) bezeichnet.
In der Rechnung dominieren die Diagramme mit Zwei-Gluon-Austausch. Ein Beispiel für ein solches Diagramm ist in Abbildung 1.7 dargestellt. Der Prozeß verläuft nach diesem Modell in drei Schritten. Zunächst wandelt sich das Photon in ein Quark-Antiquark-Paar einer durch Q^2 bestimmten Lebensdauer um. Dieses Paar streut danach am Proton. Im letzten Schritt wandelt es sich nach einer durch die Quarkmasse und die Transversalimpulse der Quarks bestimmten Lebensdauer in ein Vektormeson um.

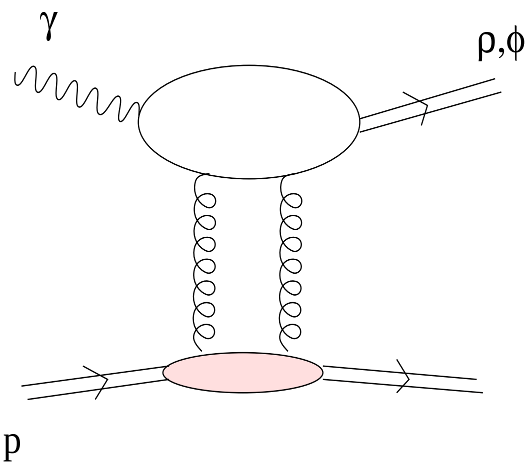


Abbildung 1.7: Diagramm mit Zwei-Gluonen-Austausch

Auch in dieser Beschreibung dominiert der longitudinale Wirkungsquerschnitt den gesamten Wirkungsquerschnitt. Als Ergebnis erhält man:

$$\frac{d\sigma_L(\gamma^* N \to VN)}{dt}|_{t=0} = \frac{3\pi^3 \Gamma_V m_V \eta_V^2}{\alpha_{em} Q^6 N_c^2} \alpha_s^2 \left| \left[1 + i\frac{\pi}{2}(\frac{d}{d \; ln \; x}) \right] xG(x, Q^2) \right|^2 \qquad (1.27)$$

Es gilt dabei:

Γ_V : leptonische Zerfallsbreite des Vektormesons,
η_V : Proportionalitätsfaktor zur Wellenfunktion des Vektormesons,
N_c : Anzahl der Farben,
$xG(x, Q^2)$: Gluonstrukturfunktion.

Wie bei dem Modell von Ryskin ist der Wirkungsquerschnitt proportional zum Quadrat der Gluondichte und fällt schwächer als Q^{-6} ab. Die t-Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes gibt die t-Abhängigkeit der Gluon-Nukleon-Streuamplitude wieder und ist von der Art des Vektormesons unabhängig. Die t-Abhängigkeit wird wie im einfachen Pomeronmodell als exponentiell angenommen.

Kapitel 2

HERA und der H1 Detektor

2.1 HERA

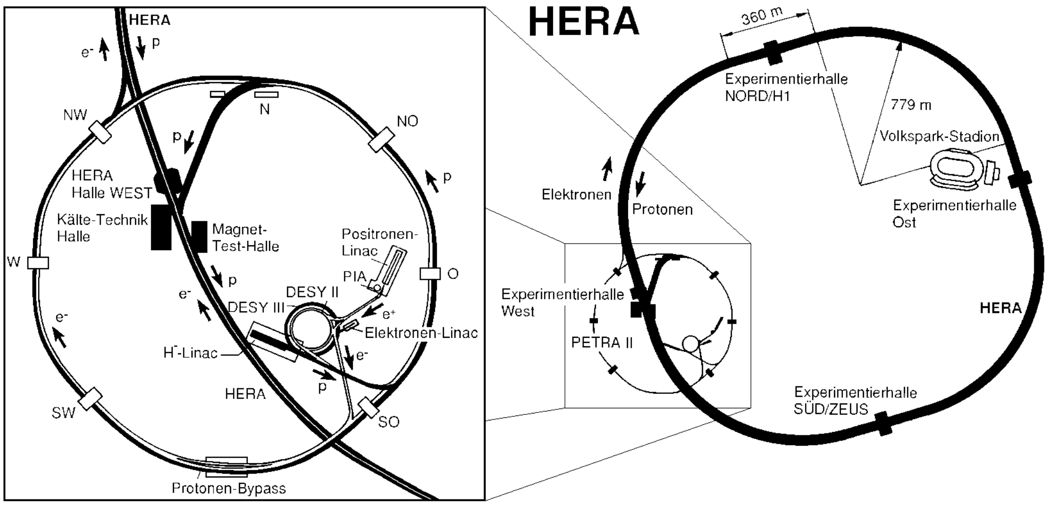


Abbildung 2.1: Der HERA-Ring mit seinen Vorbeschleunigungsanlagen.

Der Speicherring HERA (**H**adron **E**lektron **R**ing **A**nlage) am DESY (**D**eutsches **E**lektronen **Sy**nchrotron) wurde für die Kollision von Protonen mit einer Energie von 820 GeV und Elektronen mit einer Energie von 30 GeV gebaut. Der Ring mit einem Umfang von 6336 m wurde in der Zeit von 1984-1990 fertiggestellt und verläuft in einem Tunnel 10-30 m unter der Erde. In zwei getrennten Strahlrohren werden Protonen

und Elektronen im Ring geführt und stehen in vier unterirdischen Hallen verschiedenen Experimenten zur Verfügung.
HERA bietet durch die hohe Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} \approx 300$ GeV die Möglichkeit, Lepton-Nukleon-Streureaktionen in vorher unerreichten kinematischen Regionen zu untersuchen.
Die Datennahme begann 1992 bei den Experimenten H1 und ZEUS, bei denen Elektron-Proton-Kollisionen betrachtet werden. Die beiden anderen Experimente HERMES und HERA-B nutzen jeweils nur einen der beiden Strahlen und lassen diesen auf ein festinstalliertes Ziel treffen. Bei HERMES werden seit 1994 Messungen mit dem Elektronstrahl durchgeführt, um die Spinstruktur der Nukleonen zu untersuchen. HERA-B wird ab 1998 den Protonstrahl für Messungen verwenden, mit denen CP-Verletzung in B-Meson-Zerfällen studiert werden soll.
Einige Designparameter von HERA sowie die erreichten Werte der Jahre 1993-1995 sind in Tabelle 2.1 zusammengefaßt.
Anstelle von Elektronen werden seit Mitte 1994 Positronen verwendet, wodurch die Lebensdauer des Positronstrahls von 2 auf 5 Stunden verlängert werden konnte.
Den kollidierenden Teilchenpaketen werden weitere Teilchenpakete ohne Partner hinzugefügt (*pilot bunches*), welche die Analyse von Untergrundreaktionen durch Wechselwirkungen zwischen den Strahlteilchen und vorhandenen Restgasmolekülen erlauben.

2.2 Der H1 Detektor

Der H1-Detektor soll eine möglichst vollständige und genaue Beobachtung der Elektron-Proton-Kollisionen ermöglichen. Um dies sicherzustellen müssen verschiedene Anforderungen erfüllt sein:
Der Detektor muß einen möglichst großen Raumwinkel um den Wechselwirkungspunkt abdecken und gleichzeitig eine gute Impuls- und Ortsauflösung gewährleisten.
Neben den Positron-Proton-Wechselwirkungen werden auch hohe Untergrundereignisraten erwartet. Dies erfordert ein effizientes und schnelles Triggersystem, um Totzeiten bei der Datennahme zu vermeiden und die Datenmenge auf ein verarbeitbares Maß zu reduzieren. Der Aufbau des H1-Detektors sowie die Datennahme und das Triggersystem werden im folgenden vorgestellt.

Der H1-Detektor umgibt den Wechselwirkungspunkt mit den Ausmaßen von $12 \times 25 \times 10$ m^3. Die Asymmetrie in den Energien von Elektron- und Proton-Strahl ist in der Detektorkonstruktion berücksichtigt. In Richtung des Protonstrahls ist der Detektor wesentlich stärker instrumentiert. Der Aufbau des Detektors ist in Abbildung 2.2 zu sehen. Die wichtigsten Bestandteile des Detektors werden im folgenden beschrieben.

	1993		1994		1995		Design	
	e^-	p	$e^\pm$	p	e^+	p	$e^\pm$	p
Teilchenenergie (GeV)	26,6	820	27,5	820	27,5	820	30	820
mittlerer Strahlstrom (mA)	7,7	10,8	15,5	38,2	18,4	54	-	-
maximaler Strahlstrom (mA)	25	20	30	50	36	73	58	158
kollidierende Teilchenpakete	84		153		174		210	
Teilchenpakete ohne Kollisionspartner	10	6	15	17	15	6	-	
Integrierte Luminosität von HERA geliefert (nb^{-1})	890		5226		9804		10^5	
Integrierte Luminosität von H1 gespeichert (nb^{-1})	558		3810		5999		-	
Schwerpunktsenergie (GeV)	296		300		300		314	

Tabelle 2.1: Verschiedene Parameter von HERA nach [Lev96]

2.2.1 Das Koordinatensystem von H1

Abbildung 2.3 zeigt das bei H1 verwendete Koordinatensystem. Die Protonflugrichtung entspricht der Richtung der z-Achse. Die x-Achse zeigt zum Zentrum des HERA-Ringes.
Der Radius r eines Punktes bezeichnet den Abstand des Punktes in der xy-Ebene von der Strahlachse. Der Azimutalwinkel φ wird gegen die positive x-Achse gemessen, der Polarwinkel θ gegen die positive z-Achse.

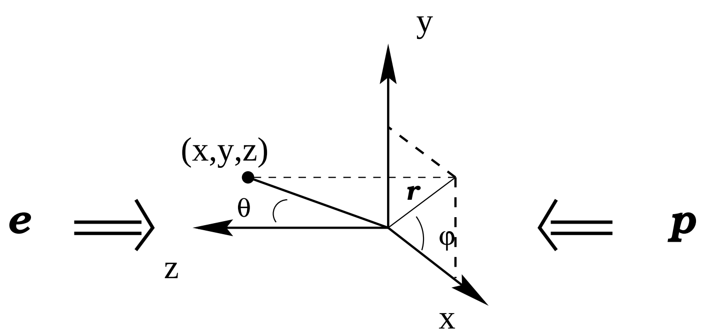


Abbildung 2.3: Das bei H1 verwendete Koordinatensystem.

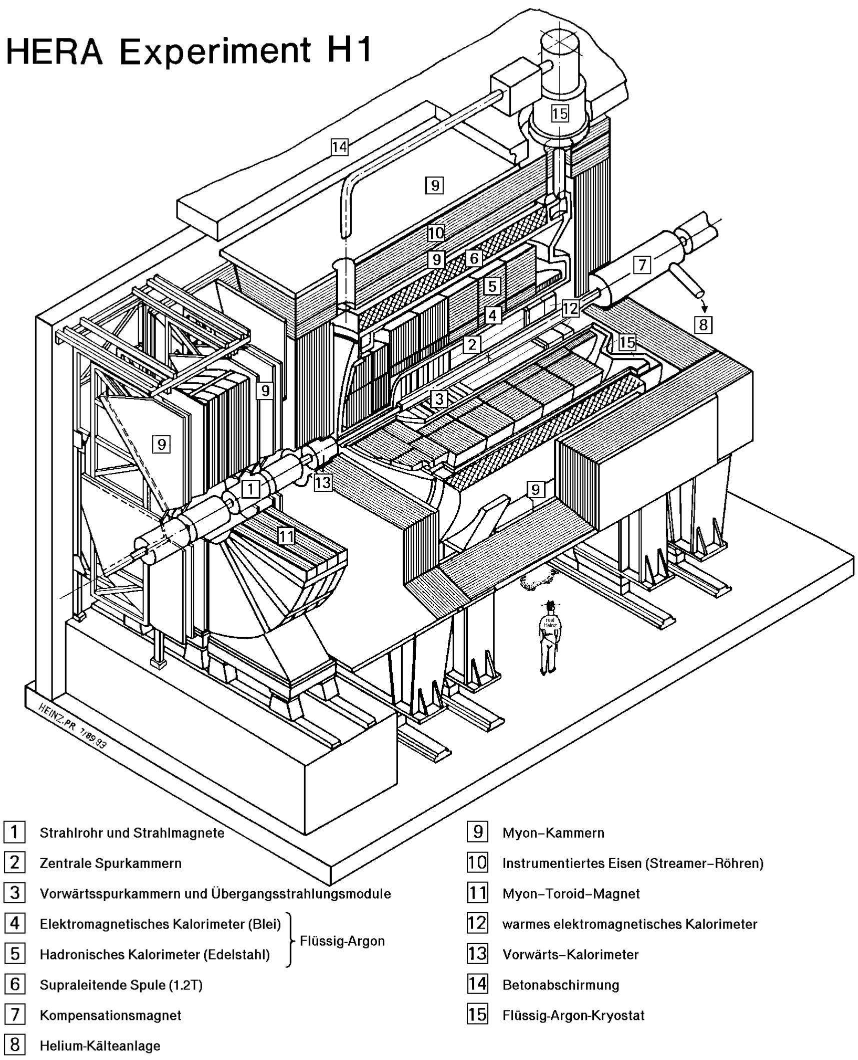


Abbildung 2.2: Der H1 Detektor.

2.2.2 Die Spurkammern

Mit Hilfe verschiedener Spurkammersysteme werden bei H1 die Flugbahnen geladener Teilchen rekonstruiert. Die geladenen Teilchen ionisieren beim Durchqueren der Kammern das darin enthaltene Gas. In den Kammern sind Anoden-Drähte gespannt, mit denen die durch die Ionisation freiwerdenden Elektronen nachgewiesen werden können. Eine supraleitende Solenoidspule bewirkt im Detektor durch ein Magnetfeld von 1,2 T längs der Strahlachse die Krümmung der Flugbahnen geladener Teilchen. Aus dieser

Krümmung werden zum einen die Ladung und zum anderen der Impuls des Teilchens bestimmt. Da die Krümmung bei hochenergetischen Teilchen sehr gering ist, nimmt die Auflösung bei der Impulsmessung mit steigendem Impuls ab. Sie wurde in den zentralen sowie in den vorderen Spurkammern zu $\sigma_p/p^2 \simeq 0,3\%\ \mathrm{GeV}^{-1}$ bestimmt.
Eine Teilchenidentifikation ist in den zentralen Jetkammern über die Messung des relativen Energieverlustes dE/dx möglich, in den vorderen Spurkammersystemen soll sie über die Messung von Übergangsstrahlung ermöglicht werden.
Abbildung 2.4 gibt einen Überblick über die einzelnen Spurkammersysteme im H1-Detektor. Die Rückwärtssektion ist seit 1995 in anderer Art instrumentiert. Zusammen mit einem neuen Rückwärtskalorimeter (siehe Abschnitt 2.2.3) wurde dort eine Driftkammer anstelle der Proportionalkammer eingebaut (siehe Abschnitt 2.2.2). In Abbildung 2.6 ist die neue Konstruktion zu sehen.

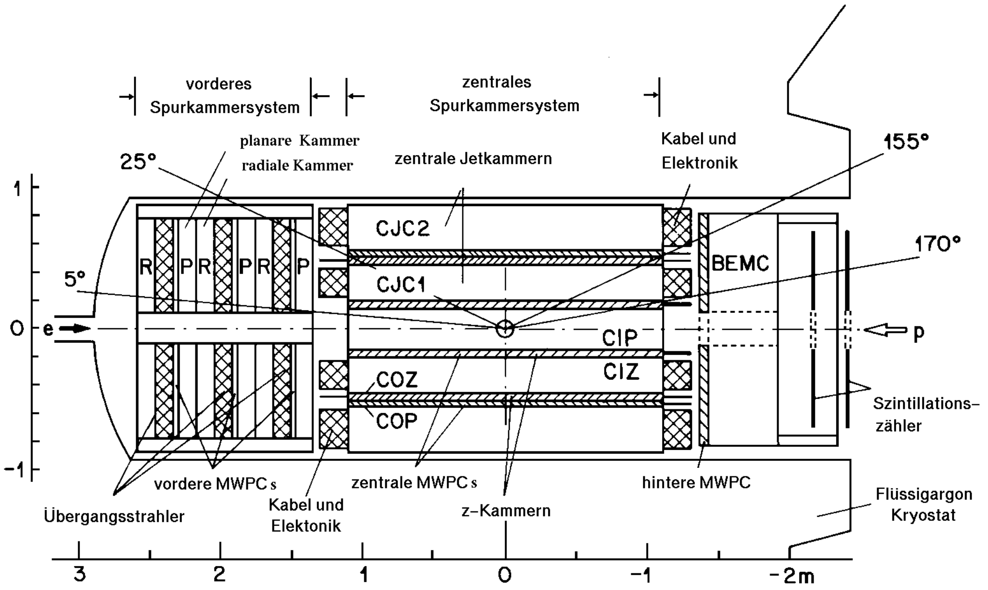


Abbildung 2.4: Das Spurkammersystem von H1.

Die zentralen Spurkammern

Die zentralen Jetkammern (CJC) Die zentralen Jetkammern (**C**entral **J**et **C**hambers, CJC) bestehen aus einer inneren (CJC1) und einer äußeren Kammer (CJC2). Sie sind mit einer Gasmischung aus Argon, Kohlendioxid und Methan im Verhältnis 89,5 : 9,5 : 1,0 gefüllt und mit Drähten parallel zur Strahlachse bespannt.

Die innere Kammer ist in 30, die äußere in 60 Zellen unterteilt. Die einzelnen Zellen sind um 30° geneigt, wie es in Abbildung 2.5 dargestellt ist. Dadurch können zum einen

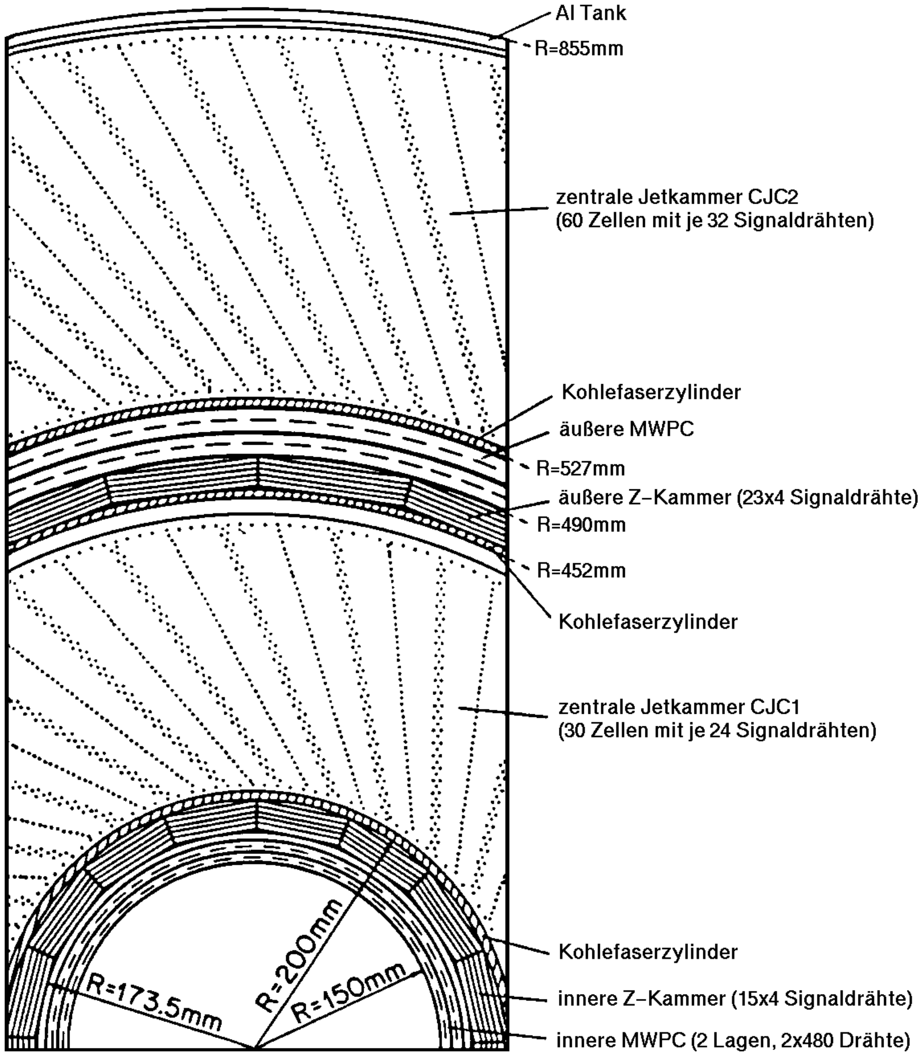


Abbildung 2.5: Aufbau der zentralen Spurkammern.

hochenergetische Teilchenspuren vom Wechselwirkungspunkt besser aufgelöst werden, da die Driftelektronen aus der Ionisation senkrecht zur Spur driften. Zum anderen werden auf diese Art bestimmte Mehrdeutigkeiten bei der Rekonstruktion umgangen. Das Signal an einem Draht bietet zunächst keine Information über die Richtung, aus der die Elektronen zum Draht gedriftet sind. Diese Mehrdeutigkeit kann hier durch den Vergleich der Signale mehrerer Zellen behoben werden.

Durch die hohe Genauigkeit, mit der die Positionen der Drähte bekannt sind und die Driftzeit bestimmt werden kann, ist eine sehr hohe Auflösung in der $r\varphi$-Ebene von $\sigma_{r\varphi} = 170\ \mu$m zu erhalten. In der z-Richtung kann aus dem Vergleich der Signale, die an beiden Enden eines Drahtes gemessen werden, eine Auflösung von $\sigma_z = 2,2$ cm erreicht werden.

Die zentralen z-Kammern (CIZ/COZ) Die z-Driftkammern (**C**entral **I**nner/**O**uter **Z**-Drift-Chamber, CIZ/COZ) umgeben die innere Jetkammer. Sie bestehen aus Zellen, in denen die Drähte senkrecht zur Strahlachse verlaufen. Dadurch kann die z-Position der Spuren mit einer Auflösung von $\sigma_z \simeq 260\ \mu$m bestimmt werden.

Die zentralen Proportionalkammern (CIP/COP) Benachbart zu den z-Kammern sind zwei Vieldrahtproportionalkammern untergebracht (**C**entral **I**nner/**O**uter **P**roportionalchamber, CIP/COP). Die innere Proportionalkammer liegt an der Innenseite der inneren z-Kammer, die äußere Proportionalkammer an der Außenseite der äußeren z-Kammer. Jede Kammer besteht aus einer Doppellage, wobei die einzelnen Lagen mehrfach unterteilt sind.
Die Signale der Proportionalkammern stehen bereits nach 800 ns zur Verfügung und werden für Triggerzwecke verwendet (siehe Abschnitt 2.2.5)

Die vorderen Spurkammern (FTD)

Das vordere Spurkammersystem (**F**orward **T**racking **D**evice, FTD) besteht aus drei gleichartigen *Supermoduln*, die hintereinander installiert sind. Jedes Supermodul enthält ein *radiales* Modul mit einer Driftkammer, eine Vieldrahtproportionalkammer (**F**orward **M**ultiwire **P**roportional **C**hamber, FMWPC), ein Übergangsstrahlungsmodul (**T**ransition **R**adiator, TR) sowie ein *planares* Modul mit drei Driftkammern.
Die planaren Moduln sind in jeweils 32 parallele Driftzellen unterteilt. Zur besseren Auflösung sind die drei Moduln um 60° gegeneinander gedreht.
Die Signale der vorderen Proportionalkammer werden für Triggerzwecke verwendet. Die Übergangsstrahlungsmoduln sollen über die gemessene Übergangsstrahlung eine Identifikation von Teilchen und so beispielsweise eine Trennung von Elektronen und Pionen ermöglichen.

Die rückwärtige Driftkammer (BDC)

Die rückwärtige Driftkammer (**B**ackward **D**rift **C**hamber, BDC) ist 1,45 m vom Wechselwirkungspunkt aus in der Rückwärtsrichtung installiert. Sie liegt zwischen den zentralen Spurkammern und dem rückwärtigen Kalorimeter, dem sogenannten Spacal.

Die Driftkammer besteht aus 4 aufeinander folgenden Doppellagen, die jeweils im Azimutalwinkel φ in 8 Sektoren unterteilt sind. In den Sektoren sind in der xy-Ebene parallele Anoden-Drähte gespannt. Um eine höhere Auflösung zu erreichen, sind die Sektoren einer Doppellage zu der darauffolgenden um 11,25° in φ gedreht.
Die BDC deckt einen Polarwinkelbereich von $153° < \theta < 177°$ ab. Da die Positionen der Drähte sehr genau bekannt sind, besitzt die BDC eine sehr hohe Ortsauflösung in radialer Richtung. Dort ist eine Auflösung von 0,5 mm möglich, während in rφ-Richtung nur eine Auflösung von 2,5 mm zu erreichen ist. Dieses entspricht einer Winkelauflösung in θ von 0,5 mrad.
Die BDC ermöglicht den Nachweis von Positronen, die in den rückwärtigen Bereich des H1-Detektors gestreut werden. Elektromagnetische Schauer im rückwärtigen Kalorimeter, welchen keine Spur in der davorliegenden Driftkammer zugeordnet werden kann, können so als Photonen erkannt werden.
Für die Analyse wird der in der rückwärtigen Driftkammer gemessene Winkel für das Positron verwendet, da die Winkelauflösung mit 0,5 mrad deutlich besser als die des Spacals mit 2 mrad ist.

2.2.3 Die Kalorimeter

Teilchen verlieren beim Durchqueren von Materie durch Wechselwirkung mit dieser Energie. In den *Kalorimetern* wird die Energie der Teilchen aus den dadurch entstehenden Energieschauern gemessen.
Bei Elektronen, Positronen oder Photonen wird die Energie der Teilchen durch Bremsstrahlungsprozesse und e^+e^--Paarbildung abgegeben, wodurch weitere Teilchen entstehen, die den *elektromagnetischen* Schauer bilden.
Bei stark wechselwirkenden Teilchen werden durch inelastische Stöße mit den Atomkernen weitere Hadronen erzeugt, so daß sich ein *hadronischer* Schauer entwickelt. In der Regel haben hadronische Schauer in demselben Kalorimetermaterial eine wesentlich größere Ausdehnung als die elektromagnetischen Schauer.
Die Schauer werden mit Hilfe von Szintillatormaterial, das zur Abstrahlung von Licht angeregt wird, oder mit Hilfe von Flüssigkeiten oder Edelgasen, die ionisiert werden, gemessen.

Das Flüssig-Argon-Kalorimeter

Das größte Kalorimeter des H1 Detektors ist das Flüssig-Argon-Kalorimeter, welches einen Winkelbereich von $4° < \theta < 155°$ abdeckt [Gro93b]. Es befindet sich in einer Kühlvorrichtung, dem *Kryostaten*.
Im Flüssig-Argon-Kalorimeter umgeben Absorberplatten aus Blei und Edelstahl das flüssige Argon. Einfallende Teilchen schauern in den Absorberplatten auf, wobei dieses

durch die Ionisation des flüssigen Argons gemessen werden kann. Durch die sehr kleine Ionisationsenergie des flüssigen Argons von $E_{ion} = 23,6$ eV bei der sehr hohen Dichte von $\rho_{LAr} = 1,4$ g/cm^3 und einer sehr geringen Rekombinationswahrscheinlichkeit des Edelgases wird eine hohe und sehr effiziente Ladungsausbeute erzielt [Tob96].
Das Kalorimeter besteht aus acht Rädern, die das Strahlrohr und die Spurkammern umgeben. Jedes dieser Räder ist in einzelne Oktanten unterteilt. Die Oktanten teilen sich in die innen liegenden, elektromagnetischen Zellen sowie die äußeren, hadronischen Zellen auf. Im elektromagnetischen Teil wird Blei als Absorbermaterial verwendet, im hadronischen Teil Edelstahl. Das äußerste Rad in der Flugrichtung der Protonen besitzt nur hadronische Sektionen, das in der Richtung der Elektronen nur elektromagnetische Sektionen.
Die Energieauflösung des Kalorimeters beträgt im elektromagnetischen Teil $\sigma_E/E = 12\%/\sqrt{E_e} \bigoplus 1\%$, im hadronischen Teil $\sigma_E/E = 50\%/\sqrt{E_e} \bigoplus 2\%$ [H1 96a].

Das rückwärtige Kalorimeter (Spacal)

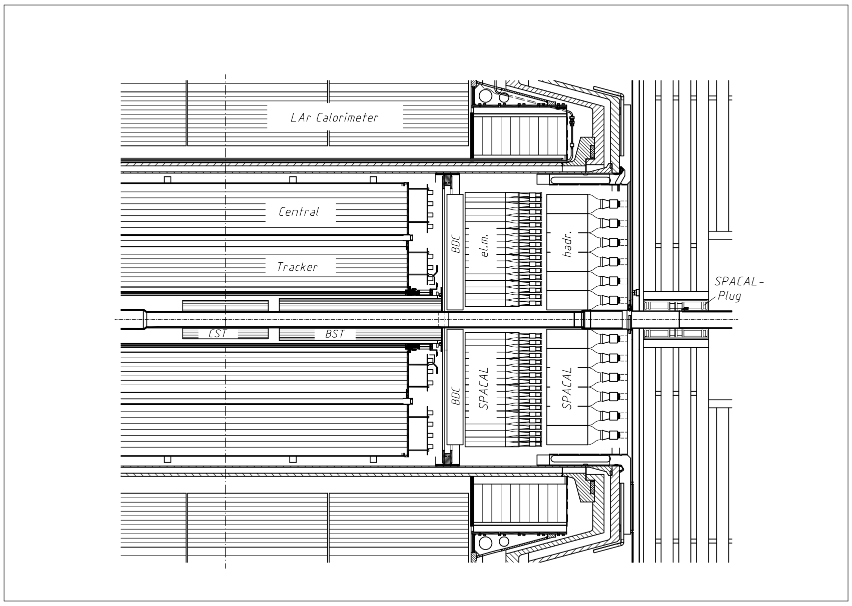


Abbildung 2.6: Das rückwärtige Kalorimeter (Spacal) mit der rückwärtigen Driftkammer (BDC) im H1 Detektor.

Das rückwärtige Kalorimeter (**Spa**ghetti **Cal**orimeter, Spacal) ist im H1 Detektor seit 1995 in Betrieb. Es ermöglicht eine Messung von Teilchen, die in den rückwärtigen Bereich des Detektors gestreut wurden, bis zu Polarwinkeln von $\theta \simeq 178°$ und besitzt eine hohe Orts-, Energie- und Zeitauflösung (siehe auch Tabelle 2.2)
Das Spacal ist 1,50 m - 2,45 m vom Wechselwirkungspunkt in Rückwärtsrichtung in-

stalliert und deckt einen Polarwinkelbereich von $153° < \theta < 178°$ ab (siehe Abbildung 2.6). Es besteht aus zwei aufeinander folgenden Teilen. An die BDC schließt das elektromagnetische Kalorimeter an, darauf folgt das hadronische Kalorimeter.
Der Name des Kalorimeters beruht auf seiner Konstruktion mit spaghettiförmigen, szintillierenden Lichtleitern, die in Bleiplatten eingelegt sind. Im Blei erzeugen einfallende Teilchen Energieschauer, die die Fasern zur Szintillation anregen. Das entstehende Licht wird mittels Totalreflexion in den Fasern zu Photomultipliern herausgeführt. Die kleinsten Einheiten des Spacals werden als Submoduln bezeichnet. Ein Submodul im

a) b)

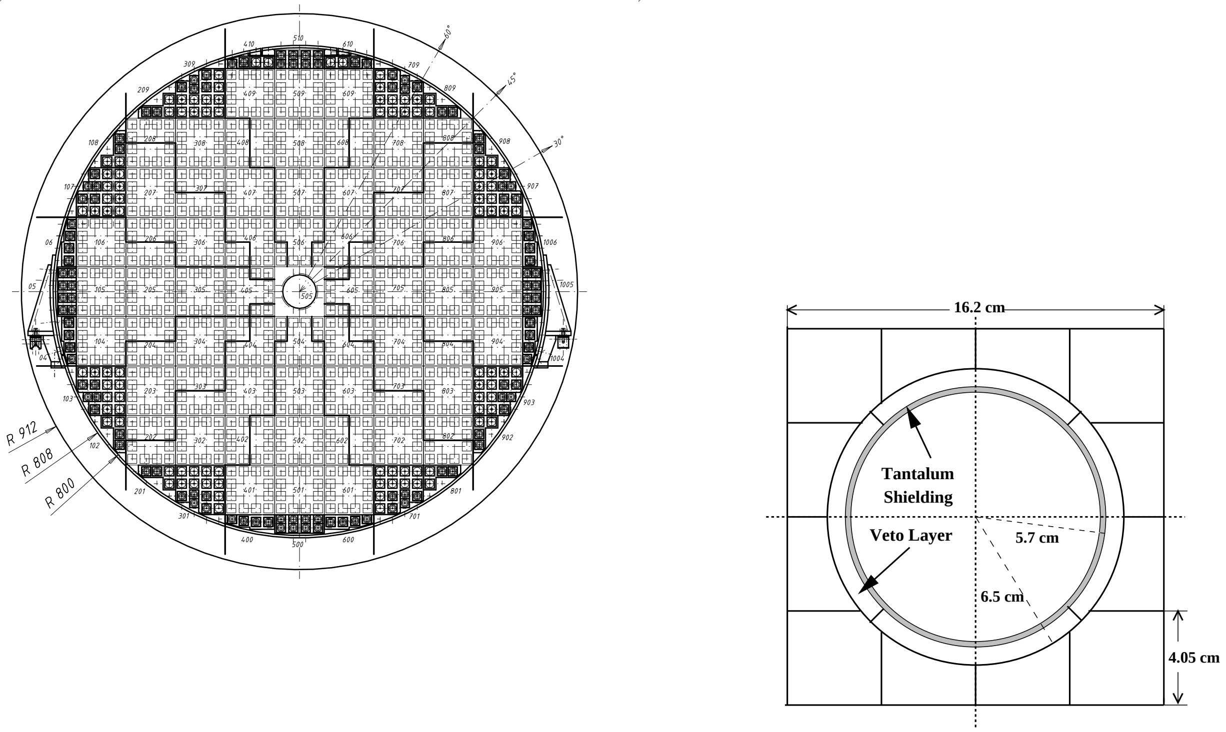


Abbildung 2.7: a) Frontalansicht auf die elektromagnetische Sektion des Spacals. b) Vergrößerte Ansicht des Spezialmoduls.

elektromagnetischen Teil ist ein $81 \times 40,5 \times 250$ mm^3 großer Block aus 52 Bleiplatten. In jede Bleiplatte sind 90 szintillierende Fasern eingelassen, die in zwei Bündeln zu den Photomultipliern herausgeführt werden. Ein solches Submodul enhält zwei Zellen. Jeweils 8 dieser Submoduln werden zu einem Supermodul zusammengefaßt. Der elektromagnetische Teil des Spacals enthält 60 dieser Supermoduln (siehe Abbildung 2.7 a)).
Um das Strahlrohr herum ist ein Spezialmodul installiert. Dieses besteht aus 16 Zellen, von denen vier ringförmig das Strahlrohr umgeben. Diese vier Zellen werden als

Parameter	Elektromagnetische Sektion	Hadronische Sektion
Anzahl der Zellen	1192	128
Zellgröße	40,5 x 40,5 mm^2	120 x 120 mm^2
Verhältnis Blei/Faser	2 : 1	4 : 1
Energieauflösung	$\frac{(7{,}1\pm0{,}2)}{\sqrt{E}}\% \bigoplus (1,0 \pm 0,1)\%$	$(56,0 \pm 3,0)\%$
Ortsauflösung	$\frac{(4{,}4\pm0{,}4)}{\sqrt{E/GeV}}$ mm+$(1,0 \pm 0,2)$ mm	
Winkelauflösung	≤ 2 mrad	
Zeitauflösung	(0,38 $\pm$ 0,03) ns	1 ns

Tabelle 2.2: Verschiedene Parameter des rückwärtigen Kalorimeters nach [H1 95, Web95].

Veto-Lage bezeichnet (siehe Abbildung 2.7 b)). Sie sind 8 mm dick und reichen bis zu 57 mm an die Strahlachse heran.
Der hadronische Teil des Spacals ist in derselben Art wie der elektromagnetische Teil aufgebaut. Eine Zelle ist hier $12 \times 12 \times 25$ cm^3 groß und besitzt szintillierende Fasern mit einem doppelt so großen Durchmesser wie im elektromagnetischen Teil.
Verschiedene Parameter und das Auflösungsvermögen der elektromagnetischen Sektion sowie der hadronischen Sektion des Spacals sind in Tabelle 2.2 zusammengefaßt.

2.2.4 Weitere Komponenten

Das Luminositätssystem

Zur Bestimmung der Luminosität bei H1 wird der Bethe-Heitler-Prozeß $ep \rightarrow ep\gamma$ gemessen, dessen Wirkungsquerschnitt in der Theorie sehr genau berechenbar ist.
Zum Nachweis des gestreuten Elektrons ist bei $z = -33$ m nahe dem Strahlrohr eine Fläche von 154 mm$\times$154 mm mit Szintillator-Kristallen abgedeckt. Das Photon wird ebenfalls durch Szintillator-Kristalle auf einer Fläche von 100 mm$\times$100 mm um das Strahlrohr bei $z = -100$ m nachgewiesen. Der Photondetektor wird durch Bleiwände vor Synchrotronstrahlung geschützt. Ein Wasser-Tscherenkow-Zähler hilft, Signale zu verwerfen, die aus Photon-Blei-Reaktionen stammen.

Der Proton-Tagger

Der Proton-Tagger ist 24 m in Vorwärtsrichtung vom nominellen Wechselwirkungspunkt entfernt im HERA-Tunnel installiert. Er besteht aus sieben Szintillatorpaaren, die das Strahlrohr umgeben. Vom Proton-Tagger wird ein Polarwinkelbereich von

$0,06^\circ < \theta < 0,25^\circ$ abgedeckt.
Bei einer Dissoziation des Protons können Fragmente des Protons dort nachgewiesen werden, die für den Hauptdetektor nicht sichtbar durch das Strahlrohr entweichen. Das Signal des Proton-Taggers bietet somit die Möglichkeit, dissoziative Ereignisse zu erkennen und von elastischen zu trennen.

Flugzeitsystem und Vetowand

Im hinteren Bereich des H1-Detektors befinden sich mehrere Szintillatoren, die für den L1-Trigger anhand von Flugzeitmessungen Untergrundereignisse identifizieren. Das **Flugzeitsystem** (**T**ime **o**f **F**light System, ToF) besteht aus einem Szintillator-Ring, der sich im Abstand von 3 m vom Wechselwirkungspunkt aus in Rückwärtsrichtung befindet. Es besitzt eine Zeitauflösung von 2 ns - 4 ns. Ereignisse von echten *ep*-Wechselwirkungen werden von Untergrundereignissen durch ein Zeitfenster mit einer Breite von 13 ns unterschieden.
Die **Vetowände** befinden sich im Abstand von 6,5 m und 8,1 m vom Wechselwirkungspunkt aus in Rückwärtsrichtung. Sie bestehen aus doppelten Szintillatorebenen. Die Zeitauflösung der Signale der beiden Wände beträgt 3 ns beziehungsweise 8 ns.

Die vorderen Myonkammern

Im vorderen Bereich des Detektors ist speziell für Myonen ein Vorwärts-Myonspektrometer (**F**orward **M**uon **S**pectrometer, FMS) installiert. Es ist durch eine Toroidspule in zwei Teile geteilt. Beide Teile enthalten drei doppelte Driftkammern, wobei zwischen der ersten und der zweiten Ebene des Spektrometers ein weiteres Flugzeitsystem untergebracht ist (**F**orward **T**ime **o**f **F**light **S**ystem, FToF). Mit dem Vorwärts-Myonspektrometer können Teilchen in einem Polarwinkelbereich von $3^\circ < \theta < 17^\circ$ beobachtet werden. Dadurch bietet auch dieses Spektrometer die Möglichkeit, protondissoziative Reaktionen zu identifizieren und von elastischen Ereignissen zu trennen.

2.2.5 Datennahme und Trigger

Datennahme

In einer Frequenz von 10,4 MHz erfolgen bei H1 die Kollisionen von einem Positron- mit einem Protonbündel. Für die folgenden Ereignisratenabschätzungen wird eine instantane Luminosität von 10^{31} cm^{-2} s^{-1} angenommen.
Die Wechselwirkungsrate zwischen Positron und Proton wird vom Photoproduktionswirkungsquerschnitt dominiert. Die Rate, in der diese Ereignisse vorkommen, liegt in

der Größenordnung von einigen 100 Hz. Die Ereignisse des neutralen Stroms treten mit einer Rate von 1 Hz auf. Daneben gibt es verschiedene Untergrundreaktionen mit Raten von bis zu 100 kHz. Die wichtigsten Untergrundquellen sind im folgenden aufgeführt:

- **Strahl-Gas-Kollisionen**
  Im Vakuum des Strahlrohrs von 10^{-10} mbar ist eine Restgasdichte von ungefähr einer Million Moleküle pro Kubikzentimeter enthalten. Durch die Wechselwirkung der Protonen mit diesen Molekülen werden Untergrundereignisse mit einer Rate von einigen kHz erzeugt.

- **Strahl-Wand-Ereignisse**
  Mit einer wesentlich höheren Rate von 50-100 kHz findet auch eine Wechselwirkung zwischen den Protonen aus dem Außenbereich eines Protonenbündels und der Strahlrohrwand statt.

- **Synchrotronstrahlung**
  Beschleunigte geladene Teilchen geben Energie in Form von elektromagnetischer Strahlung ab, der *Synchrotronstrahlung*. Die von den Positronen erzeugte Synchrotronstrahlung kann in verschiedenen Detektorkomponenten Signale erzeugen.

- **Kosmische Strahlung**
  Mit einer Rate von bis zu 2 kHz wird der Detektor von Myonen der kosmischen Höhenstrahlung durchquert, die dort Signale erzeugen können.

Vom H1 Detektor sind bei einem Ereignis 270000 Signalkanäle auszulesen. Für das vollständige Auslesen wird eine Zeit von 1 ms benötigt, die für den Detektor als *Totzeit* in der Datennahme verloren geht. Damit unnötige Totzeiten möglichst gering gehalten werden, müssen Untergrundereignisse durch das Triggersystem möglichst schnell erkannt und eliminiert werden. Die Ereignisrate von 50-100 kHz soll durch das Triggersystem von Untergrundereignissen befreit und so auf eine verarbeitbare Rate von etwa 5 Hz gesenkt werden.
Ereignisse, die das vierstufige Triggersystem passieren, werden zunächst als Rohdaten auf Magnetband geschrieben. Diese Rohdaten durchlaufen nach der Datennahme innerhalb weniger Stunden mit Hilfe des Programmpaketes H1REC eine erste Rekonstruktion, bei der eine Einteilung in verschiedene Ereignisklassen erfolgt. Dabei werden weitere Untergrundereignisse identifiziert und verworfen. Die Daten werden dann als POT-Datensätze (**P**roduction **O**utput **T**apes) auf Band gespeichert. Ausgewählte Informationen dieser POT-Datensätze, die für Physikanalysen benötigt werden, werden in den DST-Datensätzen (**D**ata **S**ummary **T**apes) zusammengefaßt. Diese DST-Datensätze werden zum schnellen Zugriff auf Magnetplatten zur Verfügung gestellt.

Triggersystem

Das Triggersystem bei H1 ist in vier Ebenen aufgebaut:

Die erste Triggerebene (L1) Für eine Triggerentscheidung werden die Signale der einzelnen Subdetektoren benötigt. Die Signale stehen aber nicht sofort zur Verfügung. So sind beispielsweise die Signale der Driftkammer erst nach der Driftzeit von etwa 1 μs auswertbar. Dies entspricht der Zeit von 11 Kollisionen, die im folgenden als BC (**B**unch **C**rossing) bezeichnet werden. Dementsprechend müssen die Signale der einzelnen Subdetektoren bereit gehalten werden, bis eine Entscheidung gefällt werden kann. Dieses wird durch sogenannte *Pipelines* bewerkstelligt, die in unterschiedlicher Ausführung für die einzelnen Subdetektoren Platz für Daten aus 25-27 BC bieten. Damit arbeitet L1 praktisch totzeitfrei.
Die Signale der einzelnen Subdetektoren werden vom L1-Trigger in 196 Triggerelementen aufgenommen. Jeweils mehrere dieser Triggerelemente werden zu 128 sogenannten Subtriggern zusammengefaßt.
Der L1-Trigger fällt eine positive Entscheidung, sobald mindestens ein Subtrigger erfüllt ist. Nach 2,3 μs (24 BC) ist die Entscheidung des L1-Triggers zentral verfügbar und muß noch an die Subdetektoren verteilt werden.
Bei einer positiven Entscheidung von L1 wird das Auslesen der Signale begonnen. Um die Ereignisrate in verarbeitbaren Grenzen zu halten, müssen einige Subtrigger mit einem Faktor n herunterskaliert werden, was bedeutet, daß sie nur bei jedem n-ten Auftreten berücksichtigt werden.

Die zweite Triggerebene (L2) Die einzelnen Signale der Subdetektortrigger werden auf der zweiten Triggerebene in verschiedenen Prozeduren bearbeitet. Zum einen stehen dafür neuronale Netzwerke zur Verfügung, die auf einzelnen L1-Subtriggern aufbauen [Fen95, Kö97]. Zum anderen werden die Daten vom topologischen Trigger mit Hilfe verschiedener Algorithmen auf topologische Korrelationen untersucht. Die Eingangsrate von etwa 100-500 Hz von L1 wird durch L2 auf $\sim$ 50 Hz reduziert.
Für die Entscheidung von L2 stehen 20 μs zur Verfügung, welches der Forderung von maximal 10% Totzeit entspricht.

Die dritte Triggerebene (L3) Die dritte Ebene besteht aus einem Softwaretrigger, der bei der Datennahme bisher noch nicht zum Einsatz gekommen ist.

Die vierte Triggerebene (L4) Die Datennahme ist bei der vierten Ebene abgeschlossen. Die Ereignisse werden hier in einer *Farm* von schnellen Prozessoren einer vereinfachten Ereignisrekonstruktion unterworfen. Proton-induzierter Untergrund kann in dieser Stufe sehr effizient erkannt werden. Dadurch werden noch etwa $80\% - 90\%$ der Ereignisse verworfen.

Gleichzeitig werden verschiedene Histogramme zur Überwachung der Datennahme und zur Kontrolle der Detektorfunktionen erzeugt.
Die Ereignisse, die die vierte Ebene passieren, werden mit einer Rate von etwa einem Hertz auf Magnetbänder geschrieben.

Einzelne Triggerelemente

Die für diese Analyse wichtigen Triggerelemente der ersten Stufe werden im folgenden vorgestellt:

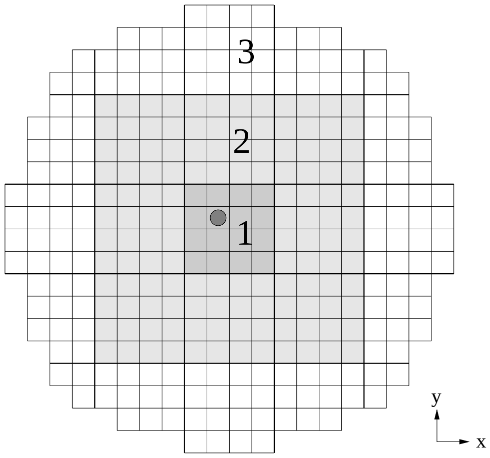


Abbildung 2.8: Die Zellen des elektromagnetischen Teils des Spacals mit der Einteilung der Bereiche für die Triggerschwellwerte sind hier skizziert. Der Kreis im mittleren Bereich kennzeichnet die Position des Strahlrohrs.

Spacal-Trigger Die Information des Spacals wird vor allem als Trigger für gestreute Positronen aus Ereignissen der tiefinelastischen Streuung genutzt. Die Zellenergien im Spacal werden dafür auf eine spezielle Art aufsummiert (siehe [Bou95]). Die IET Triggerelemente (**I**nclusive **E**lectron **T**rigger) erfordern von diesen Summen eine bestimmte Mindestenergie.
Der Bereich des Spacals direkt um das Strahlrohr ist am stärksten durch Untergrundereignissen beeinträchtigt. Die Schwellwerte werden daher für drei verschiedene Regionen des Spacals (Zentrum, Mitte, Außenbereich) unterschiedlich festgesetzt, wobei der Schwellwert zur Mitte hin zunimmt. Die Einteilung der Regionen ist in Abbildung 2.8 zu sehen. Das Triggerelement $Spcle\_IET > 1$ erfordert beispielsweise eine Summe von 6 GeV im zentralen, von 3,5 GeV im mittleren oder von 2 GeV im äußeren Bereich des Spacals.

z-Vertex-Trigger Aus den Signalen der zentralen Proportionalkammern (CIP/COP) sowie des ersten Supermoduls der vorderen Spurkammer (siehe Abschnitt 2.2.2) werden innerhalb von 8 BC anhand verschiedener Masken Spurkandidaten identifiziert [Eic92, Rie95]. Die z-Position der Vertizes dieser Spuren werden in ein Histogramm mit 16 Bins eingetragen.
Anhand von diesem Histogramms werden verschiedene Triggerelemente gebildet, die nach 15 BC zur Verfügung stehen. Das Triggerelement *z_vtx_t0* bedingt beispielsweise mindestens einen Eintrag im Histogramm.

Spurkammertrigger Mit den zentralen Spurkammern können in der für den Trigger verfügbaren Zeit Spuren in der $r\varphi$-Projektion mit Transversalimpulsen größer als 400 MeV erkannt werden. [Wol92, Rie95].
Verschiedene Triggerelemente verlangen Spuren verschiedener Ladung mit Impulsen oberhalb bestimmter Schwellenwerte. Das Triggerelement *DCRPh_Ta* bedingt beispielsweise mindestens eine Spur mit einem Transversalimpuls über 400 MeV.

R-Z-Trigger Mit Hilfe der zentralen z-Kammern (CIZ/COZ) (siehe Abschnitt 2.2.2) können ebenfalls Spurinformationen für den Trigger zur Verfügung gestellt werden. Auch hierbei wird ein z-Vertex-Histogramm gefüllt. Die Information kann unter anderem zur Unterdrückung von proton-induziertem Untergrund genutzt werden.
Beispielsweise kennzeichnet das Triggerelement *RZ_non_vtx* Ereignisse, bei denen kein Vertex erkannt wurde. Das Triggerelement *RZ_sig_1* erfordert ein signifikantes Maximum im z-Vertex-Histogramm.

FwdRay-Trigger Mit Hilfe der Informationen der CIP sowie der vorderen Proportionalkammern werden Spuren in Vorwärtsrichtung identifiziert. Mit verschiedenen Triggerelementen können dabei unterschiedliche Topologien dieser Spuren gefordert werden.
Vom Triggerelement *FwdRay_T0* wird lediglich irgendeine gefundene Spur verlangt.

Vetowand-Trigger Von den beiden in Abschnitt 2.2.4 beschriebenen Vetowänden werden dem Trigger Signale zur Untergrundunterdrückung geliefert. Die Triggerelemente *VETO_inner_BG* und *VETO_outer_BG* erfordern Signale, die vor dem Zeitfenster der Wechselwirkung gegeben werden.

Flugzeit-Trigger Das rückwärtige Flugzeitsystem kann ebenso anhand der Flugzeit Ereignisse des Untergrundes und aus der Wechselwirkung einordnen. Beispielsweise erfordert das Triggerelement *BToF_IA* ein Signal im Zeitfenster der Wechselwirkung und *BToF_BG* ein Signal vor der eigentlichen Wechselwirkung.

Kapitel 3

Monte Carlo-Simulation

Die Signale, die im Detektor bei einem Ereignis gesehen werden, geben nur ein unvollständiges Bild der Reaktion. Einige Gründe dafür werden im folgenden genannt:
Der Raum um den Wechselwirkungspunkt kann in den meisten Fällen nicht vollständig von Meßgeräten gefüllt werden, da auch Signalleitungen und Halterungen untergebracht werden müssen. Daher sind Teilchen in bestimmten Bereichen vom Detektor nicht beobachtbar. Langlebige neutrale Teilchen können den Detektor durchqueren, ohne ein Signal zu hinterlassen. Die Ereignisrekonstruktion wird auch durch Rauschen in den Detektorkomponenten und durch Untergrundsignale beeinträchtigt. Zusätzlich lassen die Signale nicht immer eine eindeutige Identifikation zu. Beispielsweise ist eine eindeutige Spurrekonstruktion bei einer hohen Spurdichte äußerst schwierig durchzuführen.
Um alle diese Beeinträchtigungen quantitativ zu berücksichtigen, werden bei der Analyse einer Reaktion die Ereignisse und deren Erscheinungsbild im Detektor in *Monte Carlo-Technik* simuliert.
Zunächst werden die Ereignisse mit einem *Generator* erzeugt, der die dabei auftretenden Teilchen entsprechend bestimmten physikalischen Modellen in Form von Vierervektoren erzeugt. Diese Generator-Datensätze werden anschließend einer Detektorsimulation durch das Programmpaket H1SIM ([Mey91]) unterzogen. Dabei erfolgt die Berechnung des Verhaltens der Teilchen im H1-Detektor, wie beispielsweise die Aufschauerung im Kalorimeter, und der im Detektor erhaltenen Signale. Danach wird eine Rekonstruktion der Datensätze mit dem Programmpaket H1REC durchgeführt, das auch für die Ereignisrekonstruktion der real gemessenen Reaktionen verwendet wird.
Mit Hilfe dieser 'Monte Carlo-Daten' kann nun der Einfluß des Detektors auf die Beobachtung kontrolliert und teilweise korrigiert werden.

3.1 Der DIFFVM-Generator

Die Simulation der exklusiven Produktion von ρ^0- und ϕ-Mesonen wurde mit dem Monte Carlo-Generator DIFFVM durchgeführt. Der Generator wurde ursprünglich für die diffraktive Erzeugung von J/ψ-Mesonen entwickelt, ist aber auch für leichte Vektormesonen verwendbar [Lis93].
Für eine möglichst realistische Simulation der Ereignisse sind verschiedene in anderen Experimenten bestimmte Parameter vom Benutzer vorzugeben.
Das Photonenspektrum des Generators wird nach der Weizsäcker-Williams-Näherung (siehe Abschnitt 1.1.2) gebildet. Die Q^2-Abhängigkeit wird mit Hilfe des Vektormesonen-Dominanz-Modells beschrieben (siehe Abschnitt 1.2.1). Dabei ist ein unterschiedliches Verhalten für den transversalen und den longitudinalen Anteil implementiert:

$$\frac{\sigma_T(Q^2)}{\sigma_T(0)} = \frac{1}{(1+\frac{Q^2}{m_V^2})^n} \tag{3.1}$$

$$\frac{\sigma_L(Q^2)}{\sigma_L(0)} = \frac{\sigma_T(Q^2)}{\sigma_T(0)} \frac{\xi\frac{Q^2}{m_V^2}}{1+\chi\xi\frac{Q^2}{m_V^2}} \tag{3.2}$$

Der Parameter n kann vom Benutzer vorgegeben werden und wurde gemäß experimentellen Daten bei der hier verwendeten Simulation auf 2,5 gesetzt. Der Parameter ξ wird in Experimenten in der Größenordnung von eins bestimmt. Durch den Parameter χ kann das Wachstum des Verhältnisses von longitudinalem und transversalem Wirkungsquerschnitt mit Q^2 begrenzt werden. Es gilt:

$$\lim_{Q^2\to 0} R \longrightarrow \xi\frac{Q^2}{m_V^2} \tag{3.3}$$

$$\lim_{Q^2\to \infty} R \longrightarrow \frac{1}{\chi} \tag{3.4}$$

Bei den für diese Analyse verwendeten Daten wurde $\chi = \frac{1}{3}$ gewählt.
Die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes von der Photon-Proton-Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$ wird nach der Beschreibung der Regge-Theorie generiert. Für den Parameter $\alpha_P(0)$ wurde ein Wert von 0,125 verwendet, wodurch sich eine Verteilung ergibt gemäß: $\sigma \propto W^{4\times 0,125}$.
Für die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts vom Impulsübertrag t wird ebenfalls die Beschreibung der Regge-Theorie verwendet. Der Wirkungsquerschnitt fällt demnach exponentiell mit t gemäß Formel (1.18).
Für die exklusive Produktion der ρ^0-Mesonen wurde $b = 6$ GeV^{-2} verwendet, für die exklusive Produktion der ϕ-Mesonen $b = 4,5$ GeV^{-2}.

Die Verteilung der Masse der Vektormesonen wird durch die Breit-Wigner-Funktion beschrieben:

$$\frac{d\Gamma}{dm} \propto \frac{\Gamma_{tot}^2}{(m - m_V)^2 + \frac{\Gamma_{tot}^2}{4}} \tag{3.5}$$

Die Winkelverteilung der Zerfallsteilchen des Vektormesons $d\Gamma/d\Omega$ im Raumwinkel Ω wird in einer bestimmten Form generiert. Dabei wird angenommen, daß das Vektormeson die Helizität des Photons übernimmt (s-Kanal-Helizitätserhaltung)[JPSS70].
Im γp-Schwerpunktsystem kann die Winkelverteilung zweier Teilchen mit Spin Null aus dem Zerfall eines Teilchens mit Spin eins folgendermaßen beschrieben werden [SSW70]:

$$\frac{d\Gamma}{d\Omega} \propto sin^2\theta \text{ (transversal polarisierte Vektormesonen)} \tag{3.6}$$

$$\frac{d\Gamma}{d\Omega} \propto cos^2\theta \text{ (longitudinal polarisierte Vektormesonen)} \tag{3.7}$$

θ bezeichnet dabei den Winkel des positiven Teilchens zur z-Achse. Die z-Achse entspricht der Richtung des Vektormeson-Impulsvektors.

Der Detektor-Einfluß bei der Beobachtung einer Reaktion kann um so besser mit Hilfe der Monte Carlo-Daten studiert werden, je genauer die Simulation des Detektorverhaltens mit dem Verhalten übereinstimmt und je besser die Modelle in der Beschreibung der Reaktion zutreffen. Im Abschnitt 6.1 werden daher Vergleiche von simulierten und realen Daten durchgeführt.
Die Monte Carlo-Daten werden in dieser Analyse dazu benutzt, die Qualität bei der Rekonstruktion der kinematischen Variablen zu kontrollieren, sowie die Akzeptanzen in den beobachtbaren kinematischen Bereichen zu bestimmen.

Sowohl für die exklusive ρ^0-Produktion als auch für die exklusive ϕ-Produktion wurden 50000 Ereignisse simuliert.
Bei beiden Vektormesonen wurden jeweils die verschiedenen Zerfallsmodi gemäß den Angaben von [PDG94] simuliert. Für die hier durchgeführte Analyse im Zerfall
$\rho^0 \to \pi^+\pi^-$ stehen 49174 Ereignisse zur Verfügung.
Bei der Produktion der ϕ-Mesonen wurden 24781 Ereignisse mit dem in dieser Analyse betrachteten Zerfall $\phi \to K^+K^-$ simuliert.

Kapitel 4

Ereignisauswahl

Bei der exklusiven Produktion von Vektormesonen wandelt sich das vom Positron abgestrahlte Photon durch Wechselwirkung über das Pomeron mit dem Proton in ein Vektormeson um (siehe Abschnitt 1.2). Im Endzustand sind also das gestreute Proton, das gestreute Positron sowie das neutrale Vektormeson vorhanden.
Im Detektor sind nur das gestreute Positron sowie die Zerfallsprodukte des Vektormesons nachweisbar, da das Proton so geringfügig abgelenkt wird, daß es unbeobachtbar durch das Strahlrohr aus dem Detektor entweichen kann.
Die hier untersuchten leichten Vektormesonen ρ^0 und ϕ werden in den folgenden Zerfällen nachgewiesen:

$$\rho^0 \longrightarrow \pi^+\pi^- \quad \left(\frac{\Gamma_{\pi^+\pi^-}}{\Gamma_{tot}} \simeq 1,0 \;\; \tau_\rho \simeq 4,4 \;\, 10^{-24}\mathrm{s}\right)$$

$$\phi \longrightarrow K^+K^- \quad \left(\frac{\Gamma_{K^+K^-}}{\Gamma_{tot}} \simeq 0,49 \;\; \tau_\phi \simeq 1,6 \;\, 10^{-22}\mathrm{s}\right)$$

Dabei bezeichnen die Γ_i die partielle Zerfallsbreite des Zerfallskanals und τ_{VM} die Lebensdauer des Vektormesons.
In Abbildung 4.1 ist ein typisches Ereignis für einen ϕ-Kandidaten aus den Daten von 1995 zu sehen, wie es im Detektor zu beobachten war. Im rückwärtigen Kalorimeter sind deutlich die Energiedeposition des gestreuten Positrons und in den zentralen Spurkammern die zwei Spuren der Kaonen aus dem Zerfall des ϕ - Mesons zu erkennen.
Das Erscheinungsbild der ρ^0- und der ϕ-Mesonen im Detektor unterscheidet sich in dem Öffnungswinkel der Spuren. Die Masse des ϕ-Mesons ist mit 1,020 GeV nur geringfügig größer als die Masse der beiden Zerfallsteilchen ($2 \times 0,4934$ GeV). Daher erhalten die beiden Kaonen im Ruhesystem des ϕ - Mesons beim Zerfall nur jeweils einen Impuls von 131 MeV.

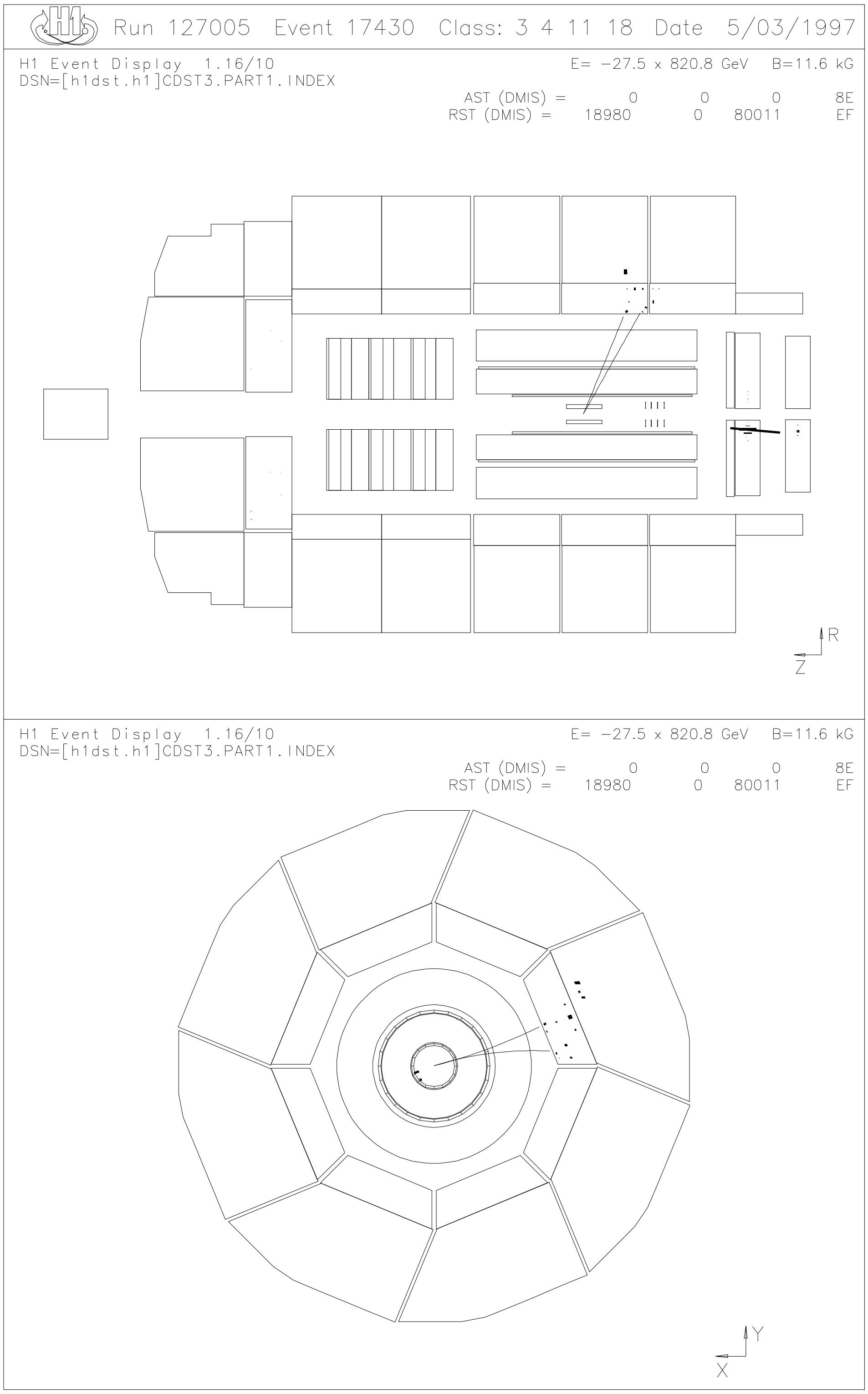


Abbildung 4.1: Ereignis mit einem ϕ-Kandidaten.

Für die im Detektor beobachteten Vektormesonen liegt der mittlere Impuls bei $< p > \simeq 3$ GeV. Der Öffnungswinkel zwischen den beiden Teilchen im Laborsystem ist daher stets sehr gering.
Für die Pionen aus dem Zerfall des ρ^0-Mesons liegt eine andere Situation vor. Die Masse des ρ^0-Mesons beträgt 770 MeV, die doppelte Pionenmasse 280 MeV. Die Pionen erhalten also im Ruhesystem des ρ^0-Mesons einen Impuls von jeweils 359 MeV.
Aus diesem Grund ist der Öffnungswinkel zwischen den beiden Pionen deutlich größer als zwischen den Kaonen aus dem ϕ-Meson-Zerfall. Abbildung 4.2 zeigt die auf eins normierten Verteilungen der in den Daten beobachteten Öffnungswinkel der ϕ-Kandidaten sowie der ρ^0-Kandidaten. Für die Ereignisauswahl wurden alle Kriterien aus Tabelle 6.3 angewandt. Hier ist die oben beschriebene Verschiebung der Spektren deutlich zu erkennen.

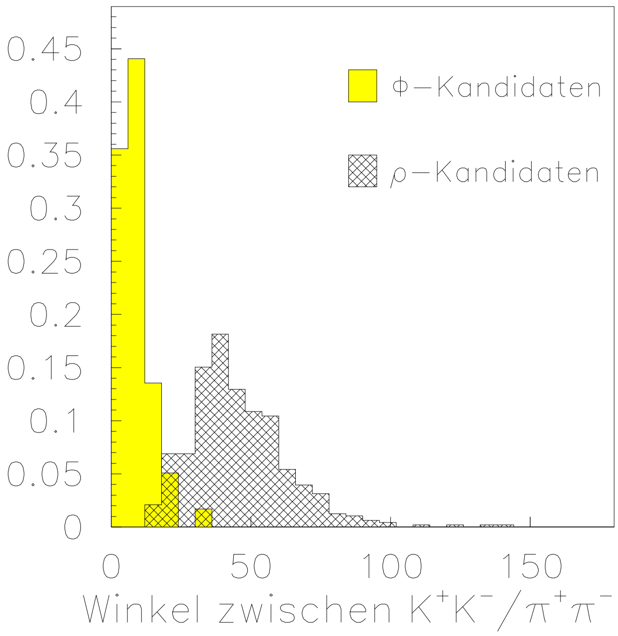


Abbildung 4.2: Öffnungswinkel der Zerfallsteilchen aus den Zerfällen $\phi \to K^+K^-$ beziehungsweise $\rho^0 \to \pi^+\pi^-$ im Laborsystem.

Bei der Analyse werden die Daten verwendet, die 1995 ab Oktober von H1 genommen wurden. Die integrierte Luminosität der verwendeten Daten beträgt 1,12 pb^{-1}. Es werden davon nur die Bereiche verwendet, bei denen die für die Analyse benötigten Detektorkomponenten funktionierten. Für die Analyse werden die Signale der zentralen Spurkammern, der BDC, des Spacals, des Flüssig-Argon-Kalorimeters, des Proton-Taggers sowie der vorderen Myonkammern verwendet. Da der verwendete Trigger auf weitere Komponenten angewiesen ist, wurde auch das Funktionieren der zentralen z-Kammern, der zentralen Proportionalkammern sowie des Flugzeitsystems gefordert. Für die Analyse des Wirkungsquerschnitts ist es unerläßlich, daß das Luminositäts-System funktioniert.
Insgesamt führen diese Bedingungen zu einer Verringerung der Luminosität auf 782 nb^{-1}. Weiterhin muß noch eine Korrektur für die sogenannten Proton-Satellitenbündel angewandt werden. Damit werden Protonbündel bezeichnet, die verschoben zu den normalen Bündelpositionen auftreten. Die Korrektur beträgt $-3,6\%$ [GL96]. Für die integrierte Luminosität ergibt sich damit ein Gesamtwert von 754 nb^{-1}.

Die Kriterien, nach denen daraus Ereignisse ausgesucht wurden, werden im folgenden vorgestellt. In Kapitel 6 werden weitere Auswahlkriterien, die der Untergrundunterdrückung dienen, dargestellt. Am Ende von Kapitel 6 befindet sich eine Zusammenfassung der Auswahlkriterien in Tabelle 6.3. Bei den einzelnen Kriterien ist jeweils die Anzahl der Ereignisse genannt, die von den Daten nach Anwendung des betreffenden Kriteriums noch verbleiben.

4.1 Vektormesonidentifikation in den Spurkammern

Die leichten Vektormesonen ρ^0 und ϕ werden im Detektor durch ihre geladenen Zerfallsprodukte in den Spurkammern nachgewiesen. Bei beiden Vektormesonen werden in den hier untersuchten Zerfallskanälen zwei entgegengesetzt geladene Teilchen im Endzustand erwartet. Die Lebensdauer dieser Vektormesonen ist so gering, daß der Ort der Entstehung der Zerfallsteilchen im Wechselwirkungspunkt gesehen wird.
Der im Ereignis rekonstruierte Wechselwirkungspunkt, im folgenden als *Primärvertex* bezeichnet, wird in dieser Analyse auf den Bereich mit -30 cm $< z_{vert} <$ 30 cm eingeschränkt, um Proton-Gas-Reaktionen weitestgehend auszuschließen.
Bei der Analyse wurde die Ereignis-Klasse 18 verwendet. Diese enthält Ereignisse, die folgende Kriterien erfüllen:

- Es muß ein Vertex existieren.
- Vom Primärvertex muß es genau zwei Spuren geben.
- An beide Spuren werden bestimmte Qualitäts-Anforderungen gestellt:
  - Die Spuren müssen mindestens 5 Drähte getroffen haben. Dadurch werden ungenau rekonstruierte Spuren mit wenigen Treffern verworfen.
    Bei mehreren möglichen Anpassungshypothesen von Spuren wird die Spur verwendet, die die größte Anzahl an Treffern in der CJC verwendet. Die Signale der CJC sind sehr genau verstanden, so daß durch diese Bedingung die bestmögliche Anpassungshypothese verwendet wird.
  - Beide Spuren müssen innerhalb eines Winkelbereichs von $20° < \theta < 160°$ liegen. Der Winkelbereich wird dadurch auf den Bereich guter Akzeptanz der CJC1 und CJC2 eingeschränkt.
  - Die Transversalimpulse beider Spuren müssen größer als 100 MeV sein. Spuren mit kleineren Transversalimpulsen werden durch das Magnetfeld auf so enge Spiralbahnen gezwungen, daß eine Rekonstruktion erheblich erschwert wird.

- Zusätzlich zu den beiden Spuren wird eine weitere Spur für das Positron mit $\theta > 160°$ erlaubt.

In Abbildung 4.3 a) und b) sind die Impulse der Zerfallsteilchen der Vektormesonen aufgetragen gegen ihren Polarwinkel gezeigt. Die Eingrenzung des kinematischen Bereichs, die durch die Beschränkung des Polarwinkels auf $20° < \theta < 160°$, stattfindet, ist eingezeichnet. In c) und d) derselben Abbildung ist der Effekt dieser Einschränkung auf die y-Verteilung zu erkennen. Der generierten y-Verteilung ist die Verteilung überlagert, die sich nach der Begrenzung des Polarwinkelbereichs bei den generierten Zerfallsteilchen ergibt. Durch die Anforderung zweier Spuren im zentralen Bereich des Detektors werden die Ereignisse mit $y > 0,2$ sowie bei $y < 0,02$ zum Großteil entfernt, was einer Beschränkung der Photon-Proton-Schwerpunktsenergie auf 40 GeV $< W_{\gamma p} <$ 135 GeV entspricht.
Aus der Klasse 18 werden Ereignisse mit Spuren entgegengesetzt geladener Teilchen ausgewählt. Den Spuren wird die Masse von Pionen bzw. von Kaonen zugeordnet und sodann die invariante Masse berechnet:

$$m_{inv} = \sqrt{(P_1 + P_2)^2} \tag{4.1}$$

$$= \sqrt{m_1^2 + m_2^2 + 2E_1 E_2 - 2p_1 p_2 \; cos\alpha} \tag{4.2}$$

Es gilt:

P_i: Viererimpuls der Zerfallsteilchen,
m_i, E_i, p_i: Masse, Energie, Impuls der Zerfallsteilchen,
α: Winkel zwischen den Impulsen der Zerfallsteilchen.

Für die ρ^0-Kandidaten werden Ereignisse ausgewählt, bei denen die invariante Masse bei Zuordnung der Pionenmasse zwischen 0,6 und 1 GeV liegt.
Es ist nicht auszuschließen, daß dabei auch Ereignisse aus einem ϕ-Mesonen-Zerfall in zwei Kaonen enthalten sind. Um diesen Untergrund einzuschränken, werden bei der ρ^0-Auswahl Ereignisse entfernt, bei denen die invariante Masse der beiden Spuren unter Zuordnung der Kaonenmasse zwischen 1,01 GeV und 1,03 GeV liegt.
Die ϕ-Kandidaten müssen bei Zuordnung der Kaonenmasse zu den Spuren eine invariante Masse zwischen 1,0 GeV und 1,04 GeV ergeben. Die invariante Masse der Spuren dieser Ereignisse ergibt bei Zuordnung der Pionenmasse zu den Spuren einen Wert zwischen 0,27 GeV und 0,4 GeV, so daß hier keine ρ^0-Kandidaten enthalten sind.
Die Signale der Vektormesonen, die ohne irgendwelche Auswahlkriterien in den Daten zu beobachten sind, sind in Abbildung 4.4 dargestellt.

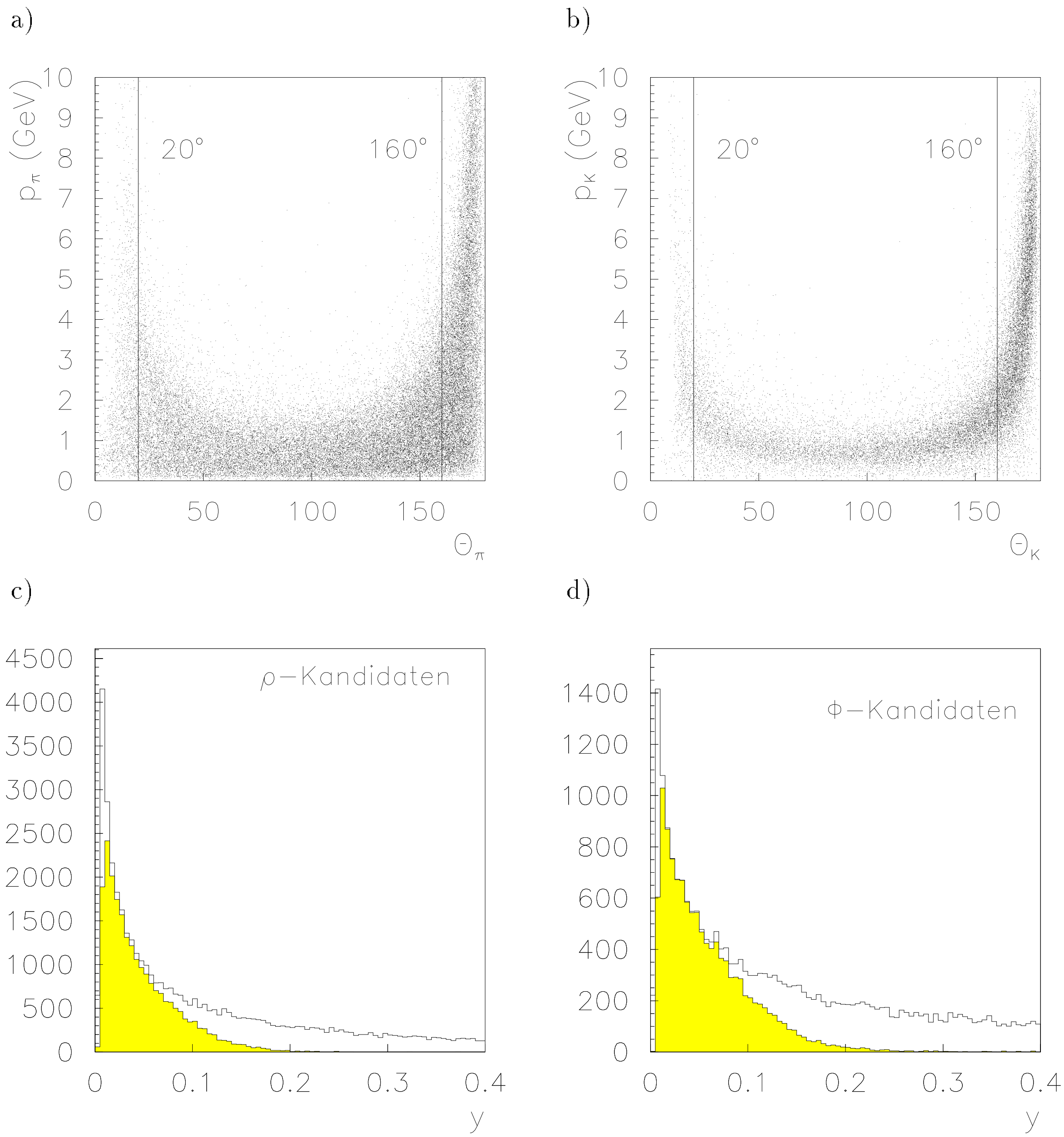


Abbildung 4.3: In a) und b) ist die generierte Verteilung von den Impulsen der Zerfallsteilchen der Vektormesonen aufgetragen gegen ihren Polarwinkel. Die für die Ereignisauswahl angewandte Begrenzung des Polarwinkels auf $20° < \theta < 160°$ ist eingezeichnet. a) zeigt die Verteilung bei den Pionen aus dem Zerfall der ρ^0-Mesonen, b) bei den Kaonen aus dem Zerfall der ϕ-Mesonen. In c) und d) sind die generierten Verteilungen von y vor und nach der Einschränkung der Polarwinkel der Zerfallsteilchen dargestellt. Die schraffierte Verteilung zeigt die Verteilung nach Begrenzung des Polarwinkels der Zerfallsteilchen. In c) ist die Darstellung für die ρ^0-Mesonen, in d) für die ϕ-Mesonen zu sehen.

4.2 Positronidentifikation im rückwärtigen Kalorimeter

Für die Identifizierung eines Positrons im rückwärtigen Kalorimeter Spacal werden die Schauer im elektromagnetischen Teil des Spacals untersucht. Der Schauerschwerpunkt $\vec{r}_{cent}$ wird folgendermaßen berechnet:

$$\vec{r}_{cent} = \frac{1}{\sum_i \sqrt{E_i}} \sum_i \vec{r_i} \sqrt{E_i} \tag{4.3}$$

Die Summation erfolgt über die einzelnen Zellen eines Energieschauers, wobei E_i die gemessene Energie der Zelle, die sich an dem Ort $\vec{r_i}$ befindet, darstellt.
Die Ausdehnung des Schauers wird durch den ihm zugeordneten Radius gemessen:

$$r_{Schauer} = \frac{1}{\sum_i E_i} \sum_i (|\vec{r_i} - \vec{r}_{cent}|) E_i \tag{4.4}$$

Um einen Energieschauer im Spacal dem gestreuten Positron zuordnen zu können, müssen verschiedene Bedingungen erfüllt sein:

- $E_{Schauer} \ > \ 12$ GeV

  Da sich ein Positron mit hohen Energien im Spacal leichter von anderen Energieschauern unterscheiden läßt, wird eine Mindestenergie für den Schauer von 12 GeV gefordert. Im kinematischen Bereich dieser Analyse werden Positronen mit Energien von $E_{Schauer} > 20$ GeV erwartet werden, so daß dieser Schnitt keinen Einfluß auf die Effizienz hat.

- $r_{Schauer} \ < \ 3,2$ cm

  Der Energieschauer eines Positrons hat eine sehr geringe Ausdehnung. Daher werden nur Energieschauer mit einem Radius kleiner als 3,2 cm ausgewählt.

- $max(|X_{Schauer}|, |Y_{Schauer}|) \ > \ 8$ cm

  Damit die Energie- und Ortsmessung möglichst genau erfolgen kann, ist es wünschenswert, daß auch die gesamte Energie des Positrons im Spacal enthalten ist. Aus diesem Grund wird der Teil des Spacals in der Nähe des Strahlrohrs gesondert analysiert, da dort die Möglichkeit besteht, daß ein Teil des Energieschauers nicht nachweisbar durch das Strahlrohr verloren gegangen ist.
  Energieschauer, die innerhalb eines Quadrates mit 8 cm Kantenlänge um das

Strahlrohr herum gefunden werden, kommen als Positron-Kandidaten nicht in Betracht.

- $E_{veto} \ < \ 1$ GeV

  Zusätzlich wird die Energie innerhalb der Veto-Lagen (siehe Abschnitt 2.2.3) kontrolliert. Ist im Umkreis von 10 cm um den Schauerschwerpunkt in den Veto-Lagen mehr als 1 GeV an Energie zu finden, wird der Positron-Kandidat verworfen, da eventuell ein Teil der Energie nicht sichtbar durch das Strahlrohr entweichen konnte.

- $E_{had} \ < \ 0,5$ GeV

  Da ein Positron in der Regel seine gesamte Energie im elektromagnetischen Teil des Spacals abgibt, werden Positron-Kandidaten verworfen, bei denen hinter dem Energieschauer im hadronischen Teil des Spacals noch Energie zu finden ist.
  Dazu werden die Energien der Zellen im hadronischen Teil des Spacals innerhalb eines Zylinders mit einem Radius von 17,5 cm vom Schauerschwerpunkt entfernt aufsummiert. Ergibt sich dabei eine Energie größer als 500 MeV, wird der Positron-Kandidat verworfen.
  Dieser Schnitt dient dazu, Schauer von Pionen auszuschließen.

- zugehörige Spur in der BDC ($d \ < \ 3$ cm)

  Ein Positron, das ins Spacal gestreut wird, muß die davor liegende Driftkammer (BDC) (siehe Abschnitt 2.2.2) durchqueren.
  Ein Positron-Kandidat wird nur akzeptiert, wenn in der BDC auch eine dazugehörige Spur zu finden ist. Dabei werden nur Spuren in der BDC innerhalb eines Abstands von 3 cm vom Schauerschwerpunkt akzeptiert. Energieschauer, die durch Photonen im Spacal hervorgerufen wurden, werden durch dieses Kriterium teilweise verworfen.

Durch die Beschränkung des Polarwinkels des gestreuten Positrons auf den Bereich des Spacals mit $\theta < 178°$, wird der beobachtbare kinematische Bereich auf $Q^2 > 1$ GeV^2 eingegrenzt. Die Begrenzung der kinematischen Ebene durch diese Forderung ist in Abbildung 6.2 eingezeichnet.
In Abbildung 4.4 sind die Signale der Vektormesonen zu sehen, die bei der Auswahl von Ereignissen nach den Kriterien (1) und (2) der Tabelle 6.3 gewonnen wurden. Zusätzlich sind die verbleibenden Signale eingezeichnet, sobald ein nach den obigen Kriterien identifiziertes Positron gefordert wird.
Bei den ρ^0-Mesonen wird das Signal durch diese Forderung sehr stark reduziert, da der

Großteil des Signals aus Photoproduktion stammt. Beim ϕ-Meson ist keine so starke Reduktion beobachtbar. Aufgrund der kleinen Öffnungswinkel der Zerfallsteilchen des ϕ-Mesons und ihrer geringen Impulse ist es sehr schwierig, einen effizienten Trigger für die Photoproduktion zu konstruieren, so daß bisher in den Daten von H1 keine exklusive Produktion von ϕ-Mesonen in Photoproduktion beobachtet werden konnte.

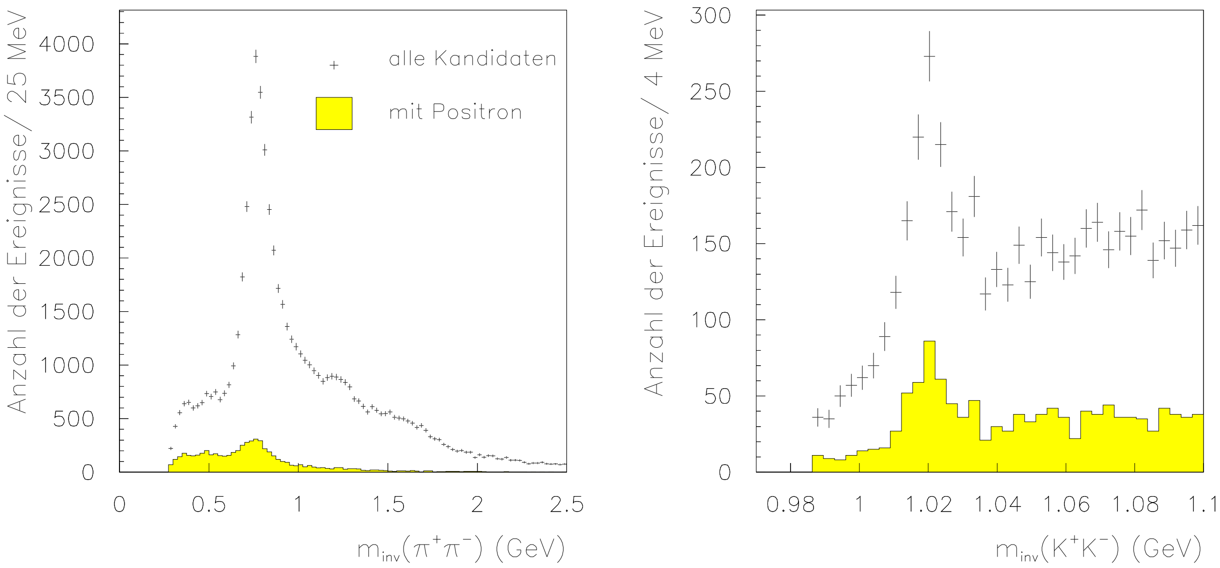


Abbildung 4.4: Die bei den Ereignissen der Klasse 18 beobachteten Signale der Vektormesonen sind dargestellt. Das schraffierte Histogramm zeigt jeweils den verbleibenden Anteil des Signals bei der Forderung nach einem identifizierten Positron im Spacal. In a) ist das Signal des ρ^0-Mesons zu sehen, in b) das Signal des ϕ-Mesons

4.3 Trigger

Bereits bei der Datennahme müssen bestimmte Kriterien erfüllt sein, anhand derer die gewünschten Ereignisse ausgewählt werden.
Die Ereignisse der exklusiven Vektormesonproduktion sind im Detektor durch eine große Energiedeposition im Spacal sowie durch zwei entgegengesetzt geladene Spuren vom Hauptvertex gekennzeichnet. Da bei der Spurrekonstruktion für das Triggersystem über die Proportionalkammern Spuren geringer Transversalimpulse nicht erkannt werden (siehe Abschnitt 2.2.5), ist ein Spurtrigger für diese Analyse äußerst ineffizient. Die Energiedeposition im Spacal kann hingegen vom Trigger leicht erkannt werden.

Für die Ereignisauswahl wird der Subtrigger S2 verwendet, der vor allem Bedingungen an die Energie im Spacal stellt. Zusätzlich enthält er lose Spurbedingungen sowie mehrere Triggerelemente, die der Untergrundunterdrückung dienen.
Die Triggerelemente zur Untergrundunterdrückung wurden mehrmals verändert, was sich aber nicht auf die Effizienz des Triggers auswirkt. Der Subtrigger S2 war im Verlauf der betrachteten Datennahmeperiode zeitweise mit einem Faktor zur Ratenreduzierung versehen, der maximal 4 betrug. Dieses wird bei der Berechnung des Wirkungsquerschnittes berücksichtigt.
In 2.2.5 wurden bereits Informationen zu den einzelnen L1-Triggerelementen gegeben. Hier sollen die im Subtrigger S2 enthaltenen Triggerelemente vorgestellt werden.
Der Subtrigger S2 forderte jederzeit das Triggerelement $Spcle\_IET > 1$. Zur Unterdrückung von Proton-induziertem Untergrund waren damit die Triggerelemente
$!VETO\_Outer\_BG$ und $!VETO\_inner\_BG$ und $!BToF\_BG$ verknüpft, wobei das ! die logische Negation der Bedingung darstellt. Dazu kam eine Spurbedingung, die zeitweise nur aus dem Triggerelement der zentralen Spurkammern $DCRPh\_T0$ bestand. Zwischendurch reichte es aus, daß entweder $DCRPh\_T0$ oder $zVtx\_T0$ erfüllt war. Verschiedene Triggerelemente, die Untergrund durch Signale im vorderen und rückwärtigen Flugzeit-System identifizierten, wurden in unterschiedlichen Kombinationen verwendet.

Kapitel 5

Rekonstruktion der Kinematik

Aus den verschiedenen Signalen, die vom Detektor gewonnen werden, können die kinematischen Variablen Q^2, y und x auf verschiedene Arten berechnet werden [BEK91, Hoe91]. Dabei gibt es zwei wichtige Einflüsse auf das Auflösungsvermögen der verschiedenen Methoden. Zum einen spielt die Auflösung der einzelnen Signale im Detektor eine Rolle, zum anderen auch der betrachtete kinematische Bereich.
Die vier Methoden, die bei der Berechnung der kinematischen Variablen die größte Genauigkeit erzielen, werden im folgenden vorgestellt. Da nur zwei der Variablen Q^2, y und x voneinander unabhängig sind (siehe Formel 1.2), wird im folgenden nur die Berechnung von Q^2 und y betrachtet.
Die Untersuchungen zum Auflösungsvermögen werden mit Hilfe der Monte Carlo-Daten durchgeführt. Dabei werden die Werte der rekonstruierten kinematischen Größe mit der generierten Größe verglichen. Für die Untersuchung wurden sowohl die Monte Carlo-Daten der rho^0-Produktion als auch die der ϕ-Produktion verwendet (siehe Kapitel 3). Da die Resultate bei beiden Datensätzen übereinstimmen, werden hier in den Abbildungen lediglich die Ergebnisse aus den ρ^0-MC-Daten dargestellt.

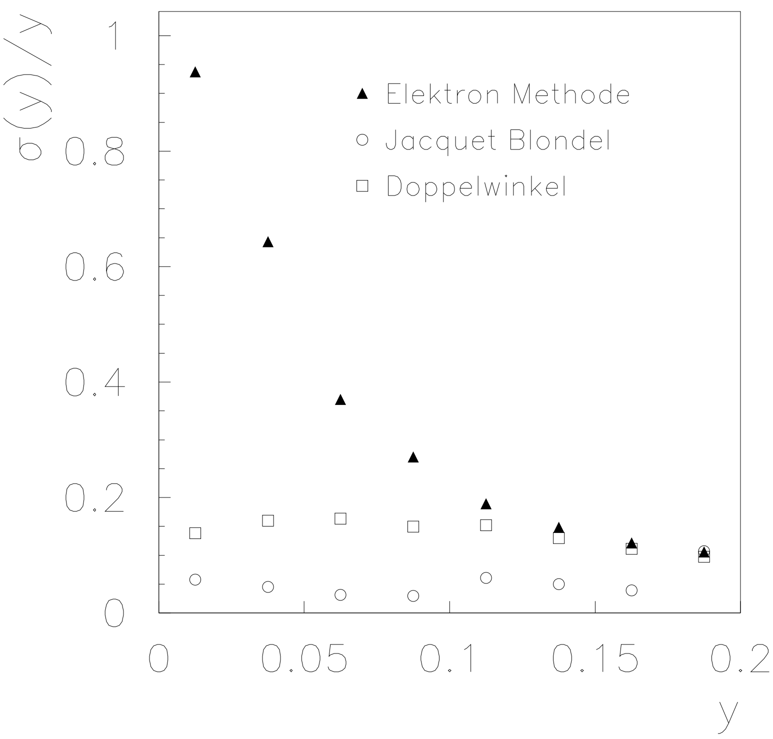
5.1 Elektron-Methode

Die kinematischen Variablen werden aus der Energie E'_e und dem Polarwinkel θ_e des gestreuten Elektrons beziehungsweise des gestreuten Positrons berechnet.
Bei Vernachlässigung der Ruhemasse des Positrons und des Protons ergibt sich :

$$Q_e^2 \simeq 4E_eE'_e cos^2\frac{\theta_e}{2} \tag{5.1}$$

$$y_e \simeq 1 - \frac{E'_e}{E_e} sin^2\frac{\theta_e}{2} \tag{5.2}$$

a)



b)

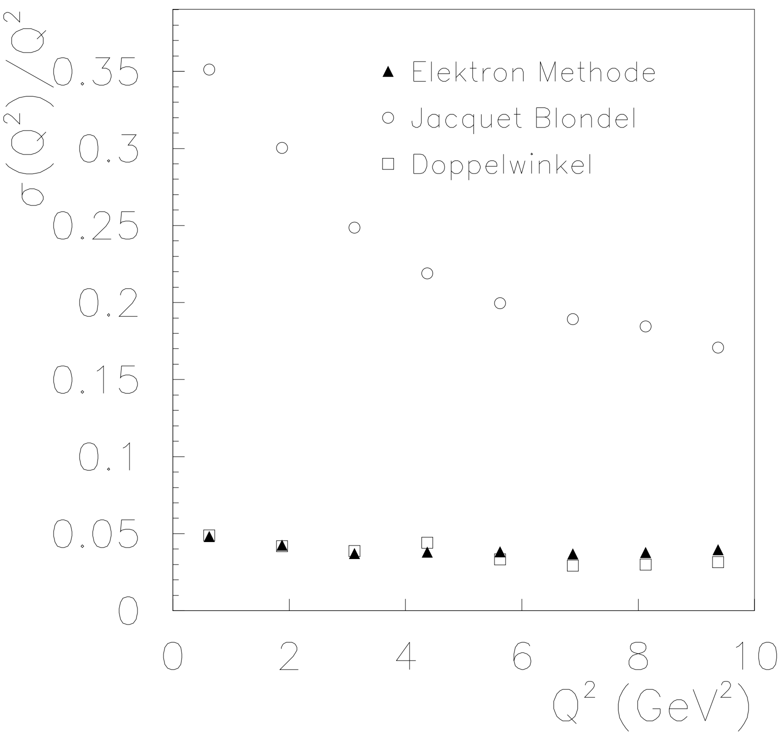


Abbildung 5.1: a) In den ρ^0-Monte Carlo-Daten beobachtete Auflösung für die verschiedenen Rekonstruktionsmethoden in a) y und b) in Q^2.

Der Fehler in y_e ist proportional zu $1/y_e$, so daß diese Methode bei Werten von $y < 0,08$ in der Auflösung wesentlich schlechter als die anderen Methoden wird.
Die vorliegende Analyse umfaßt den Bereich von $0,02 < y < 0,2$ (siehe Abschnitt 6.1), d.h. hier kann diese Methode zur Berechnung von y nicht angewandt werden.
Der Fehler in Q^2 steigt mit abnehmender Positronenergie und mit zunehmendem Polarwinkel. Trotzdem bietet diese Methode in dem in dieser Analyse betrachteten kinematischen Bereich von Q^2 eine gute relative Auflösung von $4-6\%$.

5.2 Methode von Jacquet und Blondel

Bei dieser Methode werden ausschließlich die gemessenen Signale des hadronischen Endzustandes verwendet [JB79].

$$Q^2_{JB} = \frac{(\sum_h p_{x,h})^2 + (\sum_h p_{y,h})^2}{1 - y_{JB}} \tag{5.3}$$

$$y_{JB} = \frac{\sum_h (E_h - p_{z,h})}{2E_e} \tag{5.4}$$

Die Summen gehen dabei über alle Teilchen des hadronischen Endzustandes.
Durch Teilchen, die im Detektor nicht nachgewiesen werden konnten oder auch durch das Strahlrohr entwichen sind, wird diese Berechnung mit Fehlern behaftet. In Vorwärtsrichtung entwichene Teilchen beeinträchtigen die Berechnung dabei nur wenig, da bei ihnen gilt : $E - p_z \simeq 0$.
Im Fall der elastischen Vektormesonproduktion beziehen sich die Summen lediglich auf das Vektormeson, da das gestreute Proton nicht nachweisbar ist. Da das Vektormeson durch die Spurkammern gemessen wird, kommt hier die sehr gute Impuls- und Richtungsauflösung der Spurkammern zum Tragen. Die Rekonstruktion von Q^2 weist deutlich größere Fehler auf als die Rekonstruktion über die Elektron-Methode, wie auch in Abbildung 5.1 erkennbar ist. Die Messung von y bietet jedoch gerade bei kleinen y eine deutlich bessere Auflösung als die Elektron-Methode.

5.3 Doppelwinkel-Methode

Die Doppelwinkel-Methode verwendet zur Berechnung der Variablen den gemessenen Winkel des gestreuten Positrons θ_e und den Polarwinkel des hadronischen Endzustands γ:

$$cos\ \gamma = \frac{Q^2_{JB}(1 - y_{JB}) - 4E_e^2 y_{JB}^2}{Q^2_{JB}(1 - y_{JB}) + 4E_e^2 y_{JB}^2} \tag{5.5}$$

Bei der exklusiven Vektormesonproduktion entspricht γ dem Streuwinkel des Vektormesons, der von den in den Spurkammern beobachteten Zerfallsteilchen bestimmt wird.

$$Q^2_{\theta\gamma} = 4E_e^2 \frac{sin\gamma(1+cos\gamma)}{sin\gamma + sin\theta_e - sin(\theta_e+\gamma)} \tag{5.6}$$

$$y_{\theta\gamma} = \frac{sin\theta_e(1-cos\gamma)}{sin\gamma + sin\theta_e - sin(\theta_e+\gamma)} \tag{5.7}$$

Die Doppelwinkel-Methode erreicht in Q^2 eine ähnlich gute Auflösung wie die Elektron-Methode. In y ist die Auflösung deutlich schlechter als die Methode von Jacquet und Blondel.

5.4 Gemischte Methode

Bei der vorliegenden Analyse wurde die gemischte Methode verwendet. Die einzelnen Variablen werden dabei nach unterschiedlichen Methoden berechnet. Für die Berechnung von y wird die Jacquet-Blondel-Methode verwendet, für die Berechnung von Q^2 die Elektron-Methode. Aus diesen Variablen wird die Photon-Proton-Schwerpunktsenergie unter Vernachlässigung der Massen von Proton und Elektron zu $W_{\gamma p} = \sqrt{sy - Q^2}$ berechnet.
Bei der Berechnung von Q^2 wurde in dieser Analyse nicht die gemessene Energie des Positrons benutzt, sondern eine aus seinem Polarwinkel und den Spurgrößen der Zerfallsteilchen des Vektormesons berechnete Energie. Es werden dazu die Summen $\sum(E_i - p_{z,i})$ vor und nach der Reaktion gebildet. Die Differenz der z-Komponente des Impulses des gestreuten Protons und seiner Energie kann vernachlässigt werden. Wegen Energie- und Impulserhaltung können beide Summen gleichgesetzt werden, woraus sich durch Umformen ergibt:

$$E'_e = \frac{2E_e - E_V + p_{z,V}}{1 - cos\theta_e} \tag{5.8}$$

Da hier nur die sehr genau bekannten Spurgrößen und der in hoher Präzision gemessene Streuwinkel eingehen, wird eine Genauigkeit von unter einem Prozent erreicht. Diese übertrifft sogar noch die sehr gute Energieauflösung des Spacals, die in dem in dieser Analyse interessierenden Energiebereich des Positrons von $E_e > 20$ GeV etwa zwei Prozent beträgt. Abbildung 5.2 zeigt einen Vergleich der beiden Rekonstruktionsmöglichkeiten der Energie in den Monte Carlo-Daten. Die relative Abweichung
$(E_{rec} - E_{gen})/E_{gen}$ ist gegen die generierte Positronenenergie aufgetragen.
In Abbildung 5.2 a) ist diese Darstellung für die im Spacal simulierte Energie zu sehen, in 5.2 b) für die aus den Spurgrößen berechnete Energie. Die bessere Rekonstruktion der Positronenenergie bei Berechnung nach Gleichung 5.8 gegenüber ihrer direkten

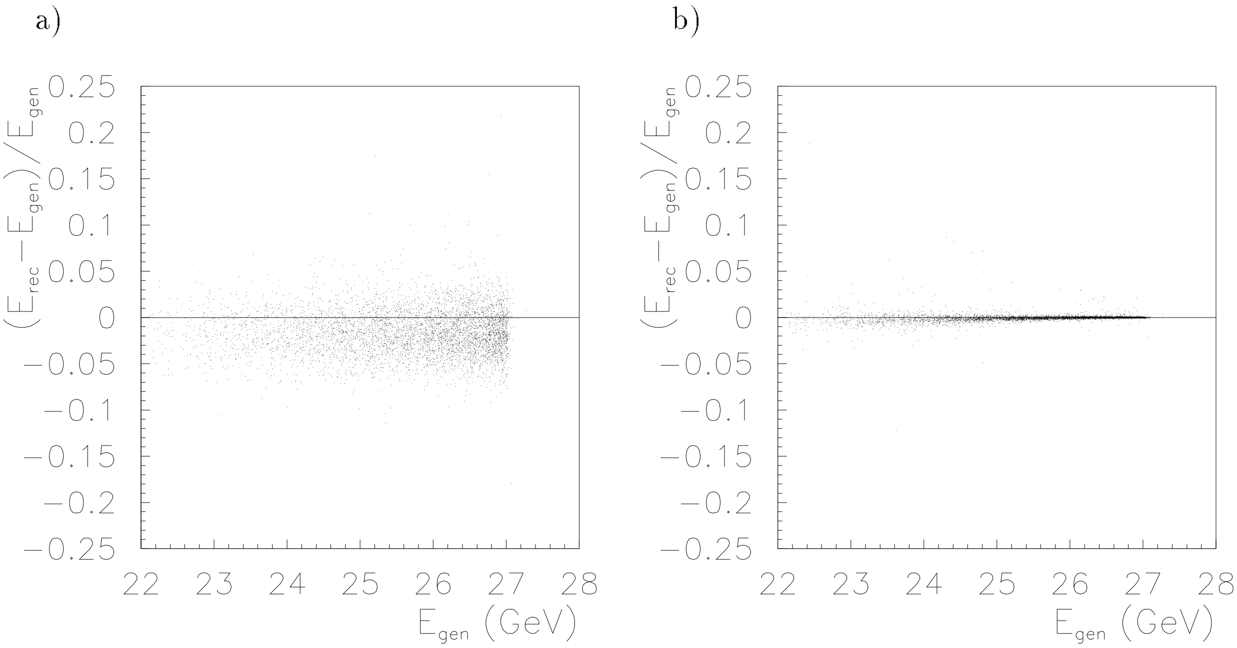


Abbildung 5.2: a) In den ρ^0-Monte Carlo-Daten beobachtete Abweichung der im Spacal gemessenen Energie des Positrons geteilt durch die generierte Energie und gegen diese aufgetragen. b) Die gleiche Darstellung mit der aus θ_e und den Spurgrößen berechneten Energie.

Messung ist deutlich zu erkennen. In den Abbildungen ist zum Vergleich eine Nullinie aufgetragen, so daß deutlich wird, daß bei der direkten Messung in den meisten Fällen eine zu kleine Energie gefunden wird.

5.5 Berechnung des Impulsübertrags t

Der Impulsübertrag t am Proton-Pomeron-Vertex ist nicht direkt meßbar, da das gestreute Proton durch das Strahlrohr entweicht und nicht im Detektor nachweisbar ist. Der Impulsübertrag muß also aus den Signalen im Detektor, d.h. aus den Signalen des Positrons und der Zerfallsteilchen des Vektormesons rekonstruiert werden.
Der Impulsübertrag ist näherungsweise berechenbar:

$$t = (p - p')^2 \tag{5.9}$$
$$= (q - V)^2 \tag{5.10}$$
$$\simeq -p_{T,p}^2 = (\vec{p_{T,V}} + \vec{p_{T,e'}})^2. \tag{5.11}$$

Dabei gilt:

$p_{T,p}$: Transversalimpuls des gestreuten Protons
$p_{T,e'}$: Transversalimpuls des gestreuten Positrons
$p_{T,V}/p_{z,V}$: Transversalimpuls/z-Komponente des Vektormesonimpulses

In dieser Analyse wird Formel 5.11 für die Berechnung des Impulsübertrags verwendet. Dabei wird $p_{T,V}$ aus den Zerfallsteilchen der Vektormesonen in den Spurkammern bestimmt und $p_{T,e'}$ aus dem Polarwinkel und der Energie des gestreuten Positrons berechnet.

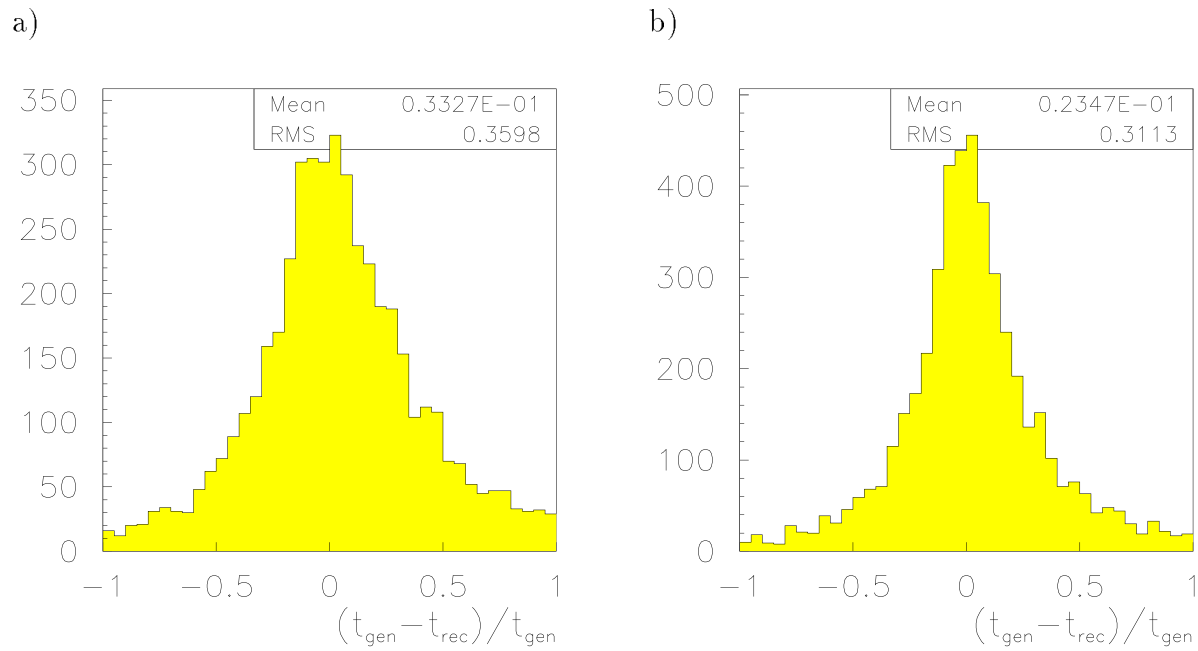


Abbildung 5.3: Die in den Monte Carlo Daten beobachtete relative Abweichung von t unter Verwendung a) der im Spacal simulierten Energie und b) der nach 5.8 berechneten Energie.

Abbildung 5.3 zeigt die in den Monte Carlo Daten beobachtete relative Abweichung des gemessenen Impulsübertrags t vom generierten Impulsübertrag t. Für Abbildung 5.3 a) wurde bei der Berechnung von t die im Spacal simulierte Energie verwendet, für Abbildung 5.3 b) die nach 5.8 berechnete Energie. Bei der Verwendung der berechneten Energie ist eine kleinere Streuung als bei Verwendung der simulierten Energie zu erkennen. In dieser Analyse wird daher bei der Berechnung von t die nach 5.8 berechnete Energie des Positrons verwendet.

Kapitel 6

Akzeptanzen und Untergrundbestimmung

Bei der Bestimmung der Wirkungsquerschnitte einer Reaktion muß eine Korrektur für den Teil der Ereignisse erfolgen, der im Detektor nicht beobachtbar ist oder keinen Trigger ausgelöst hat. Ebenso müssen Verluste, die sich aus den Auswahlkriterien der Ereignisse ergeben, berücksichtigt werden.
Die durch den Detektor und die Auswahlkriterien bestimmte Akzeptanz wurde bei dieser Analyse aus den Monte Carlo-Daten bestimmt. Eine Simulation für den Trigger lag nicht vor. Die Triggereffizienz wurde mit Hilfe eines weiteren Subtriggers bekannter Effizienz aus den Daten bestimmt. Zusätzlich muß der noch im Satz der ausgewählten Ereignisse enthaltene Anteil von Untergrundereignissen festgestellt werden.

6.1 Akzeptanzbestimmung

Die Akzeptanz soll in dem für die Analyse gewählten kinematischen Bereich möglichst wenig schwanken und relativ hoch sein, um große Unsicherheiten zu vermeiden. Sie wird aus dem Verhältnis der Anzahl der Ereignisse, die nach der Rekonstruktion durch die in Tabelle 6.3 zusammengestellten Kriterien ausgewählt werden, zu der Anzahl der generierten Ereignisse bestimmt.
In Abbildung 6.1 ist die in den Monte Carlo-Daten beobachtete Akzeptanz in den voneinander unabhängigen Variablen y und Q^2 für die ρ^0-Simulation und die ϕ-Simulation dargestellt. Dabei wurden alle Kriterien der Tabelle 6.3 bis auf die Einschränkung des Bereichs in y und Q^2 berücksichtigt.
Für die Analyse wurde der Bereich von $2\ \mathrm{GeV}^2 < Q^2 < 12\ \mathrm{GeV}^2$ und von $0,02 < y < 0,2$ ausgewählt, um eine möglichst gleichmäßige und hohe Akzeptanz und Statistik zu erhalten. Diese Einschränkung entspricht einer Begrenzung der Photon-Proton-

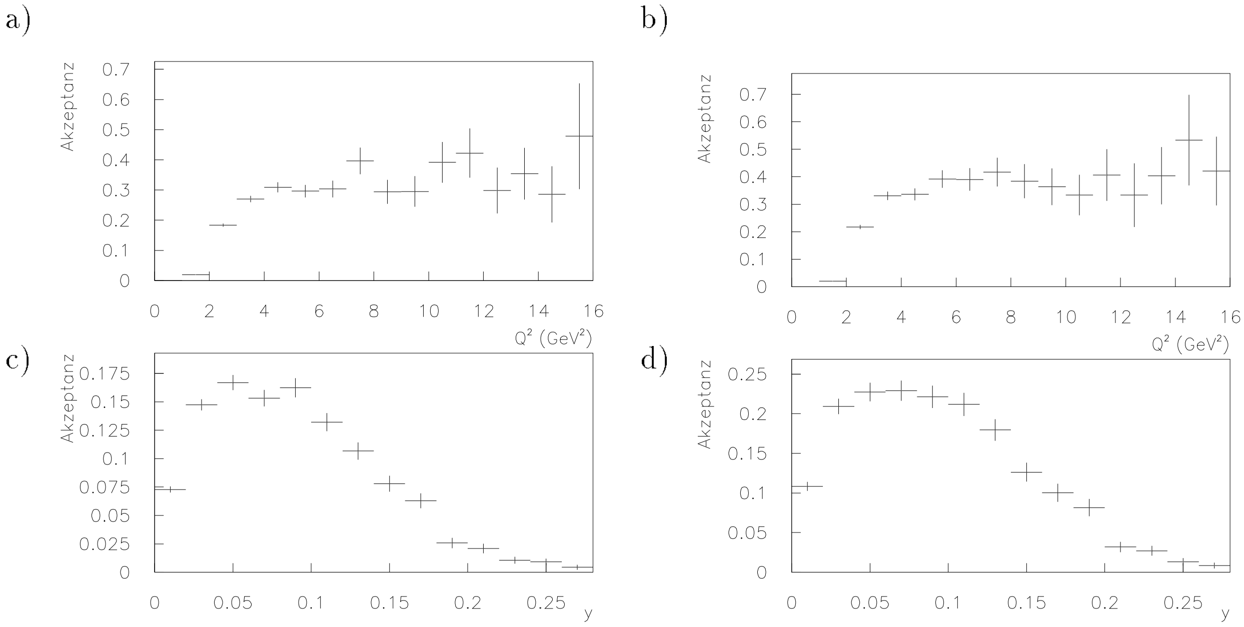
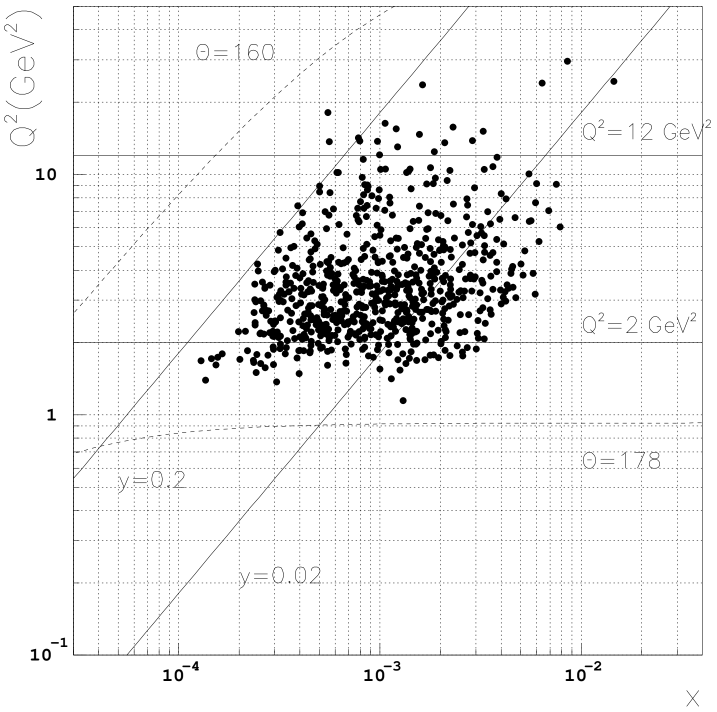


Abbildung 6.1: In den Monte-Carlo-Daten beobachtete Akzeptanz in Q^2 und in y bei Anwendung aller Auswahlkriterien der Tabelle 6.3 außer der Auswahl des Bereiches in y und Q^2. In den oberen Bildern ist die Akzeptanz in Q^2 zu sehen, in a) für die ρ^0-Mesonen, in b) für die ϕ-Mesonen. In c) und d) ist die Akzeptanz in y dargestellt, in c) für die ρ^0-Mesonen, in d) für die ϕ-Mesonen.

Schwerpunktsenergie auf den Bereich 42 GeV$< W_{\gamma p} <$ 134 GeV.
Abbildung 6.2 zeigt die $x - Q^2$-Ebene mit den ρ^0-Kandidaten und den ϕ-Kandidaten sowie die durch die Akzeptanz bestimmten Grenzen in y und Q^2. Zusätzlich sind die Grenzen des Polarwinkelbereichs des gestreuten Positrons eingezeichnet, durch welchen die Beobachtung der $x - Q^2$-Bereiche beschränkt ist.
Für die exklusive Produktion der ρ^0-Mesonen werden innerhalb der Akzeptanzgrenzen 479 Ereignisse, für die exklusive Produktion der ϕ-Mesonen 59 Ereignisse gefunden. Die Akzeptanzberechnung aus den Monte Carlo-Daten ist beeinträchtigt, falls die Simulation die realen Daten nicht gut beschreiben. Um dieses zu prüfen, werden einige Verteilungen der Monte Carlo-Daten mit den realen Daten verglichen. Die Abbildungen 6.3 und 6.4 zeigen einen Vergleich zwischen den simulierten und den 1995 von H1 gemessenen Daten. Dabei sind in Abbildung 6.3 die Vergleiche mit ρ^0-Mesonen durchgeführt, in Abbildung 6.4 mit den ϕ-Mesonen. Die Verteilungen in den Monte Carlo-Daten wurden auf die Anzahl der Ereignisse der realen Daten normiert. In beiden Abbildungen werden in a) und b) die Energie- und die Winkelverteilung des betreffenden Vektormesons dargestellt. Der Vergleich von Monte Carlo-Daten und den von H1 gemessenen Daten zeigt eine gute Übereinstimmung

a)



b)

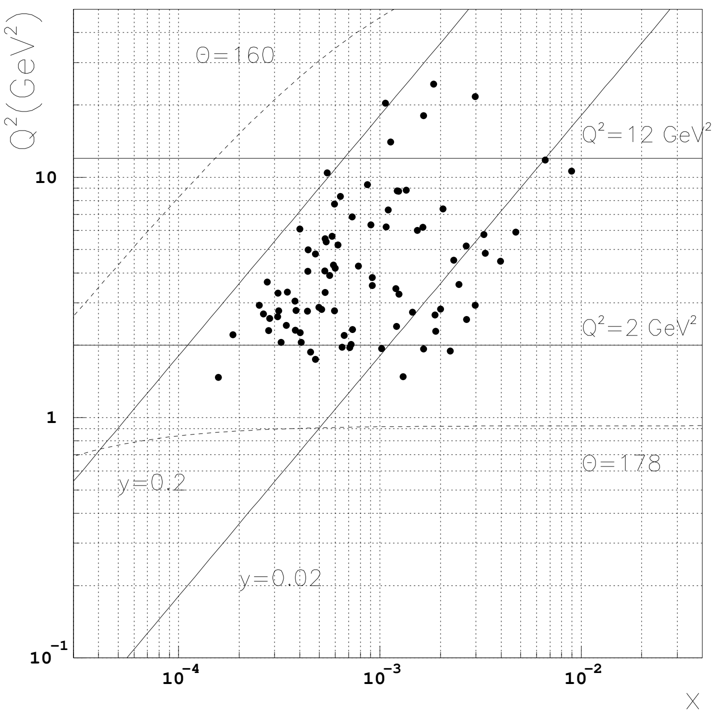


Abbildung 6.2: Gezeigt ist die x-Q^2-Ebene mit den ausgewählten Ereignissen der a) ρ^0-Produktion und b) der ϕ-Produktion.

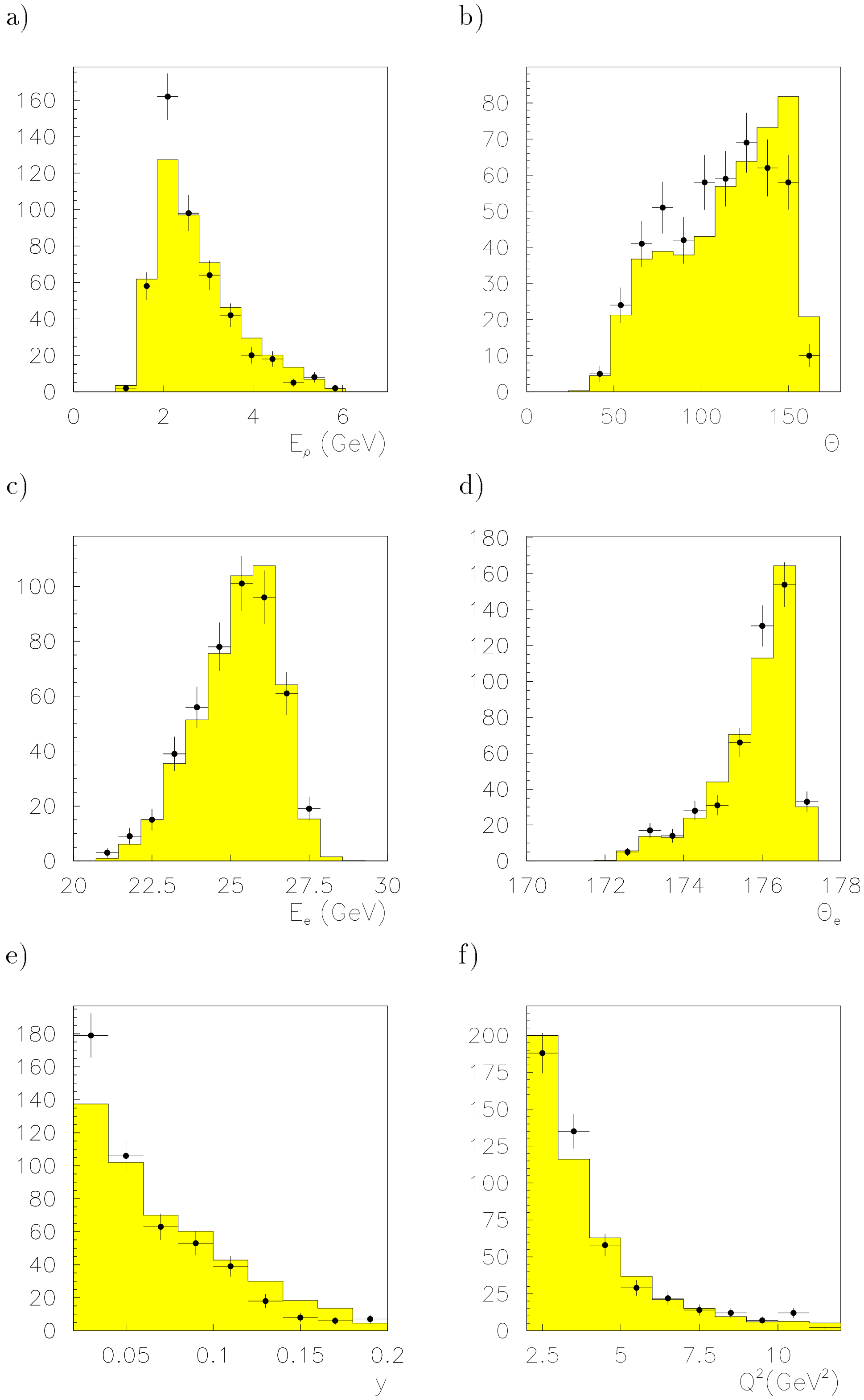


Abbildung 6.3: Vergleich zwischen den in den ρ^0-Monte Carlo-Daten rekonstruierten Verteilungen mit den in den Daten beobachteten Verteilungen. Die schraffierten Histogramme zeigen die simulierten, die Punkte mit den Fehlerbalken die in den 1995er Daten gefundenen Verteilungen a) der Energie und b) des Polarwinkels des ρ^0-Mesons. In c) ist die Verteilung der Energie und in d) des Polarwinkel des gestreuten Positrons zu sehen, in e) die y-Verteilung und in f) die Q^2-Verteilung.

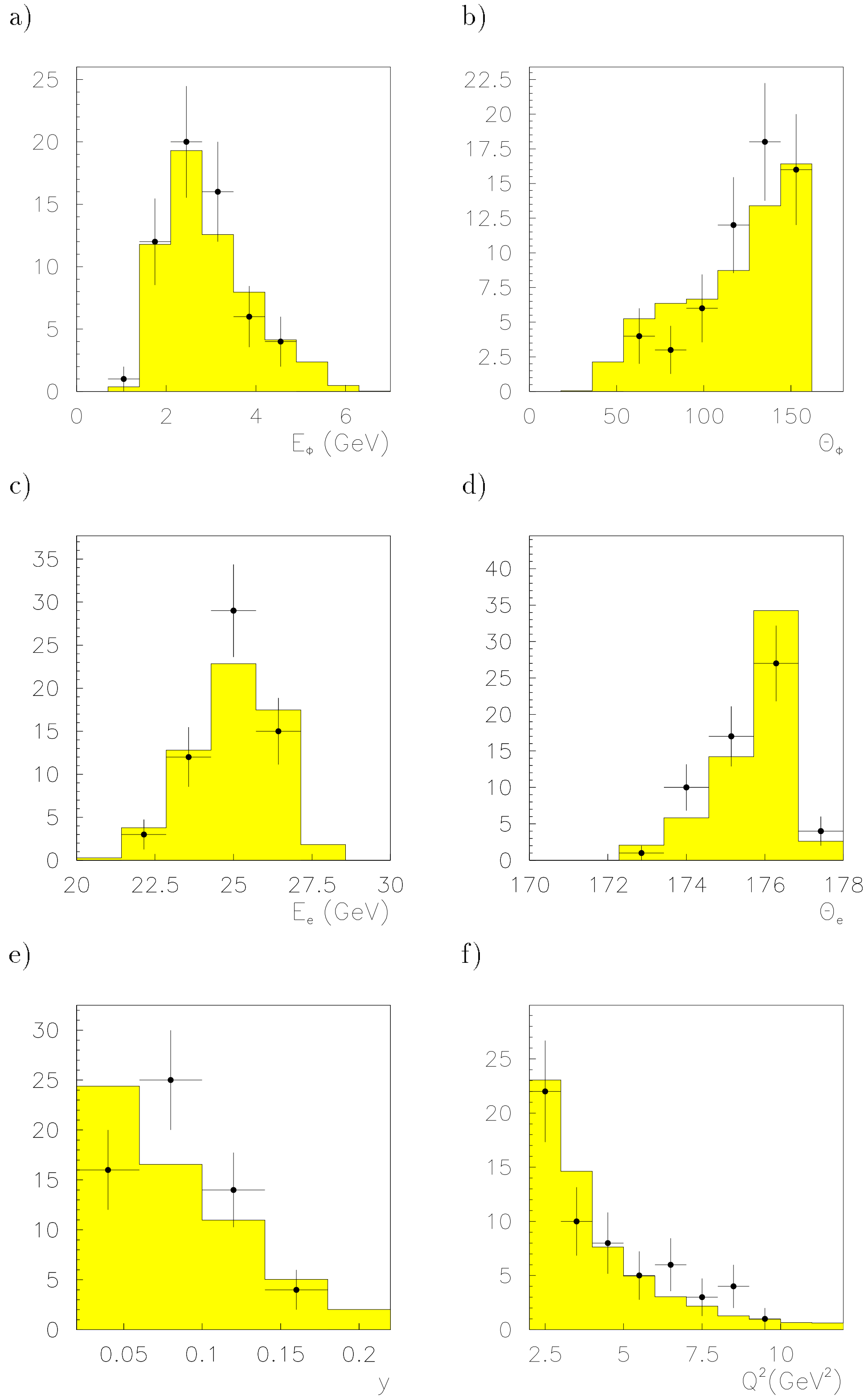


Abbildung 6.4: Vergleich zwischen den in den ϕ-Monte Carlo-Daten rekonstruierten Verteilungen mit den in den Daten beobachteten Verteilungen. Die schraffierten Histogramme zeigen die simulierten, die Punkte mit den Fehlerbalken die in den 1995er Daten gefundenen Verteilungen a) der Energie und b) des Polarwinkels des ϕ-Mesons. In c) ist die Verteilung der Energie und in d) des Polarwinkel des gestreuten Positrons zu sehen, in e) die y-Verteilung und in f) die Q^2-Verteilung.

Wie die Abbildungen in c) und d) zeigen, wird auch die Energiemessung des gestreuten Positrons im Spacal sowie die Winkelrekonstruktion in der BDC durch die Monte Carlo-Daten gut wiedergegeben. Ebenso sind die Verteilungen der kinematischen Variablen Q^2 und y in den realen Daten den Verteilungen der Monte Carlo-Daten sehr ähnlich. Ein Vergleich der Verteilungen ist in den Abbildungen in e) und f) zu sehen. Es ist zu berücksichtigen, daß die ausgewählten Ereignisse noch einen relativ großen Anteil von Untergrund enthalten (siehe Abschnitt 6.3), so daß eine vollkommene Übereinstimmung nicht zu erwarten ist.

6.2 Triggereffizienz

Die Triggereffizienz des Subtriggers S2 wurde mit Hilfe der bekannten Effizienz des Subtriggers S0 ermittelt. Der S0 enthält das Triggerelement $SPCLe\_IET > 1$ (siehe Abschnitt 2.2.5) sowie verschiedene Triggerelemente zur Untergrundunterdrückung. Die Bedingungen, die vom S0 an ein Ereignis gestellt werden, enthalten damit auch die Anforderungen des S2. Durch den S0 werden Ereignisse mit Positronen im Spacal ohne weitere Spurbedingungen ausgewählt.
In [H1 96f] wurde die Effizienz des Subtriggers S0 für Positronen mit $E_e > 7$ GeV zu $\simeq 100\%$ angegeben. Da bei dieser Analyse die Positronenergie im untersuchten kinematischen Bereich in jedem Fall größer als 15 GeV ist, sind auch die gewünschten Reaktionen in den vom S0 ausgewählten Ereignissen vollständig enthalten. Der S0 war zu allen Zeiten mit einem hohen Faktor zur Ratenreduzierung versehen, so daß er als eigentlicher Trigger für die Analyse der Vektormesonproduktion ungeeignet ist.
Für die Effizienzbestimmung werden von der nach den Kriterien (1), (2) und (3) von Tabelle 6.3 erhaltenen Auswahl alle Ereignisse verwendet, die durch den S0 ausgewählt wurden. Wegen der 100%igen Effizienz des S0 stellen diese Ereignisse eine repräsentative Stichprobe von den gesuchten Ereignissen dar, die auch vom S2 ausgewählt werden sollten. Für die Effizienzbestimmung wird die Anzahl der Ereignisse dieser Stichprobe, die auch durch den S2 ausgewählt wurden, zu der Anzahl der Ereignisse der Stichprobe ins Verhältnis gesetzt. Die Effizienz ist in Abbildung 6.5 in Abhängigkeit der kinematischen Variablen y und Q^2 zu aufgetragen. Die Berechnung von Q^2 erfolgt über die Elektron-Methode, wobei die im Spacal gefundene Energie des Positrons verwendet wird. Die Berechnung von y wurde nach der Methode von Jacquet und Blondel durchgeführt. Die Triggereffizienz zeigt in Abhängigkeit der kinematischen Variablen keine großen Schwankungen und liegt über den kinematischen Bereich der Analyse gemittelt bei 91%. Für die Berechnung der Wirkungsquerschnitte in Abschnitt 1.14 wird die Triggereffizienz in den einzelnen dabei gewählten kinematischen Bereichen bestimmt. Die dabei ermittelten Werte sind in den Tabellen 7.5 und 7.6 angegeben.

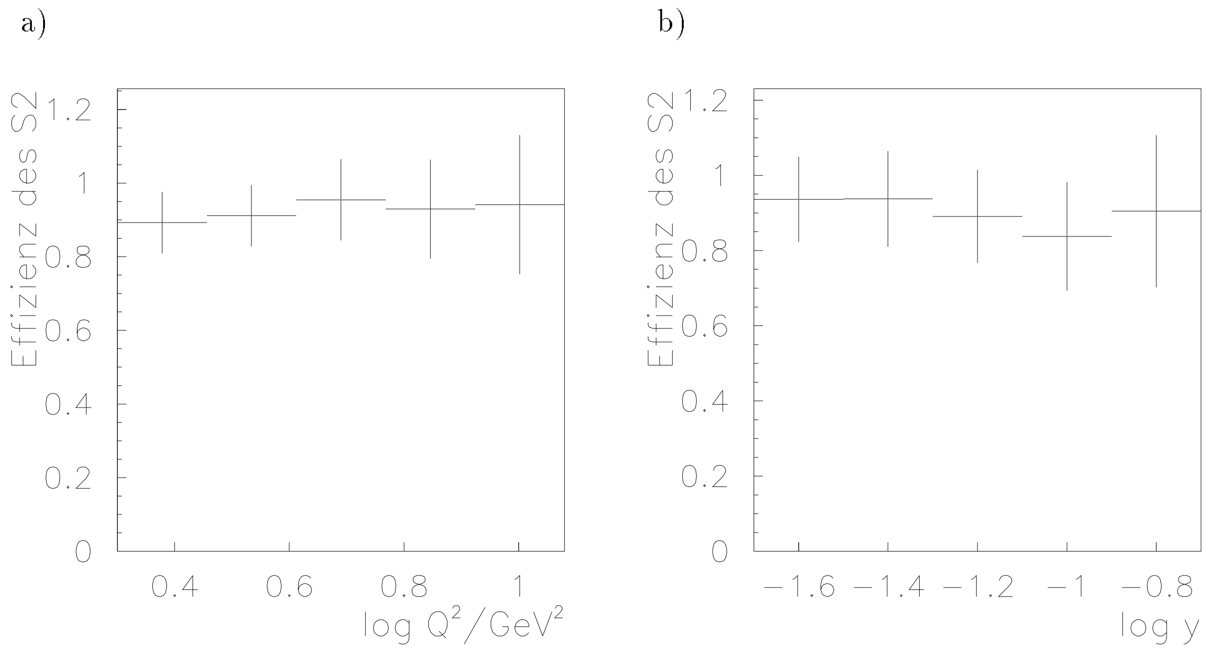


Abbildung 6.5: Triggereffizienz des Subtriggers S2 in Abhängigkeit a) von Q^2 und b) von y.

6.3 Untergrundreaktionen

Mit den in Kapitel 4 vorgestellten Kriterien werden auch Ereignisse ausgewählt, welche nicht zu der gewünschten exklusiven Vektormesonproduktion gehören. Der zu erwartende Untergrund wird durch weitere Auswahlkriterien eingeschränkt und eine Abschätzung des noch verbleibenden Anteils getroffen.
Im folgenden werden die häufigsten Untergrundreaktionen genannt:

- **Radiativer Untergrund**

  Das Positron kann vor der eigentlichen Wechselwirkung ein Photon abstrahlen, welches unentdeckt entweicht. Dadurch besitzt das Positron eine geringere Anfangsenergie, so daß bei diesen Ereignissen der Wirkungsquerschnitt bei einer geringeren Schwerpunktsenergie gesehen wird.

- **Proton-dissoziativer Untergrund**

  Die in Abschnitt 1.2 vorgestellten einfach beziehungsweise doppelt dissoziativen Reaktionen tragen zu den Untergrundereignissen der ausgewählten Ereignisse bei. Der Hauptanteil des dissoziativen Untergrunds wird von den Ereignissen mit einfacher Dissoziation des Protons erwartet, da dieser im Detektor wie eine elastische

Reaktion aussieht, wenn die Dissoziationsprodukte des Protons unentdeckt nach vorne entweichen. Weitere dissoziative Ereignisse werden bei der Untersuchung des nicht-resonanten Untergrundes berücksichtigt.

- **Nicht-resonanter Untergrund**

  Als 'nicht-resonanter Untergrund' werden in dieser Analyse verschiedene Arten von Untergrundereignissen bezeichnet. Zum einen zählen dazu Ereignisse, bei denen die in den Spurkammern gefundenen Teilchen nicht-resonant erzeugt wurden. Das heißt, daß diese nicht aus dem Zerfall des betreffenden Vektormesons stammen. Weiterhin umfaßt der nicht-resonante Untergrund Ereignisse, bei denen die gefundenen Spuren fälschlicherweise Pionen zugeordnet wurden, aber von Kaonen stammen oder umgekehrt. Zuletzt umfaßt der nicht-resonante Untergrund auch Ereignisse, die nur unvollständig im Detektor beobachtet wurden, wie beispielsweise ein Zerfall $\phi \to \pi^+\pi^-\pi^0$, bei dem das π^0 nicht mehr gefunden wurde. Auch dissoziative Ereignisse, bei denen Teilchen unentdeckt entweichen konnten, zählen zu dieser Art von Untergrund.

Ein bedeutsamer Anteil an Untergrund von kosmischer Strahlung ist nicht zu erwarten. Eine Spur eines Teilchens kosmischer Strahlung kann in den Spurkammern als zwei entgegengesetzt auseinanderlaufende Spuren rekonstruiert werden. Da die Spuren der hier ausgewählten Ereignissen einen Öffnungswinkel deutlich unter 180° aufweisen (siehe Abbildung 4.2), sind keine derartigen Ereignisse kosmischer Strahlung enthalten. In den folgenden Abschnitten werden die Methoden dargestellt, die zur Unterdrückung beziehungsweise zur Abschätzung des verbleibenden Anteils der oben aufgeführten Untergrundereignisse angewandt werden.

6.3.1 Radiativer Untergrund

Das bei den radiativen Ereignissen vom Positron abgestrahlte Photon verläßt den Detektor meistens unbeobachtet. Die Abstrahlung läßt sich in einigen Fällen aus der Kinematik der Ereignisse rekonstruieren. Dazu wird die Summe $\sum_i(E_i - p_{z,i})$ im beobachteten Endzustand gebildet. Wegen Energie- und Impuls-Erhaltung muß sich dabei

$$\sum_i (E_i - p_{z,i}) = 2 \times E_e = 55 \text{ GeV}$$

ergeben. Da das Proton des Endzustands nicht beobachtet wird und auch die Energieauflösung des Spacals begrenzt ist, ergibt sich für die Summe eine Verteilung, die vom Wert 55 GeV aus zu kleineren Werten reicht. Sind unbeobachtete Teilchen, insbesondere ein Photon, in Rückwärtsrichtung entwichen, ist die Summe erheblich kleiner als 55 GeV.

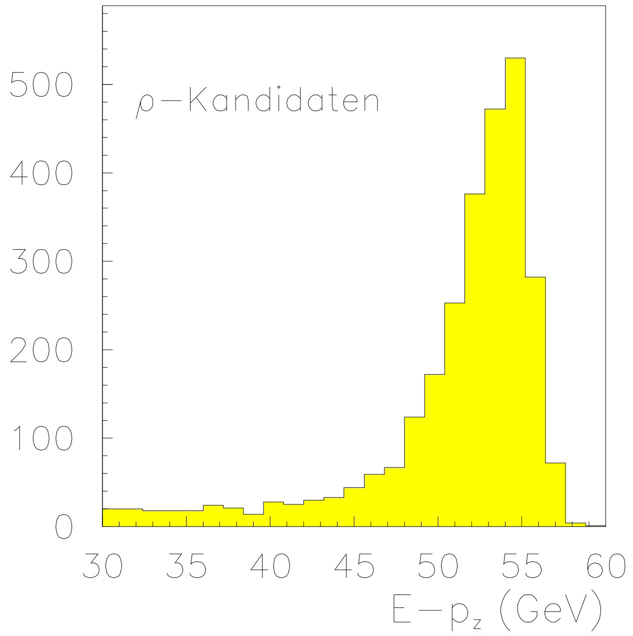


Abbildung 6.6: Verteilung von $\sum_i (E_i - p_{z,i})$ der ρ^0-Kandidaten.

Um radiative Ereignisse zu entfernen, werden nur Ereignisse ausgewählt, bei denen der Wert der Summe $\sum_i (E_i - p_{z,i})$ größer als 45 GeV ist. In Abbildung 6.6 ist die Verteilung für die ρ^0-Kandidaten zu sehen, wobei bereits alle in Kapitel 4 genannten Auswahlkriterien (Kriterien (1)-(3) sowie der Massenschnitt (11) aus Tabelle 6.3) angewandt wurden.
Trotz dieses Kriteriums gibt es bei den ausgewählten Ereignissen verbliebene radiative Ereignisse. Die Korrektur, die dadurch für die Berechnung des Wirkungsquerschnittes notwendig ist, wird aus der Analyse von [H1 96b] übernommen, sie liegt bei -4%.

6.3.2 Proton-dissoziativer Untergrund

Bei den proton-dissoziativen Untergrundereignissen werden Teilchen in der Protonrichtung, also im vorderen Bereich des Detektors, erwartet. Sie können zum einen durch entsprechende Einschränkungen an die Kalorimeterenergie im vorderen Bereich eliminiert werden, zum anderen auch durch Forderungen an die im Proton-Tagger und in den vorderen Myonkammern beobachteten Signale.
Bei allen folgenden Betrachtungen der Kalorimeterenergie werden die Energieschauer, die zu den beiden Zerfallsteilchen des Vektormesons gehören, ausgenommen. Dazu

wird der Verlauf der Spuren in die Kalorimeter projiziert. Um diese Projektion wird ein Zylinder mit einem Radius von 30 cm gelegt. Die Energieschauer, die sich innerhalb dieses Zylinders befinden, werden bei den Betrachtungen der Kalorimeterenergien nicht berücksichtigt.
Die Kalorimeterenergie wird im vorderen Bereich des Flüssig-Argon-Kalorimeters ($\theta < 10°$) aufsummiert. Ergibt sich dabei ein Wert größer als 1 GeV, wird das Ereignis verworfen. Ereignisse, bei denen ein Signal vom Proton-Tagger beobachtet wird, werden verworfen, da dies auf eine Dissoziation des Protons hinweisen kann. In den vorderen Myonkammern können ebenfalls Teilchen, die bei der Protondissoziation entstanden sind, nachgewiesen werden. Es werden für diesen Nachweis nur die drei Kammern vor dem Toroid (siehe Abschnitt 2.2.4) verwendet, da die Kammern dahinter von Synchrotronstrahlung getroffen werden [Cle]. Die ausgewählten elastischen Ereignisse dürfen in diesen drei Kammern höchstens ein Paar von Treffern aufweisen, das mit Rauschen verträglich ist.
Die Abschätzung des verbleibenden Anteils an dissoziativen Ereignissen wird aus [H1 96b] übernommen. Der Anteil beträgt danach $9 \pm 8\%$.

6.3.3 Nicht-resonanter Untergrund

Der nicht-resonante Untergrund kann zunächst über weitere Bedingungen für die Kalorimeter-Energien eingeschränkt werden. Bei den meisten Ereignissen des nicht-resonanten Untergrundes werden noch weitere Teilchen erzeugt, die auch Signale im Detektor hinterlassen können.
Die Energie im Flüssig-Argon-Kalorimeter wird im Bereich $\theta > 10°$ aufsummiert. Ereignisse, bei denen diese Summe größer als 1 GeV ist, werden verworfen. Die gleiche Summation erfolgt über die Energieschauer im Spacal, wobei der Positron-Schauer im Spacal ausgelassen wird. Dabei wird ebenfalls ein Schnitt bei 1 GeV gesetzt.
Die Anzahl der Ereignisse der exklusiven Vektormesonproduktion nehmen mit dem Impulsübertrag t wesentlich stärker als die des nicht-resonanten oder proton-dissoziativen Untergrundes ab. Diese Charakteristik wird zur Trennung genutzt, indem Ereignisse mit hohen Impulsüberträgen verworfen werden. Da bei den ϕ-Mesonen in den bisherigen Experimenten von H1 und ZEUS eine schwächere exponentielle Abnahme mit t als beim ρ^0-Meson gefunden wurde ([H1 96b, H1 96e, ZEU95a, ZEU96d]), wird der Schnitt auf t bei der Auswahl der ϕ-Meson-Kandidaten etwas höher gesetzt. Für die ρ^0-Mesonen werden Ereignisse mit $|t| < 0,5$ GeV^2 ausgewählt, für die ϕ-Mesonen Ereignisse mit $|t| < 0,6$ GeV^2.
Der Effekt eines solchen Schnittes ist in Abbildung 6.7 zu erkennen. Das ρ^0-Signal ist In Abbildung 6.7 a) zu sehen, wobei die Auswahlkriterien (1), (2) und (3) der Tabelle 6.3 angewandt wurden. Die dunkelschraffierte Verteilung zeigt das verbleibende Signal bei Anwendung des Schnittes auf t. Eine Verbesserung des Verhältnisses von Signal zu

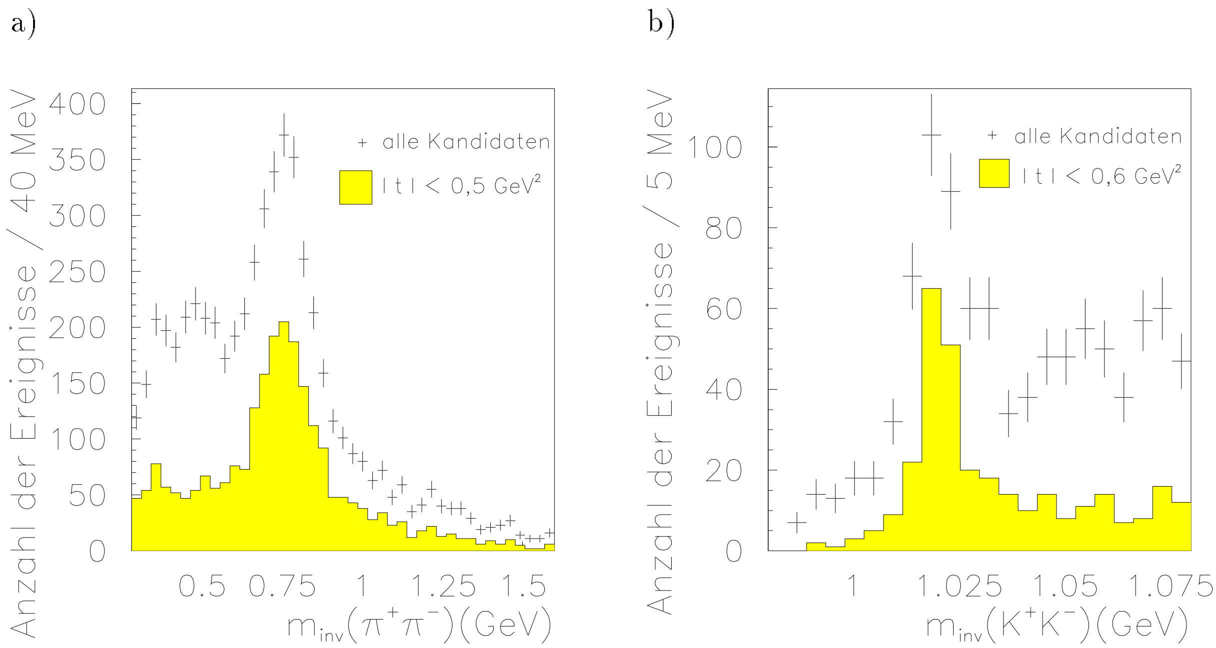


Abbildung 6.7: Die Signale der Vektormeson-Kandidaten mit einem identifizierten Positron vor und nach Anwendung des Schnittes auf t. a) Signal des ρ^0-Mesons und b) Signal des ϕ-Mesons.

Untergrund ist deutlich zu beobachten. Beim ϕ-Signal ist in Abbildung 6.7 b) derselbe Effekt zu sehen.

Um zu einer Abschätzung über den verbleibenden Anteil des nicht-resonanten Untergrundes zu gelangen, wird die Form des Signals des gesuchten Teilchens analysiert. Die Form des reinen Signals eines Teilchens mit kleiner Zerfallsbreite wird durch eine Breit-Wigner-Funktion beschrieben. Durch Interferenzen mit anderen Streuamplituden kann die Form verzerrt werden. Zusätzlich kann aber auch in den ausgewählten Ereignissen übriggebliebener Untergrund eine Abweichung erzeugen. Der nicht-resonante Untergrundes wird ebenfalls durch eine Funktion beschrieben. Diese Untergrundfunktion wird zu der Breit-Wigner Funktion addiert und die resultierende Funktion an die Daten angepaßt. Aus dem Verhältnis der Flächen unter der Untergrundfunktion und der Breit-Wigner-Resonanz kann anschließend der Anteil des Untergrundes bestimmt werden.

Die Anpassung einer Funktion an das Signal wird mit Hilfe des Programmpakets MINUIT durchgeführt [Gro93a]. Dieses bietet verschiedene Methoden zur Anpassung an. Für diese Analyse wurde die χ^2-Methode verwendet. Bei dieser Methode wird die Abweichung der berechneten Funktion von der gemessenen durch die χ^2-Funktion beschrieben:

$$\chi^2 = \sum_{I=1}^{n} (\frac{C(I) - F(X(I), A_1, A_2, ..., A_k)}{E(I)})^2$$

Hierbei bedeuten:

n : Anzahl der Intervalle,
$C(I)$: Inhalt des Intervalls I,
$E(I)$: Fehler von $C(I)$,
$X(I)$: Koordinate des Intervall-Zentrums von Intervall I,
A_i : Parameter der Funktion,
F : Anzupassende Funktion.

Durch geeignete Variation der Parameter wird die χ^2-Funktion minimiert.

Anpassung einer Funktion an das ρ^0-Signal

Zur Signalbeschreibung wird die folgende relativistische Breit-Wigner-Funktion verwendet [Jac64]:

$$\frac{dN(m_{\pi\pi})}{dm_{\pi\pi}} = \frac{m_{\pi\pi} m_\rho \Gamma(m_{\pi\pi})}{(m_\rho^2 - m_{\pi\pi}^2)^2 + m_\rho^2 \Gamma^2(m_{\pi\pi})} \tag{6.1}$$

Hierbei bedeuten:

m_ρ: Masse des ρ^0,
$m_{\pi\pi}$: invariante Masse der beiden Pionen
$\Gamma(m_{\pi\pi})$: Breite der Breit-Wigner Funktion
abhängig von der invarianten Masse.

Die Breite Γ der Resonanz wird dabei auf zwei verschiedene Arten parametrisiert:

$$\Gamma(m_{\pi\pi}) = \Gamma_\rho (\frac{q^*}{q_0^*})^3 \frac{2}{1 + (q^*/q_0^*)^2} \tag{6.2}$$

$$\Gamma(m_{\pi\pi}) = \Gamma_\rho (\frac{q^*}{q_0^*})^3 \frac{m_\rho}{m_{\pi\pi}} \tag{6.3}$$

Hierbei bedeuten:

Γ_ρ: Breite der Breit-Wigner Funktion,
q^*: Impuls eines Pions im Schwerpunktssystem der Pionen,
q_0^*: Impuls eines Pions im Schwerpunktssystem des ρ^0 mit der Masse m_ρ.

Bei der Photoproduktion, also bei der Erzeugung von ρ^0-Mesonen durch Photonen

mit $Q^2 \simeq 0$ GeV^2, wird bei H1 und ZEUS eine Verschiebung des Signalmaximums zu kleineren Massen als der ρ^0-Masse hin beobachtet [H1 96c, ZEU96c]. Für diesen Effekt, der als '*skewing*' bezeichnet wird, gibt es verschiedene Erklärungen.
Ross und Stodolsky berechneten den Effekt mit Hilfe eines Photon-Dissoziationsmodells [RS66]. Bei der Rechnung ergibt sich zusätzlich zur Breit-Wigner-Funktion ein Faktor $(m_\rho/m_{\pi\pi})^4$. Dieser bewirkt, daß das Signalmaximum der Funktion zu kleineren Werten als das Signalmaximum der reinen Breit-Wigner-Funktion verschoben wird. Der Faktor taucht nach diesem Modell in dieser Form nur bei der Photoproduktion auf. Bei höherem Q^2 sollte eine Massenverschiebung nicht mehr beobachtbar sein, da dann der Faktor zu $m_\rho^4/(m_{\pi\pi}+Q^2)^2$ wird. Empirisch kann man die Verschiebung durch Hinzufügen eines Faktors $(m_\rho/m_{\pi\pi})^n$ zur Breit-Wigner-Funktion beschreiben, wobei n als Anpassungsparameter verwendet wird. Ist die Massenverschiebung nicht zu beobachten, ergibt sich für n ein Wert von 0.
Ein weiterer Mechanismus, der eine Massenverschiebung erklären kann, wurde von Söding vorgeschlagen [Söd65]. Er beschreibt dabei die Form der Resonanzkurve unter Berücksichtigung einer Interferenz zwischen den Amplituden für Pionen-Paare aus der ρ^0-Resonanz und direkt erzeugten Pionen-Paaren. Diese führt zu einer Reduzierung des Signals bei invarianten Massen, die höher als die ρ^0-Masse liegen.
Bei den Messungen von H1 und ZEUS bei $Q^2 > 7$ GeV^2 wurde keine Massenverschiebung im Signal mehr beobachtet [H1 96b, ZEU95a]. Da diese Analyse Daten mit kleinerem Q^2 betrachtet, muß geprüft werden, ob hier eine Verschiebung der Masse zu berücksichtigen ist. Daher wird die Anpassung der Funktion an das Signal mit der oben genannten Breit-Wigner-Funktion multipliziert mit dem Faktor $(m_\rho/m_{\pi\pi})^n$ durchgeführt.
Für die Beschreibung des nicht-resonanten Untergrundes wird die Parametrisierung von [H1 96b] übernommen. Dabei wird eine Schwelle bei der zweifachen Pionenmasse angenommen und ein exponentieller Abfall mit der invarianten Masse:

$$\frac{dN(m_{\pi\pi})}{dm_{\pi\pi}} = A_1(m_{\pi\pi} - 2m_\pi)^{A_2} e^{-A_3 m_{\pi\pi}} \tag{6.4}$$

Hierbei bedeuten:

m_π: Masse eines Pions,
A_i: freie Parameter.

Diese Untergrundfunktion wird zur Breit-Wigner-Funktion addiert. Die Anpassung der so erhaltenen Funktion an das Signal wird im Bereich $m_{\pi\pi} < 2,0$ GeV durchgeführt. In Abbildung 6.8 ist das ρ^0-Signal zusammen mit der berechneten Anpassungsfunktion zu sehen, wobei für die Breite die Parametrisierung von Gleichung 6.2 verwendet wurde. Die Untergrundfunktion, die bei dieser Anpassung bestimmt wird, ist zusätzlich eingezeichnet.

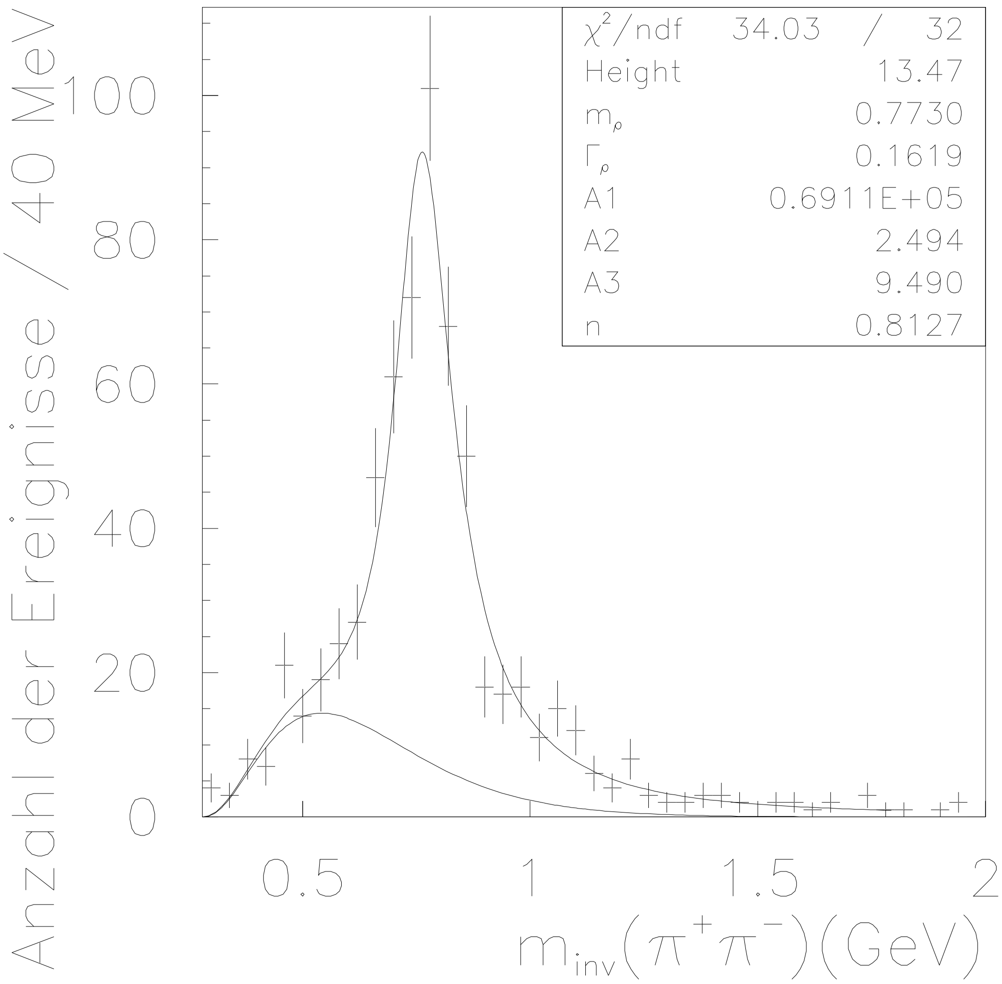


Abbildung 6.8: Das ρ^0-Signal mit der zur Untergrundfunktion addierten Breit-Wigner-Funktion. Die Untergrundfunktion ist zusätzlich separat eingezeichnet.

Bei der Anpassung mit den beiden unterschiedlichen Parametrisierungen der Breite ergeben sich die in Tabelle 6.1 zusammengefaßten Werte für die freien Parameter. Die angegebenen Fehler sind die statistischen Fehler, die von MINUIT bei der Anpassung bestimmt werden. Zusätzlich ist für die Beurteilung der Qualität der Anpassung χ^2 geteilt durch die Anzahl der Freiheitsgrade ndf aufgeführt.

Mit beiden Parametrisierungen ergeben sich Werte für die Masse und Breite des ρ^0, die gut mit den von [PDG94] angegebenen Werten übereinstimmen. Das kleine χ^2 bedeutet eine gute Qualität der Anpassung. Der Parameter n nimmt bei der Anpassung Werte größer als Null an, was auf eine auch in diesem kinematischen Bereich schon

vorhandene Massenverschiebung hinweist.
Für den Anteil des verbleibenden Untergrunds werden die Ergebnisse beider Parametrisierungen gemittelt. Es ergibt sich damit ein Untergrundanteil von $16^{+5}_{-6}\%$

	BW mit (6.2)	BW mit (6.3)	PDG-Wert
m_ρ/GeV	0,773 ± 0,007	0,776 ± 0,007	0,769 ± 0,006
Γ_ρ/GeV	0,162 ± 0,027	0,164 ± 0,024	0,151 ± 0,012
Faktor vor BW	13,47 ± 2,10	13,62 ± 1,65	
A_1	$6{,}91\ 10^4 \pm 3{,}89\ 10^4$	$3{,}86\ 10^4 \pm 2{,}19\ 10^4$	
A_2	2,49 ± 0,28	2,35 ± 0,23	
A_3	9,49 ± 0,97	8,88 ± 0,78	
n	0,81 ± 0,51	1,22 ± 0,44	
χ^2/ndf	1,06	1,03	
Untergrundanteil/%	16^{+6}_{-8}	15^{+7}_{-8}	

Tabelle 6.1: Parameter, die aus der Anpassung der zur Untergrundfunktion addierten Breit-Wigner-Funktion an das Signal des ρ^0-Mesons gewonnen wurden. Die Erklärung der Parameter erfolgt im Text. Bei den in dieser Analyse bestimmten Werten ist nur der statistische Fehler angegeben.

Anpassung einer Funktion an das ϕ-Signal

Das Signal des ϕ-Mesons wird durch eine Breit-Wigner Funktion gefaltet mit einer Gauß-Funktion beschrieben.

$$\frac{dN(m_{KK})}{dm_{KK}} = \int \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-(m_{KK}-x)^2/2\sigma^2} \frac{A_1\Gamma_\phi^2/4}{(x-m_\phi)^2+\Gamma_\phi^2/4} dx \tag{6.5}$$

Hierbei bedeuten:

m_ϕ: Masse des ϕ,
m_{KK}: invariante Masse der Kaonen,
Γ_ϕ: Breite der Breit-Wigner Funktion.

Das ϕ besitzt eine natürliche Breite von 4 MeV, welche mit dem Detektor nicht auflösbar ist. Durch die Faltung mit der Gauß-Funktion wird die experimentelle Auflösung berücksichtigt.
Als freie Parameter für die Anpassung werden die Masse des ϕ-Mesons m_ϕ, die Breite der Gauß-Funktion σ sowie der Normierungsfaktor A_1 verwendet. Die Breite des ϕ-Mesons wird auf den Wert von $\Gamma_\phi = 4,43$ MeV aus [PDG94] festgelegt.

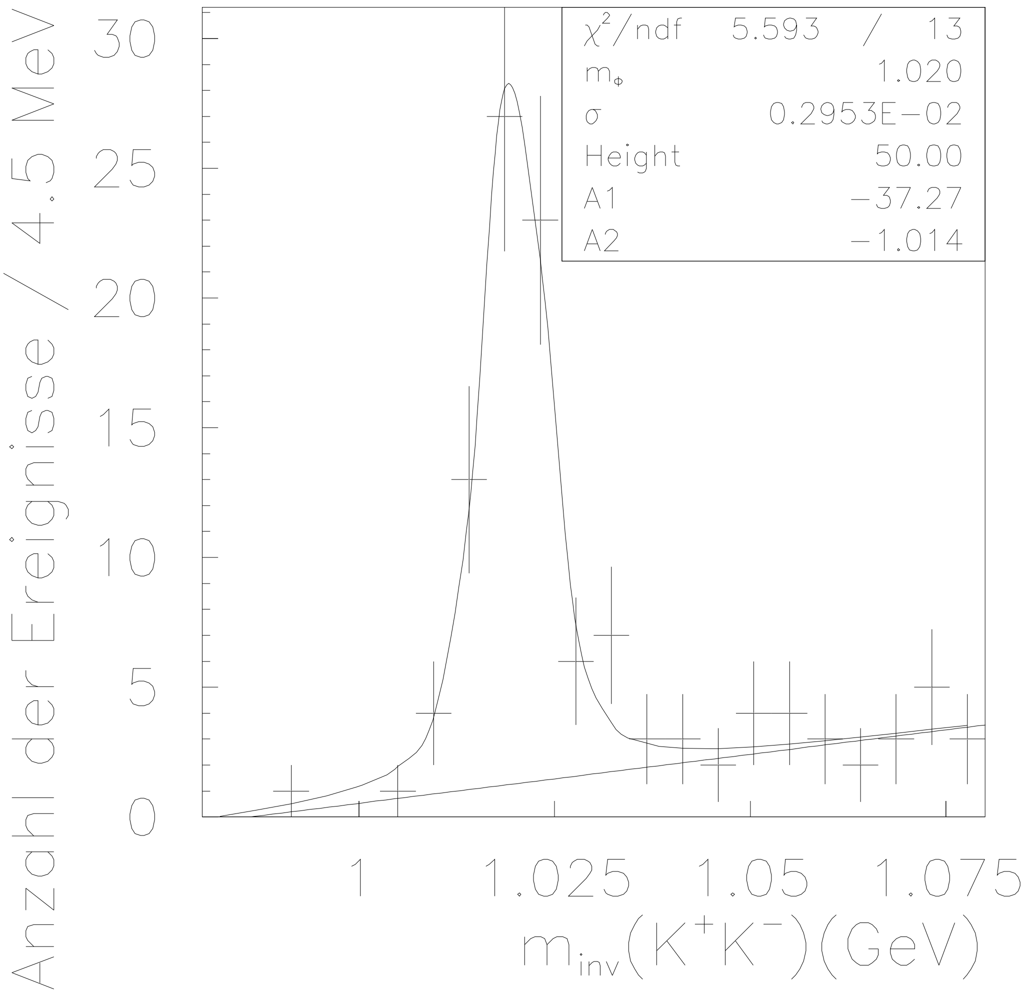


Abbildung 6.9: Das ϕ-Signal mit der zur Untergrundfunktion addierten Breit-Wigner-Funktion. Die Untergrundfunktion ist zusätzlich separat eingezeichnet.

Der Untergrund im ϕ-Signal wird durch eine ansteigende Gerade genähert:

$$\frac{dN(m_{KK})}{dm_{KK}} = A_2(1 + A_3\; m_{KK}) \tag{6.6}$$

Dabei stellen die A_i freie Parameter dar. Zur Messung des Untergrundanteils wird die Anpassung auch mit $A_3 = 0$ durchgeführt, wodurch der Untergrund im Signal durch eine Konstante dargestellt wird.
Die Anpassung der Funktion an das Signal wird im Bereich $m_{KK} < 1,08$ GeV durchgeführt. In Tabelle 6.2 sind die bei der Anpassung der Funktionen erhaltenen Werte

	BW mit linear ansteigendem Untergrund	BW mit konstantem Untergrund	PDG-Wert
m_ϕ/MeV	1019,9 ± 1,0	1019,8 ± 0,7	1019,413 ± 0,008
σ/MeV	2,95 ± 1,0	2,9 ± 1,0	
A_1	50,0 ± 7,0	48,5 ± 7,4	
A_2	-37,3 ± 12,3	2,80 ± 0,57	
A_3	-1,014 ± 1,0	0	
χ^2/ndf	0,43	0,68	
Untergrundanteil/%	8 ±2	16 ±3	

Tabelle 6.2: Parameter, die aus der Anpassung der zur Untergrundfunktion addierten Breit-Wigner-Funktion an das Signal des ϕ-Mesons gewonnen wurden. Die Erklärung der Parameter erfolgt im Text. Bei den in dieser Analyse bestimmten Werten ist nur der statistische Fehler mit angegeben.

zusammengefaßt.
Die Masse des ϕ-Mesons stimmt bei beiden Parametrisierungen mit der von [PDG94] angegebenen Masse überein. Auch die Detektorauflösung, die sich in dem Parameter σ widerspiegelt, entspricht den Erwartungen von der bekannten Auflösung der zentralen Spurkammern (siehe Abschnitt 2.2.2). Die in den Monte Carlo-Daten beobachtete Auflösung stimmt mit der hier bestimmten gut überein.
Die aus den beiden Näherungen für den Untergrund erhaltenen Anteile des Untergrundes im Signal werden gemittelt. Daraus ergibt sich für den Untergrundanteil ein Wert von $12 \pm 2\%$.

Zusammenfassend sind in Tabelle 6.3 alle bei der Auswahl der Ereignisse der exklusiven Vektormesonproduktion angewandten Kriterien dargestellt. Zu jedem Kriterium wird auch die Anzahl der in den Daten gefundenen Ereignisse angegeben, die nach Anwendung des betreffenden Kriteriums noch verbleiben.

	Auswahlkriterium für ρ^0/ϕ	Anzahl der Ereignisse	
		ρ^0	ϕ
(1)	Ereignisklasse 18	95013	
(2)	Zwei Spuren entgegengesetzter Ladung	76186	
(3)	Positron identifiziert	5979	
(4)	Subtrigger 2 erfüllt	4935	
	gegen radiativen Untergrund:		
(5)	$\sum(E-p_z) > 45$ GeV	3988	4010
	gegen dissoziativen Untergrund:		
(6)	$\sum E_i < 1$ GeV im Flüssig-Argon-Kalorimeter ($\theta < 10°$)	2565	2575
(7)	kein Signal im Proton-Tagger und		
	≤ 1 Trefferpaar in den vorderen Myonkammern	2145	2155
	gegen nicht-resonanten Untergrund:		
(8)	$\sum E_i < 1$ GeV im Flüssig-Argon-Kalorimeter ($\theta > 10°$)	1468	1475
(9)	$\sum E_i < 1$ GeV im Spacal	1331	1332
(10)	$\|t\| < 0,5$ GeV^2/$\|t\| < 0,6$ GeV^2	1063	1120
	Massenschnitt:		
(11)	$0,6$ GeV$< m_{\pi\pi} < 1.0$ GeV	700	
	und $m_{KK} < 1.01$ GeV oder $m_{KK} > 1.03$ GeV /		
	1.00 GeV$< m_{KK} < 1.04$ GeV		86
	kinematischer Bereich guter Akzeptanz:		
(12)	2 GeV$^2 < Q^2 < 12$ GeV^2	605	72
(13)	$0,02 < y < 0,2$	479	59

Tabelle 6.3: Zusammenfassung der Auswahlkriterien für Ereignisse der exklusiven Vektormesonproduktion jeweils mit der Anzahl von Ereignissen in den Daten, die nach Anwendung des betreffenden Kriteriums verbleiben.

Kapitel 7

Ergebnisse

Mit den Ereignissen, die nach den bisher vorgestellten Kriterien (siehe Tabelle 6.3) ausgewählt wurden, werden verschiedene Untersuchungen durchgeführt.
Zunächst wird die t-Abhängigkeit der Ereignisse betrachtet. Die dabei erhaltenen Ergebnisse sowie die Ergebnisse von anderen Experimente bei niedrigeren Schwerpunktsenergien werden verwendet, um den Parameter α' der Pomeron-Trajektorie bestimmen. Die Q^2-Abhängigkeit der Photon-Proton-Wirkungsquerschnitte wird den Parametrisierungen des Vektor-Mesonen-Dominanzmodells folgend bestimmt und mit den Vorhersagen dieses Modells verglichen. Zuletzt erfolgt die Bestimmung der Positron-Proton-Wirkungsquerschnitte sowie der Photon-Proton-Wirkungsquerschnitte in verschiedenen kinematischen Bereichen. Im Vergleich mit Ergebnissen anderer Experimente bei niedrigeren $W_{\gamma p}$ wird die Abhängigkeit der Photon-Proton-Wirkungsquerschnitte von $W_{\gamma p}$ betrachtet.

7.1 Verteilung von t

Für die Verteilung des Impulsübertrags t der elastischen Ereignisse wird gemäß den in Abschnitt 1.2 vorgestellten Modellen ein exponentieller Abfall mit t angenommen:

$$\frac{dN}{dt} \propto e^{bt} \tag{7.1}$$

Der Impulsübertrag wird aus der in Abschnitt 5.5 angegebenen Näherung (5.11) als das Quadrat der Summe der Transversalimpulse des gestreuten Positrons und des Vektormesons berechnet. In Abbildung 7.1 sind die akzeptanzkorrigierten Verteilungen von t der ϕ-Kandidaten und der ρ^0-Kandidaten zu sehen. Die Anpassung einer Funktion erfolgte auch hier mit Hilfe von MINUIT anhand der χ^2-Methode.

Da bei den ausgewählten Ereignissen noch Untergrund mit einer eventuell anderen t-Abhängigkeit enthalten ist, muß die einfache Exponentialfunktion modifiziert werden. In dieser Analyse werden dazu die ermittelten Anteile des enthaltenen dissoziativen und des nicht-resonanten Untergrundes (siehe Abschnitte 6.3.2 und 6.3.3) berücksichtigt. Dabei wird für beide Anteile ebenfalls ein exponentieller Abfall angenommen.
Zur Bestimmung der Exponentialfunktion des nicht-resonanten Untergrundes wird eine Stichprobe ausgewählt, die repräsentativ für diesen Untergrundanteil sein soll. Dabei werden die meisten Auswahlkriterien für die elastischen Ereignisse aus Tabelle 6.3 übernommen. Im folgenden werden lediglich die Veränderungen gegenüber den ursprünglichen Auswahlkriterien genannt.
Da eine flachere t-Verteilung der nicht-resonanten Ereignisse als bei den exklusiven Vektormeson-Ereignissen zu erwarten ist, wird kein Schnitt auf t gesetzt und die Anpassung der Exponentialfunktion im erweiterten Bereich bis $|t| < 3$ GeV^2 durchgeführt. Als nicht-resonante Untergrundereignisse werden Ereignisse außerhalb der Massenbereiche der Signale verwendet.
Für den Untergrund der ρ^0-Kandidaten werden Ereignisse im Bereich von $1,04$ GeV $< m_{KK}$ und $m_{\pi\pi} < 0,4$ GeV ausgewählt. Für den Untergrund des ϕ-Signals wird die invariante Masse m_{KK} weiter eingeschränkt auf $m_{KK} < 1,3$ GeV.
In Tabelle 7.1 sind die in der Anpassung erhaltenen Werte mit ihren statistischen Fehlern sowie dem dazugehörigen χ^2 angegeben. Für den proton-dissoziativen Untergrund werden die Werte für b_{diss} aus [H1 96b] und [H1 96e] übernommen. Auch diese Parameter sind in Tabelle 7.1 mit ihren statistischen Fehlern angegeben.

$\frac{dN}{dt} \propto e^{bt}$	$b_{nres}/\mathrm{GeV}^{-2}$ (nicht-resonanter Untergrund)	$b_{diss}/\mathrm{GeV}^{-2}$ (dissoziativer Untergrund)
ρ^0-Kandidaten	$1,4 \pm 0,6$ ($\chi^2/ndf = 0,24$)	$2,5 \pm 1,0$
ϕ-Kandidaten	$1,2 \pm 0,5$ ($\chi^2/ndf = 0,20$)	$2,5 \pm 1,0$

Tabelle 7.1: Übersicht der Werte für den Faktor im Exponenten, der an die t-Verteilung verschiedener Untergrundereignisse angepaßten Exponentialfunktion

An die t-Verteilungen der Vektormesonkandidaten wird unter Berücksichtigung der jeweiligen Anteile des Untergrundes eine Summe der verschiedenen Exponentialfunktionen für Untergrundereignisse (Index: *nres, diss*) und elastische Ereignisse (Index: *el*) angepaßt:

$$\frac{dN}{dt} = A(C_{nres}e^{-b_{nres}t} + C_{diss}e^{-b_{diss}t} + C_{el}e^{-b_{el}t}) \tag{7.2}$$

Die von b_{el} abhängigen Parameter C_{nres}, C_{diss} und C_{el} lassen sich aus dem bekannten Anteil (siehe Abschnitt 6.3.2 und 6.3.3) der jeweiligen Ereignisklasse an den ausgewählten Ereignissen berechnen. Als freie Parameter dienen der Faktor b_{el} im Exponenten der Exponentialfunktion, die die t-Verteilung der elastischen Ereignisse beschreibt, sowie ein Normierungsfaktor A. Die Anpassung wird bei den ρ^0-Mesonen in dem Bereich $|t| < 0,5$ GeV^2 und bei den ϕ-Mesonen in dem Bereich $|t| < 0,6$ GeV^2 durchgeführt. Der in der Anpassung erhaltene Faktor b_{el} ist für die ρ^0-Kandidaten und für die ϕ-

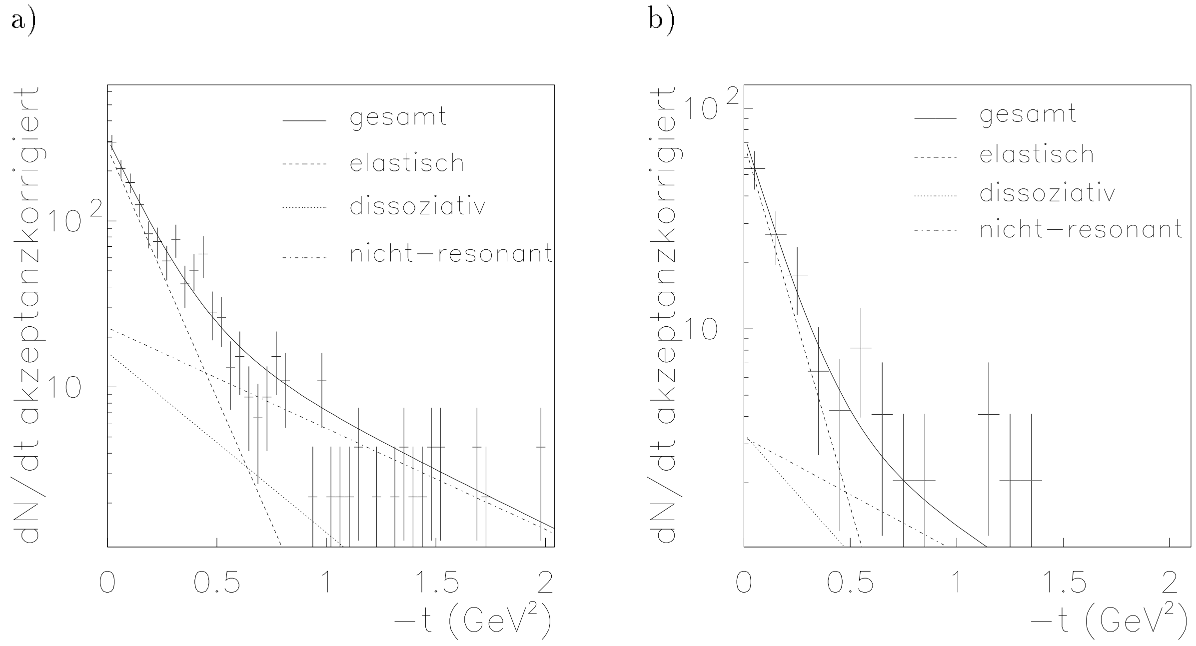


Abbildung 7.1: Verteilung des Impulsübertrags t für a) die ρ^0-Kandidaten und b) die ϕ-Kandidaten. Die angepaßte Funktion sowie ihr elastischer Anteil und die verschiedenen Untergrundanteile sind eingezeichnet.

Kandidaten in Tabelle 7.2 mit dem dazugehörigen χ^2 angegeben. Der erste angegebene Fehler ist der statistische, danach folgt der systematische Fehler. Letzterer ergibt sich aus Variation der Exponenten der t-Verteilungen der Untergrundereignisse sowie der Anteile dieser Untergrundereignisse innerhalb ihrer Fehlergrenzen.
Bei Variation der Werte von b_{nres} und b_{diss} ergeben sich lediglich Abweichungen im Bereich von $1,5\%$. Der systematische Fehler wird also von der Unsicherheit in den Untergrundanteilen dominiert.
Die Abbildungen 7.1 a) und b) zeigen die t-Verteilungen mit den angepaßten Funktionen für die ρ^0-Kandidaten und die ϕ-Kandidaten. Zusätzlich sind die Exponentialfunktionen der verschiedenen Untergrundanteile sowie der elastischen Ereignisse einzeln eingezeichnet.
Zum Vergleich sind in Tabelle 7.2 Ergebnisse von Analysen von H1 und ZEUS bei hohem Q^2 sowie in der Photoproduktion angegeben, die bei vergleichbarem $W_{\gamma p}$ gemessen

	b_{el}/GeV^{-2} (diese Analyse) 2 $\mathrm{GeV}^2 < Q^2 < 12$ GeV^2	b_{el}/GeV^{-2} ([H1 96b]/[ZEU95a] bzw. [H1 96e]) $Q^2 > 7$ GeV^2	b_{el}/GeV^{-2} ([H1 96c]/[ZEU96c] bzw. [ZEU96b]) $Q^2 \simeq 0$ GeV^2
ρ^0	$6,9 \pm 0,8^{+1,0}_{-0,9}$ $(\chi^2/ndf = 0,91)$	$7,0 \pm 0,8 \pm 0,6$ / $5,1^{+1,2}_{-0,9} \pm 1,0$	$11,2 \pm 2,5$ / $9,9 \pm 1,2$
ϕ	$7,6 \pm 1,7^{+0,9}_{-0,7}$ $(\chi^2/ndf = 0,45)$	$5,2 \pm 1,6 \pm 1,0$	$7,3 \pm 1,0 \pm 0,8$

Tabelle 7.2: Übersicht der Werte für den Faktor im Exponenten der an die t-Verteilung der elastischen Ereignisse angepaßten Exponentialfunktion.

wurden. Auch bei diesen Werten sind die statistischen und systematischen Fehler aufgeführt.
Zwischen den bei der Photoproduktion und den bei höherem Q^2 gemessenen Werten für b_{el} ist eine Abnahme mit Q^2 zu beobachten. Im Vergleich der Analyse bei hohem Q^2 und dieser Analyse läßt sich aufgrund der hohen Fehler keine Aussage über eine Änderung treffen.
Die Abnahme von b_{el} mit Q^2 kann als eine Verkleinerung des effektiven Photon-Proton-Wechselwirkungsradius interpretiert werden. Im hadronischen Bild vom Photon entspricht dieses einer abnehmenden Ausdehnung der Quark-Antiquark-Paare im Photon bei zunehmender Virtualität des Photons.
Bei den bisherigen Analysen von H1 und ZEUS ist ebenfalls eine Abnahme von b_{el} vom ρ^0-Meson zum ϕ-Meson zu erkennen. Besonders deutlich ist dieses bei den Analysen der Photoproduktion. Auch dieses kann als ein kleinerer Wechselwirkungsradius der ϕp Wechselwirkung im Vergleich mit der ρ^0p Wechselwirkung interpretiert werden.

7.2 Bestimmung von α'

Bei der Beschreibung der t-Abhängigkeit gemäß der Regge-Theorie (siehe Abschnitt 1.2) kann durch den Vergleich der t-Abhängigkeit bei verschiedenen Schwerpunktenergien $W_{\gamma p}$ der Parameter α' der Pomeron-Trajektorie anhand von Gleichung (1.18) bestimmt werden.
Für die Berechnung von α' werden neben den Ergebnissen dieser Analyse Ergebnisse von Experimenten bei Schwerpunktsenergien von $1 - 15$ GeV verwendet.
Bei der exklusiven ρ^0-Produktion wurde von der '**N**ew **M**uon **C**ollaboration' (NMC) in einem Bereich von 2 $\mathrm{GeV}^2 < Q^2 < 25$ GeV^2 bei einer Schwerpunktsenergie von $W_{\gamma p} \sim 15$ GeV ein Wert für b von $6,3 \pm 0,6 \pm 0,7$ GeV^{-2} gemessen [NMC94]. Aus dem in dieser Analyse gemessenen Wert von b und dem Ergebnis von NMC bestimmt sich α'

zu $0,09 \pm 0,24$ GeV^{-2}. Der Fehler wird aus den statistischen und systematischen Fehlern der beiden Analysen berechnet. Dieser Wert stimmt innerhalb der Fehlergrenzen mit dem in den hadronischen Reaktionen gemessenen $\alpha' = 0,25$ GeV^{-2} [DL86] überein. Die Ergebnisse dieser Analyse sind also konsistent mit der von der Regge-Theorie vorhergesagten Abnahme von b mit $W_{\gamma p}$.
Ein weiterer Vergleich des hier bestimmten Wertes von b mit den in [Cas81] angegebenen Ergebnissen ergibt höhere Werte von α'. Sie liegen geringfügig über dem aus hadronischen Reaktionen bestimmten Wert, sind aber innerhalb ihrer Fehlergrenzen konsistent damit.
Bei den ϕ-Mesonen wird ebenfalls das Ergebnis der Messung von NMC [NMC94] verwendet. Von NMC wurde der Wert $b = 3,7 \pm 0,9$ GeV^{-2} gemessen. Aus dem in dieser Analyse und dem von NMC gemessenen Wert von b bestimmt sich α' zu $0,53 \pm 0,29$ GeV^{-2}. Auch dieser Wert ist konsistent mit [DL86]. Im Vergleich mit dem bei [Cas81] für die ϕ-Produktion erhaltenen Wert von b ergibt sich ebenfalls eine Übereinstimmung mit [DL86] für α'.
In Tabelle 7.3 sind die bei dieser Analyse und die von NMC gemessenen Werte von b zusammengefaßt. Dazu ist das aus diesen Werten berechnete α' angegeben.

	b_{el}/GeV^{-2} (diese Analyse)	b_{el}/GeV^{-2} [NMC94]	α'/GeV^{-2}
ρ^0	$6,9 \pm 0,8^{+1,0}_{-0,9}$	$6,3 \pm 0,6 \pm 0,7$ GeV^{-2}	$0,09 \pm 0,24$ GeV^{-2}
ϕ	$7,6 \pm 1,7^{+0,9}_{-0,7}$	$3,7 \pm 0,9$ GeV^{-2}	$0,53 \pm 0,29$ GeV^{-2}

Tabelle 7.3: Übersicht der in dieser Analyse und von NMC erhaltenen Werte von b_{el} sowie die daraus berechneten Werte von α'

Die Berechnung von α' läßt sich nur unter Vorbehalten aufstellen. Bei den Messungen von NMC wird der Bereich von 2 GeV$^2 < Q^2 <$ 25 GeV^2, in dieser Analyse der Bereich von 2 GeV$^2 < Q^2 <$ 12 GeV^2 betrachtet. Die Ergebnisse von NMC beschreiben also auch Ereignisse mit größerem Q^2, die eine andere Abhängigkeit von t aufweisen können.
Die Messungen von NMC wurden bei der ρ^0-Produktion zusätzlich in dem beschränkten Q^2-Bereich von $6 - 25$ GeV^2 durchgeführt. Dabei wurde für b ein Wert von $b = 4,3 \pm 0,6 \pm 0,7$ GeV^{-2} [NMC94] erhalten, der auf eine Abnahme von b mit Q^2 hindeutet. Der bei NMC gemessene Wert von b, der für die Berechnung von α' verwendet wurde, wäre demnach zu niedrig, so daß α' zu hoch berechnet würde.
Eine weitere Schwierigkeit liegt in der Berücksichtigung der in Abschnitt 1.2.1 vorgestellten Mesonen-Trajektorie. Bei den niedrigen Schwerpunktsenergien bei NMC spielen diese und Interferenzen zwischen der Mesonen- und der Pomeron-Trajektorie eine Rolle. Dieser Einfluß ist nur für die ρ^0-Produktion wichtig, bei der exklusiven Produktion

von ϕ-Mesonen hat die Mesonen-Trajektorie keine Bedeutung [VC70].
Die von NMC bei den ρ^0-Mesonen gemessene t-Abhängigkeit müßte also noch in die Anteile von Mesonen-Austausch, Pomeron-Austausch und Interferenz aufgespalten werden.
Der bei der bei NMC zugänglichen Schwerpunktsenergie in $\frac{d\sigma}{dt}|_{t=0}$ enthaltene Anteil von reinem Mesonen-Austausch kann anhand der Parametrisierung von [DL95] (Gleichung (9)) zu 3%, der Anteil der Interferenz zu 21% abgeschätzt werden, wohingegen bei HERA lediglich Anteile von 0% und von 3% zu erwarten sind. Bei der Messung von NMC ist also der Einfluß der Mesonen-Trajektorie nicht vernachlässigbar.
Unter der Annahme des Wertes von $b(W_0^2 = 1\ \mathrm{GeV}^2) = 2,5\ \mathrm{GeV}^{-2}$ für die Mesonen- und die Pomeron-Trajektorie und dem Wert von $\alpha' = 0,83\ \mathrm{GeV}^{-2}$ für die Mesonen-Trajektorie ergibt sich aus Gleichung 1.18 bei gleicher Schwerpunktsenergie für den Parameter b beim reinen Mesonen-Austausch ein grösserer Wert als beim Pomeronaustausch. Der von NMC gemessene Wert von b liegt also höher als der eigentlich zu vergleichende Wert von b beim reinen Pomeronaustausch. Dadurch wäre α' zu klein berechnet worden.

7.3 Verteilung von Q^2

Aus der Q^2-Verteilung der Ereignisse wird die Q^2-Verteilung der Photon-Proton-Wirkungsquerschnitte durch Gewichtung der einzelnen Ereignisse mit dem Flußfaktor $1/\Gamma_T$ (siehe Gleichung 1.9) erhalten. Abbildung 7.2 zeigt die akzeptanzkorrigierten Verteilungen von Q^2 der ρ^0- und ϕ-Kandidaten, wobei die einzelnen Ereignisse jeweils mit ihrem von Q^2 und y abhängigen Photonflußfaktor gewichtet wurden. Die Inhalte der einzelnen Intervalle wurden durch ihre Breite in Q^2 geteilt.
Als Anpassungsfunktion für die elastischen Ereignisse wurde jeweils die folgende Form gewählt:

$$\frac{dN}{dQ^2} \propto \frac{1}{(Q^2 + m_V^2)^n} \tag{7.3}$$

Dabei muß auch bei der Q^2-Verteilung die Q^2-Abhängigkeit der Untergrundereignisse berücksichtigt werden. Vom dissoziativen Untergrund wird eine den elastischen Ereignissen ähnliche Abhängigkeit erwartet. Dieses wurde für die ρ^0-Produktion in [H1 96d] bestätigt. Bei der Anpassung einer Funktion wurde daher in dieser Analyse nur der nicht-resonante Untergrundanteil berücksichtigt.
Die Auswahl eines nicht-resonanten Untergrundereignisses erfolgte nach den Kriterien, die bereits für die Bestimmung der t-Verteilung dieser Ereignisse in Abschnitt 7.1 verwendet wurden. Die Anpassung wurde auch hier mit Hilfe von MINUIT und der χ^2-Methode durchgeführt. Für die Parametrisierung der Q^2-Verteilung des Untergrundes

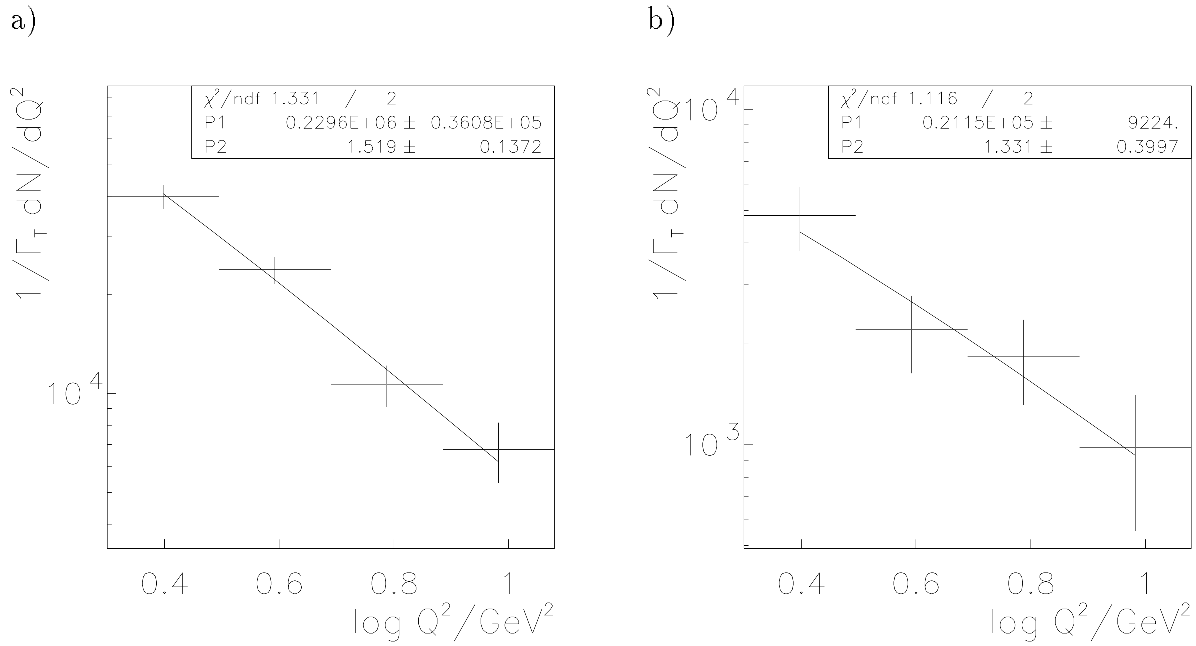


Abbildung 7.2: Verteilung von Q^2 der mit $\frac{1}{\Gamma_T}$ gewichteten Ereignisse a) der ρ^0-Kandidaten und b) der ϕ-Kandidaten.

wurde folgende Form gewählt:

$$\frac{dN}{dQ^2} \propto \frac{1}{(Q^2)^n} \tag{7.4}$$

In Tabelle 7.4 sind die Parameter n_{nres} für die Q^2-Verteilung der mit dem Photonfluß gewichteten Untergrundereignisse angegeben.
Für die Anpassung einer Funktion an die Q^2-Verteilung der Vektormeson-Kandidaten wird eine Summe aus den Funktionen für die Beschreibung von Untergrundereignissen und von elastischen Ereignissen gebildet:

$$\frac{dN}{dQ^2} = A \left(C_{nres} \frac{1}{(Q^2)^{n_{nres}}} + C_{el} \frac{1}{(Q^2 + m_V^2)^{n_{el}}} \right) \tag{7.5}$$

C_{el} und C_{nres} lassen sich aus den Anteilen des nicht-resonanten Untergrundes an den ausgewählten Ereignissen berechnen. Als freie Parameter bei der Anpassung dienen der Exponent n_{el} sowie der Normierungsfaktor A. Die in dieser Analyse bei den ρ^0-Kandidaten und den ϕ-Kandidaten gemessene Q^2-Abhängigkeit ist ebenfalls in Tabelle 7.4 zusammengefaßt. Der statistische Fehler ist an erster Stelle angegeben, danach der systematische Fehler, der sich aus der Variation von n_{nres} und den Anteilen der Untergrundereignisse innerhalb ihrer Fehler ergibt.

	n_{nres}	n_{el}
ρ^0-Kandidaten	$1,8 \pm 0,9$ ($\chi^2/ndf = 0,91$)	$1,5 \pm 0,1 \pm 0,1$ ($\chi^2/ndf = 0,67$)
ϕ-Kandidaten	$1,4 \pm 0,7$ ($\chi^2/ndf = 0,70$)	$1,3 \pm 0,4 \pm 0,1$ ($\chi^2/ndf = 0,56$)

Tabelle 7.4: Anpassungsparameter n_{nres} für die Q^2-Verteilungen des nicht-resonanten Untergrundes und Anpassungsparameter n_{el} für die Q^2-Verteilung der elastischen Ereignisse.

Die hier gemessenen Werte von n stimmen gut mit den Voraussagen des Vektormesonen-Dominanz-Modells überein. Für die Abhängigkeit des transversalen Wirkungsquerschnittes von Q^2 sagt dieses einen Wert von $n = 2$ voraus, während beim longitudinalen Wirkungsquerschnitt ein Wert von $n < 2$ erwartet wird. Bei dieser Messung wird $\sigma_T + \epsilon\sigma_L$ betrachtet, so daß für n ein Wert von $n \leq 2$ erwartet wird.

7.4 Bestimmung von σ_{ep} und $\sigma_{\gamma p}$

Der Positron-Proton-Wirkungsquerschnitt wird in mehreren y-Q^2-Bereichen bestimmt. Abbildung 7.3 zeigt die gewählte Aufteilung der kinematischen Ebene für die ρ^0 und die ϕ-Mesonen. In die einzelnen Bereiche ist die Anzahl der darin enthaltenen Ereignisse sowie die für diesen Bereich ermittelte Akzeptanz eingetragen.
Es kann vorkommen, daß Ereignisse in einem anderen als ihrem wahren y-Q^2-Bereich rekonstruiert werden. Um die Qualität der Analyse zu kontrollieren, muß also auch die Reinheit in den einzelnen Bereichen ermittelt werden. Dazu muß geprüft werden, wieviele der Ereignisse, die in einem bestimmten kinematischen Bereich rekonstruiert werden, auch aus diesem stammen.
Dies kann in den Monte Carlo-Daten untersucht werden. Die Anzahl der Ereignisse, die in einem der verschiedenen gewählten y-Q^2-Bereiche gefunden wird, wird geteilt durch die Anzahl, die darin generiert wurde. Für die einzelnen Bereiche beim ρ^0 ergeben sich dabei Reinheiten von $93\% - 96\%$, beim ϕ für beide Bereiche eine Reinheit von 97%. Die sehr hohe Reinheit stellt eine gute Qualität der Rekonstruktion in den gewählten Bereichen sicher, so daß keine Korrekturen angewandt werden mußten.
Für die Berechnung des Positron-Proton-Wirkungsquerschnittes wird Formel 1.3 verwendet. Der Untergrundkorrekturfaktor enthält dabei die Korrekturen für die verschiedenen in Kapitel 6 erwähnten Untergrundereignisse sowie die Triggereffizienz. In den Tabellen 7.5 und 7.6 ist die Anzahl der Ereignisse in den einzelnen Bereichen angegeben. Dazu werden die einzelnen Korrekturfaktoren für die verschiedenen Untergrundanteile sowie die Akzeptanz und die Triggereffizienz in den einzelnen kinematischen Bereichen aufgeführt. Die Luminosität der verwendeten Daten sowie die auf den ratenreduzie-

renden Faktor des Subtriggers S2 korrigierte Luminosität ist ebenfalls angegeben. Die in den einzelnen Bereichen bestimmten Positron-Proton-Wirkungsquerschnitte sind in den Tabellen zusammengefaßt.
Der Positron-Proton-Wirkungsquerschnitt kann entsprechend Gleichung 1.9 in einen Photon-Proton-Wirkungsquerschnitt umgerechnet werden. Da nur die über einen kinematischen Bereich integrierte Ereignismenge bekannt ist, verläuft die Umrechnung in mehreren Schritten. Für den Verlauf des Wirkungsquerschnittes wird in den einzelnen Bereichen die folgende Form angenommen:

$$\sigma_{\gamma p}(y,Q^2) = \sigma_0 \frac{1}{(Q^2+m_V^2)^n}\, y^m \tag{7.6}$$

$$= \sigma_0\, f(y,Q^2) \tag{7.7}$$

Dabei ist σ_0 eine Konstante und $f(y,Q^2)$ enthält die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes von den kinematischen Variablen y und Q^2. Der Parameter n wurde bereits in Abschnitt 7.3 ermittelt, der Parameter m kann auf entsprechende Weise gemessen werden.
Zur Berechnung von $\sigma_{\gamma p}(y,Q^2)$ muß dann nur σ_0 ermittelt werden. Dieses kann aus dem Positron-Proton-Wirkungsquerschnitt und den bekannten Abhängigkeiten von Q^2 und y berechnet werden: Bei Integration von 1.3 ergibt sich:

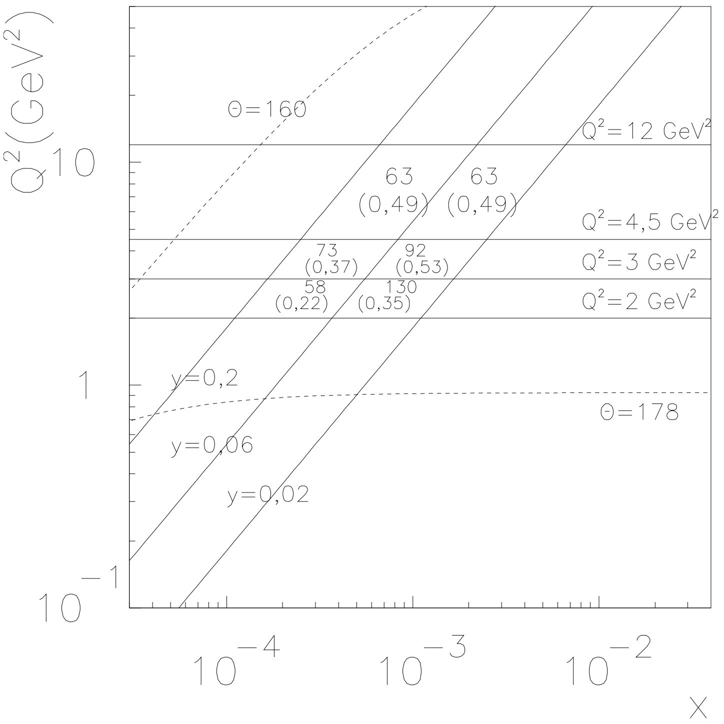
$$\int\!\!\int \frac{d^2\sigma_{ep}}{dy\ dQ^2} dy\ dQ^2 = \int\!\!\int \sigma_{\gamma p}\Gamma_T(y,Q^2)dy\ dQ^2 \tag{7.8}$$

$$\int\!\!\int \frac{d^2\sigma_{ep}}{dy\ dQ^2} dy\ dQ^2 = \sigma_0 \int\!\!\int f(y,Q^2)\Gamma_T(y,Q^2)dy\ dQ^2 \tag{7.9}$$

$$\Rightarrow\ \sigma_0 = \frac{\int\!\int \frac{d^2\sigma_{ep}}{dy\ dQ^2}}{\int\!\int f(y,Q^2)\Gamma_T(y,Q^2)dy\ dQ^2} \tag{7.10}$$

Die Integration wird jeweils über die einzelnen y-Q^2-Bereiche durchgeführt. Der Wirkungsquerschnitt wird dann aus (7.6) beim mittleren $W_{\gamma p}$ und Q^2 der einzelnen y-Q^2-Bereiche berechnet.
Die Werte von $< W_{\gamma p} >$ und $< Q^2 >$ werden aus der akzeptanzgemittelten Verteilung der einzelnen Bereiche bestimmt. Für die y-Q^2-Bereiche der ρ^0-Kandidaten, die bei $y > 0,06$ liegen, wurde der Wirkungsquerschnitt bei demselben mittleren Q^2 wie bei den entsprechenden Bereichen bei $y < 0,06$ berechnet, um die Abhängigkeit in $W_{\gamma p}$ vergleichen zu können.

a)



b)

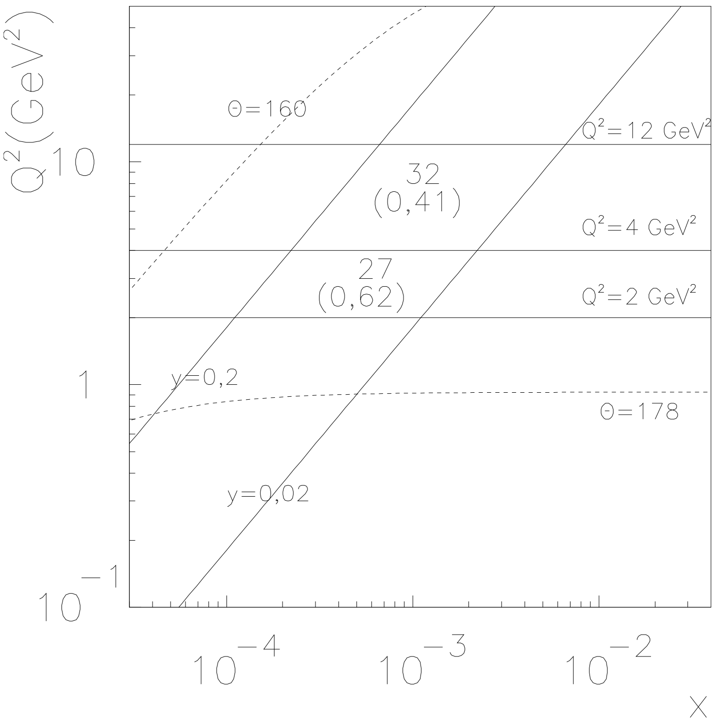


Abbildung 7.3: Aufteilung der kinematischen Ebene zur Berechnung der Wirkungsquerschnitte für a) die ρ^0-Produktion und b) die ϕ-Produktion. In den einzelnen Bereichen ist jeweils die Anzahl der darin enthaltenen Ereignisse sowie in Klammern die dort bestimmte Akzeptanz aufgeführt.

	Q^2 2 GeV^2 – 3 GeV^2	Q^2 3 GeV^2 – 4.5 GeV^2	Q^2 4.5 GeV^2 – 12 GeV^2
	$0,02 < y < 0,06$		
# Ereignisse	130	92	63
Akzeptanz	0,347	0,529	0,488
Triggereffizienz	0,882	0,927	0,966
$< W_{\gamma p} >$ /GeV	56	56	56
$< Q^2 >$ /GeV^2	2,4	3,5	6,5
σ_{ep}/pb	582	257	183
$\sigma_{\gamma p}$/nb	591	269	84
	$0,06 < y < 0,2$		
# Ereignisse	58	73	63
Akzeptanz	0,216	0,369	0,493
Triggereffizienz	0,813	0,917	0,904
$< W_{\gamma p} >$ /GeV	89	98	112
$< Q^2 >$ /GeV^2	2,4	3,5	6,5
σ_{ep}/pb	453	296	194
$\sigma_{\gamma p}$/nb	440	304	89
Untergrundkorrektur			
radiativ	0,96		
dissoziativ	0,91		
nicht-resonant	0,84		
Luminosität: 754 nb^{-1}			
korrigiert auf Ratenreduzierung des S2: 536 nb^{-1}			

Tabelle 7.5: Die Ergebnisse der ρ^0-Produktion in den verschiedenen gewählten kinematischen Bereichen sind hier zusammengefaßt. Von jedem Bereich wird die Anzahl der darin enthaltenen Ereignisse, die mittlere Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$, das mittlere Q^2, sowie der dort berechnete Positron-Proton-Wirkungsquerschnitt und der Photon-Proton-Wirkungsquerschnitt angegeben.

Die Abhängigkeit von y hat bei der Berechnung der Wirkungsquerschnitte nur einen geringen Einfluß. Der Wert für m wird aus einer Anpassung von y^m an die Verteilung in y in dem Bereich hoher Akzeptanz von $0,04 < y < 0,16$ durchgeführt. Es ergeben sich die Werte $m = 0,12 \pm 0,07$ bei den ρ^0-Kandidaten sowie $m = 0,23 \pm 0,10$ bei den ϕ-Kandidaten. Bei Variation von m innerhalb der Fehlergrenzen ergeben sich in den y-Q^2-Bereichen mit $y > 0,06$ die größten Änderungen, die bis zu 3% ausmachen.
Bei Variation von n innerhalb der Fehlergrenzen ergeben sich Änderungen bis zu 5%.

	Q^2 $2\ \mathrm{GeV}^2 - 4\ \mathrm{GeV}^2$	Q^2 $4\ \mathrm{GeV}^2 - 12\ \mathrm{GeV}^2$
	$0,02 < y < 0,2$	
# Ereignisse	32	27
Akzeptanz	0,413	0,615
Triggereffizienz	0,876	0,944
$< W_{\gamma p} >$ /GeV	79	88
$< Q^2 >$ /GeV^2	2,7	6,4
σ_{ep}/pb	258	136
$\sigma_{\gamma p}$/nb	79	27
Untergrundkorrektur		
radiativ	0,96	
dissoziativ	0,91	
nicht-resonant	0,88	
Luminosität: 754 nb^{-1}		
korrigiert auf Ratenreduzierung des S2: 536 nb^{-1}		

Tabelle 7.6: Die Ergebnisse der ϕ-Produktion in den beiden gewählten kinematischen Bereichen sind hier zusammengefaßt. Von jedem Bereich wird die Anzahl der darin enthaltenen Ereignisse, die mittlere Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$, das mittlere Q^2, sowie der dort berechnete Positron-Proton-Wirkungsquerschnitt und der Photon-Proton-Wirkungsquerschnitt angegeben.

7.5 $W_{\gamma p}$-Abhängigkeit von $\sigma_{\gamma p}$

In Abbildung 7.4 und Abbildung 7.5 sind die gemessenen Wirkungsquerschnitte mit bereits bei H1 und ZEUS erhaltenen Ergebnissen in Abhängigkeit von $W_{\gamma p}$ dargestellt. Die Ergebnisse von H1 und ZEUS sind bei den ρ^0-Mesonen für die Werte von $Q^2 = 0/10/20$ GeV^2 und bei den ϕ-Mesonen für die Werte von $Q^2 = 0/8,3/14,6$ GeV^2 dargestellt. Die Ergebnisse von ZEUS wurden dazu auf die bei H1 betrachteten Bereiche von Q^2 skaliert.
Um die Entwicklung der Wirkungsquerschnitte mit $W_{\gamma p}$ bei verschiedenen Q^2 zu betrachten, wurden auch Ergebnisse von NMC [NMC94] eingezeichnet, da diesen kleinere Schwerpunktsenergien zugänglich sind. In der Photoproduktion wurden weitere Ergebnisse bei kleinen Schwerpunktsenergien eingezeichnet, die von Experimenten stammen, bei denen ein Teilchenstrahl auf ein ruhendes Ziel trifft (*fixed target*).
Den Wirkungsquerschnitten dieser Analyse wurde in der Abbildung ein pauschaler Fehler von 30% hinzugefügt. Eine vollständige Fehlerbetrachtung würde über den Rahmen dieser Arbeit hinausgehen.

Zum Vergleich der Wirkungsquerschnitte bei verschiedenen Schwerpunktsenergien wurden die bei NMC gemessenen Wirkungsquerschnitte auf die Q^2 skaliert, bei denen Ergebnisse von H1 und ZEUS vorlagen. Dazu wurde das bei NMC gemessene Verhältnis von longitudinalem zu transversalem Wirkungsquerschnitt R und die dort bestimmte Q^2-Abhängigkeit verwendet und der bei NMC und HERA unterschiedliche Bereich in ϵ, dem Verhältnis von longitudinalem zu transversalem Photonfluß, berücksichtigt.
Eine große Unsicherheit dieser Skalierung liegt in dem Parameter R. Für die ρ^0-Produktion wurde er von NMC für $< Q^2 >= 6$ GeV^2 zu $R = 2,0 \pm 0,3$ bestimmt, wobei in anderen Experimenten eine starke Zunahme von R mit Q^2 beobachtet wurde, so daß für die Bereiche mit kleinem Q^2 ein kleinerer Wert zu erwarten ist.
Den skalierten Wirkungsquerschnitten von NMC wurde in den Abbildungen 7.4 und 7.5 ein pauschaler Fehler von 30% hinzugefügt, da hier eine vollständige Fehlerbetrachtung nicht vorliegt.
Für den Wirkungsquerschnitt bei $t = 0$ wird von den einfachen Pomeronmodellen ein Anstieg mit $W_{\gamma p}^{0,32}$ erwartet, der in der Photoproduktion auch beobachtet wird. Beim Vergleich von über t integrierten Wirkungsquerschnitten, wie hier in den Abbildungen 7.4 und 7.5, wird sogar ein noch flacherer Verlauf erwartet. Da in verschiedenen Analysen der Vektormesonproduktion bei hohem Q^2 ein deutlich steilerer Anstieg des Wirkungsquerschnittes mit $W_{\gamma p}$ beobachtet wurde, ist es interessant die Abhängigkeit in dem in dieser Analyse betrachteten Übergangsbereich mittlerer Q^2 zu betrachten.
Beim Vergleich muß berücksichtigt werden, daß im Wirkungsquerschnitt eine weitere $W_{\gamma p}$-Abhängigkeit durch einen Phasenraumfaktor enthalten ist, der zu den Modellvoraussagen bezüglich des Matrixelementes noch hinzukommt. Gleichung 23.32 in [PDG94] geht bei Vernachlässigung der Massen der beteiligten Teilchen und von Q^2 gegenüber $W_{\gamma p}$ in die hier dargestellte Form 1.13 über. Bei den Schwerpunktsenergien von NMC ist Q^2 gegenüber $W_{\gamma p}$ nicht zu vernachlässigen. Dieser Unterschied zwischen den NMC-Daten und den bei HERA gewonnenen Daten ist zu berücksichtigen.
Bei den ρ^0-Mesonen muß auch der Einfluß der Mesonen-Trajektorie berücksichtigt werden, der bei den bei NMC zugänglichen Schwerpunktsenergien eine große Rolle spielt. Eine quantitative Analyse der $W_{\gamma p}$-Abhängigkeit wurde bei beiden Vektormesonen nicht durchgeführt, da dieses über den Rahmen dieser Arbeit hinausgehen würde.
Bei den Wirkungsquerschnitten der ρ^0-Produktion dieser Analyse im Vergleich mit den Ergebnissen von NMC läßt sich allein aus der graphischen Darstellung kein steilerer Anstieg der Wirkungsquerschnitte mit $W_{\gamma p}$ als in Photoproduktion erkennen.
Bei den ϕ-Wirkungsquerschnitten ist bei den Daten mit $Q^2 > 2$ GeV^2 im Vergleich von den Werten von NMC und von H1 und ZEUS deutlich ein steilerer Anstieg mit $W_{\gamma p}$ als in der Photoproduktion zu beobachten. Die Steigung nimmt auch mit größerem Q^2 zu und zeigt somit den erwarteten Übergang von den weichen Streuprozessen der Photoproduktion zu den harten Streuprozessen bei hohem Q^2.

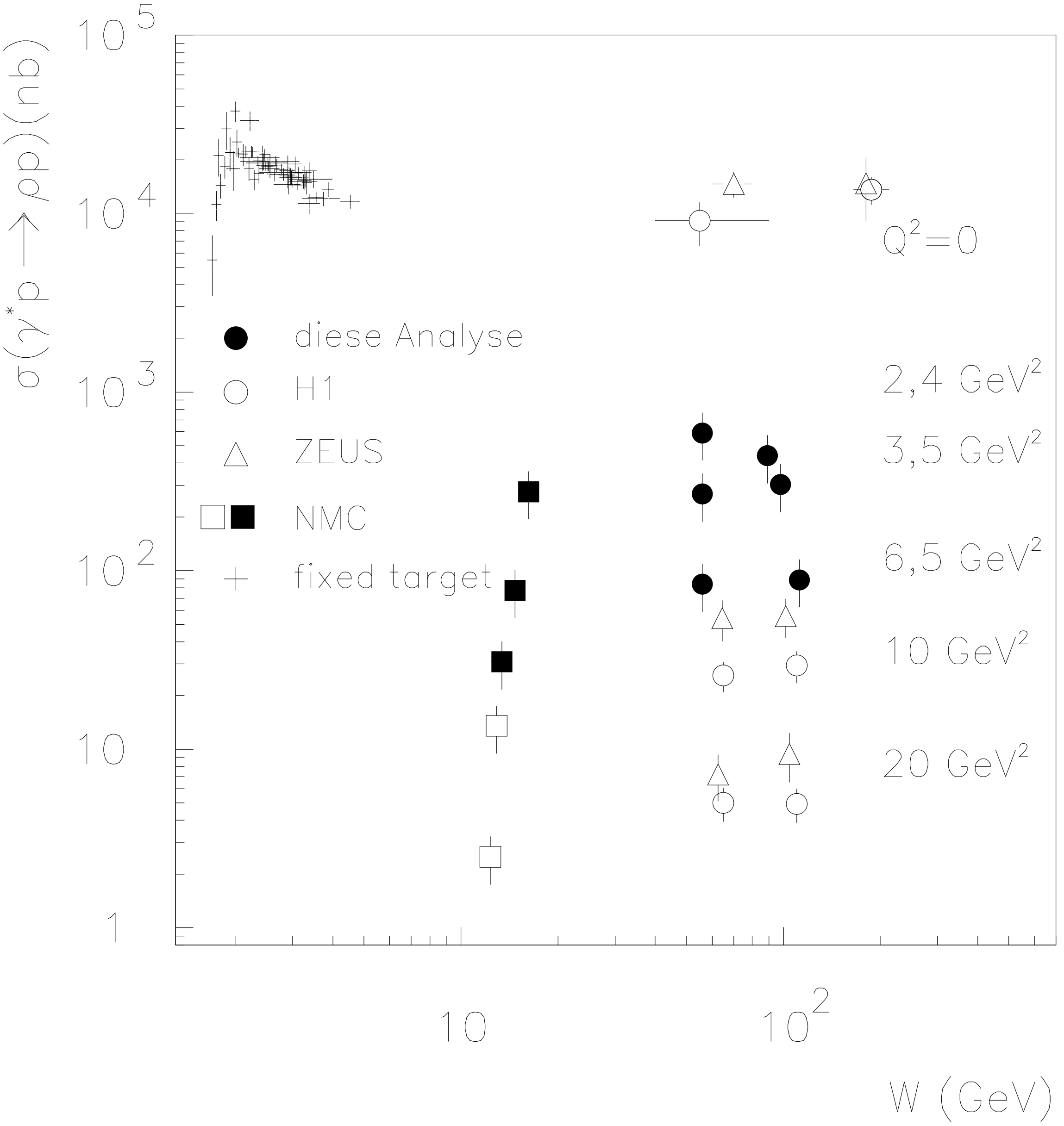


Abbildung 7.4: Die Wirkungsquerschnitte der exklusiven ρ^0-Produktion sind in Abhängigkeit von $W_{\gamma p}$ zu sehen. Eingezeichnet sind die Ergebnisse dieser Analyse sowie von vorherigen Analysen von H1 und ZEUS und verschiedenen Experimenten bei kleinen Schwerpunktsenergien. Zum Vergleich wurden die bei NMC gemessene Wirkungsquerschnitte auf die in den Analysen bei HERA betrachteten Q^2 skaliert.

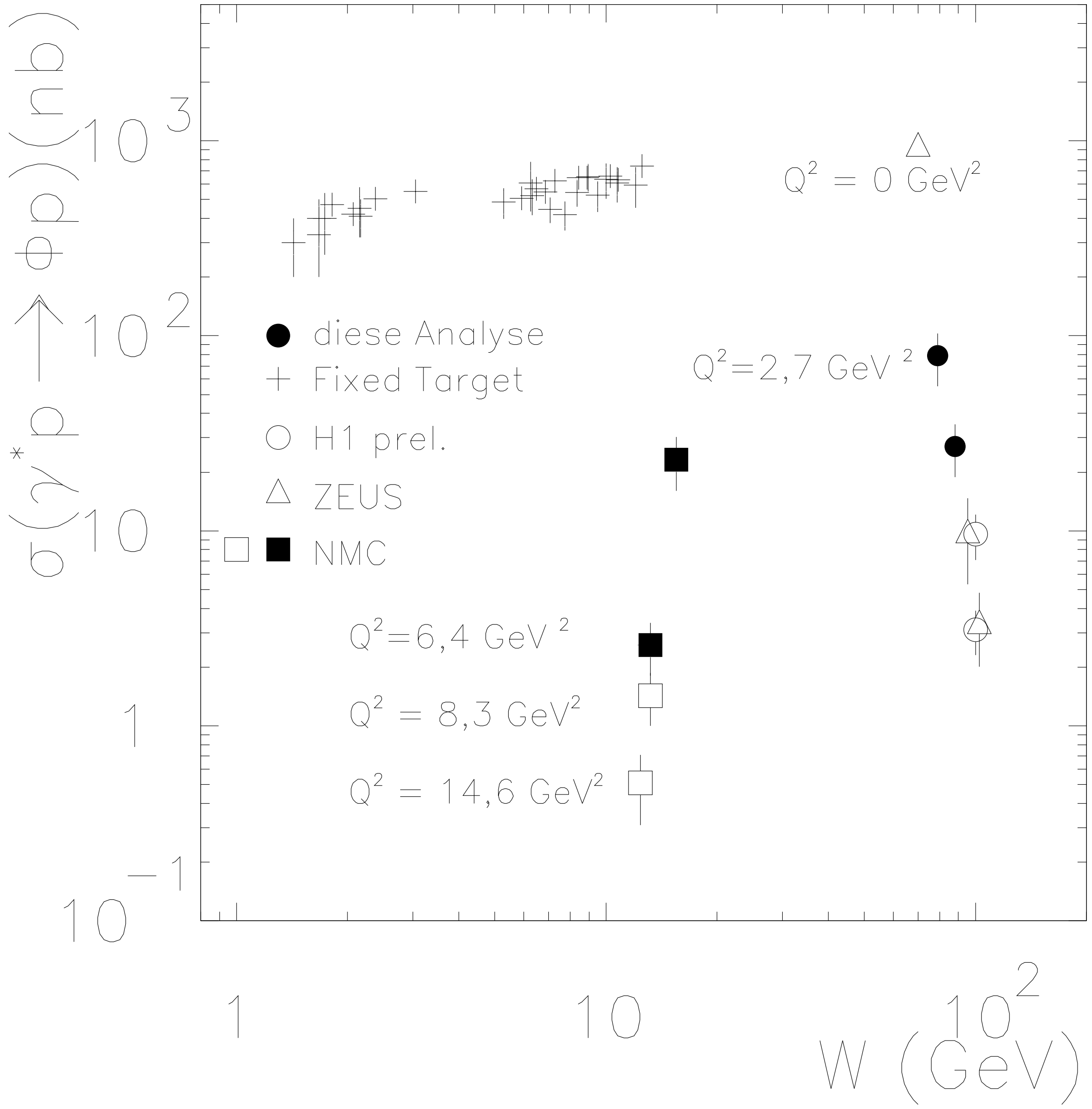


Abbildung 7.5: Die Wirkungsquerschnitte der exklusiven ϕ-Produktion sind in Abhängigkeit von $W_{\gamma p}$ zu sehen. Eingezeichnet sind die Ergebnisse dieser Analyse sowie von vorherigen Analysen von H1 und ZEUS und verschiedenen Experimenten bei kleinen Schwerpunktsenergien. Zum Vergleich wurden die bei NMC gemessene Wirkungsquerschnitte auf die in den Analysen bei HERA betrachteten Q^2 skaliert.

Zusammenfassung

Die exklusive Produktion der leichten Vektormesonen ρ^0 und ϕ ($ep \to ep\rho^0, ep \to ep\phi$) wurde in tiefinelastischer Elektron-Proton-Streuung in den Zerfällen $\rho^0 \to \pi^+\pi^-$ und $\phi \to K^+K^-$ untersucht. Für die Analyse wurden die Daten verwendet, die 1995 mit dem H1-Detektor am Elektron-Proton-Speicherring HERA aufgezeichnet wurden. Der benutzte Datensatz entspricht einer integrierten Luminosität von 754 nb^{-1}.
Beide Reaktionen sind bei Impulsüberträgen von 2 $\mathrm{GeV}^2 < Q^2 < 12$ GeV^2 und Photon-Proton-Schwerpunktsenergien von 42 GeV$< W_{\gamma p} < 134$ GeV untersucht worden.
Für die Auswahl der Ereignisse wurde ein im rückwärtigen Kalorimeter identifiziertes Positron gefordert. Die Identifikation des Vektormesons erfolgte anhand seiner Zerfallsprodukte in den Spurkammern. Das gestreute Proton konnte wegen seiner zu geringen Ablenkung im Detektor nicht beobachtet werden. Weitere Auswahlkriterien schränkten den Untergrund ein, wobei im Wesentlichen gefordert wurde, daß kein weiteres Signal im Detektor vorhanden sein sollte, das nicht mit Detektorrauschen verträglich war. In den Daten konnten so 479 Kandidaten der ρ^0-Produktion und 59 Kandidaten der ϕ-Produktion nachgewiesen werden.
Für die Bestimmung eines Wirkungsquerschnittes wurde eine Abschätzung des darin enthaltenen Untergrundes durchgeführt. Der nicht-resonante Untergrund wurde mit Hilfe der Signalform im Fall der ρ^0-Produktion zu $16^{+6}_{-5}\%$ und im Fall der ϕ-Produktion zu $12 \pm 2\%$ bestimmt. Für den Anteil von proton-dissoziativem Untergrund wurde ein Wert von $9 \pm 8\%$ angenommen und für radiative Ereignisse eine Korrektur von -4% verwendet.
Für den Verlust an Ereignissen durch geometrische Einschränkungen des Detektors und durch die Auswahlkriterien wurde eine Korrektur mit Hilfe von Monte Carlo-Daten durchgeführt, welchen der auf dem Vektor-Mesonen-Dominanz-Modell aufbauende DIFFVM-Generator zugrunde liegt.
Nimmt man für die exklusive Vektormesonproduktion eine exponentielle t-Abhängigkeit an, bestimmt sich der Exponent bei den ρ^0-Mesonen zu $b = 6,9 \pm 0,8^{+1,0}_{-0,9}$ und bei den ϕ-Mesonen zu $b = 7,6 \pm 1,7^{+0,9}_{-0,7}$. Dabei wurde eine Anpassung bei den ρ^0-Mesonen im Bereich $|t| < 0,5$ GeV^2 und bei den ϕ-Mesonen im Bereich $|t| < 0,6$ GeV^2 durchgeführt. Um den Parameter α' der Pomeron-Trajektorie zu bestimmen, wurden Ergebnisse für b von NMC bei der Schwerpunktsenergie von $W_{\gamma p} \simeq$ 15 GeV hinzuge-

nommen. Bei den ρ^0-Mesonen ergab sich $\alpha' = 0,09 \pm 0,24$ GeV^{-2}, bei den ϕ-Mesonen $\alpha' = 0,53 \pm 0,29$ GeV^{-2}. Beide Werte sind konsistent mit dem aus Hadron-Hadron-Streureaktionen bestimmten Wert von $\alpha' = 0,25$ GeV^{-2}, der gemäß Modellen der Regge-Theorie auch die exklusive Produktion von Vektormesonen beschreiben soll. Eine Abnahme von b mit steigendem Q^2 gegenüber den Werten, die von H1 und ZEUS bei der exklusiven Vektormesonproduktion in der Photoproduktion gemessen wurden, ist im Fall der ρ^0-Mesonen zu beobachten. Dieses kann als Abnahme der Ausdehnung der Quark-Antiquark-Verteilung im virtuellen Photon interpretiert werden. Bei den ϕ-Mesonen ist es aufgrund der großen Fehler nicht möglich, eine Aussage über eine Änderung von b mit Q^2 zu treffen.
Für die Q^2-Abhängigkeit wurde die Form $(Q^2 + m_V^2)^{-n}$ angenommen und der Parameter n im Fall der ρ^0-Mesonen zu $n = 1,5 \pm 0,1 \pm 0,1$ bestimmt. Für die ϕ-Mesonen ergab sich $n = 1,3 \pm 0,4 \pm 0,1$. Beide Werte sind kleiner als die bei $Q^2 > 7$ GeV^2 von H1 und ZEUS gemessenen Werte, aber konsistent mit den Voraussagen des Vektor-Mesonen-Dominanz-Modells, welches für virtuelle Photonen eine Q^2-Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes mit $n \leq 2$ vorhersagt.
Die Positron-Proton-Wirkungsquerschnitte und die Photon-Proton-Wirkungsquerschnitte wurden in verschiedenen kinematischen Bereichen bestimmt. Im Vergleich mit Ergebnissen von NMC ist bei den ϕ-Mesonen bei den Impulsüberträgen dieser Analyse ein steilerer Anstieg der Photon-Proton-Wirkungsquerschnitte mit $W_{\gamma p}$ als in Photoproduktion zu erkennen.
Bei den Wirkungsquerschnitten des ρ^0-Mesons kann ein steilerer Anstieg mit $W_{\gamma p}$ gegenüber den Photoproduktionsdaten nicht beobachtet werden. Der hier betrachtete kinematische Bereich befindet sich in einem Übergangsbereich, in dem die harten Streuprozesse neben den weichen Streuprozessen des einfachen Pomeronmodells einen zunehmenden Einfluß bekommen. Aufgrund der größeren Masse des ϕ-Mesons gegenüber dem ρ^0-Meson und der damit härteren Energieskala wird der Einfluß der harten Streuprozesse bei den ϕ-Mesonen auch schon bei kleineren Impulsüberträgen Q^2 als beim ρ^0-Meson erwartet.

In der hier durchgeführten Untersuchung der exklusiven Produktion der leichten Vektormesonen ρ^0 und ϕ konnte anhand der t-Verteilung das Bild der Regge-Theorie bestätigt werden. Die Voraussagen des Vektor-Mesonen-Dominanz-Modells werden in der Q^2-Verteilung bestätigt. Abweichungen von den Vorhersagen des einfachen Pomeronmodells sind bei der Betrachtung der $W_{\gamma p}$-Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes beim ϕ-Meson zu beobachten, wo bereits ein sichtbar steilerer Anstieg des Wirkungsquerschnittes mit $W_{\gamma p}$ als in Photoproduktion zu erkennen ist.

Literaturverzeichnis

[Bau78] T. H. Bauer *et al.*, *The hadronic properties of the photon in high-energy interaction*, Rev. Mod. Phys. **50**, 261 (1978).

[BEK91] S. Bentvelsen, J. Engelen und P. Kooijman, *Reconstruction of (x, Q^2) and extraction of structure functions in neutral current scattering at HERA*, Proceedings of the Workshop: Physics at HERA, Hamburg **Vol. 1**, 23 (1991).

[Bou95] V. Boudry *et al.*, *The Inclusive Electron Trigger for the SPACAL*, H1-Note **H1-03/95-430** (1995).

[Bro94] S. J. Brodsky *et al.*, *Diffractive leptoproduction of vector mesons in QCD*, Phys. Rev. **D 50**, 3134–3144 (1994).

[Cas81] D. G. Cassel *et al.*, *Exclusive ρ^0, ω and ϕ electroproduction*, Phys. Rev. **D 24**, 2787–2820 (1981).

[Cle] B. Clerbaux, private Mitteilung.

[Col77] P. D. B. Collins, *An introduction to* REGGE *theory & high energy physics*, Cambridge University Press, 1977.

[Cud90] J. Cudell, *A QCD inspired model for exclusive vector meson production in deep inelastic scattering*, Nucl. Phys. **B 336**, 1–17 (1990).

[DGM96] V. D. Duca, E. Gallo und P. Marage, *Diffractive Interactions*, Preprint **DESY 96-179** (1996).

[DL86] A. Donnachie und P. Landshoff, *Dynamics of elastic scattering*, Nucl. Phys. **B 267**, 690 (1986).

[DL89] A. Donnachie und P. Landshoff, *Gluon condensate and pomeron structure*, Nucl. Phys. **B 311**, 509 (1989).

[DL92] A. Donnachie und P. Landshoff, *Total cross sections*, Phys. Lett. **B 296**, 227–232 (1992).

[DL95] A. Donnachie und P. Landshoff, *Exclusive Vector Meson Production at HERA*, Phys. Lett. **B 348**, 213 (1995).

[Eic92] S. Eichenberger, *A Fast Pipelined Trigger for the H1 Experiment at HERA Based on Multiwire Proportional Chamber Signals*, H1-Note **H1-02/92-214** (1992).

[Fen95] J. Fent *et al.*, *A Neural Network Second Level Trigger for the H1-Experiment at HERA*, H1-Note **H1-10/95-457** (1995).

[Fre67] P. G. O. Freund, *Photoproduction of Vector Mesons as Virtual Vector Meson-Proton Scattering*, Nuovo Cimento **48 A**, 2013–2016 (1967).

[GL96] N. Gogitidze und S. Levonian, *An Offline Luminosity Determination for the 1995 H1 e^+p Data*, H1-Note **H1-02/96-471** (1996).

[Gro93a] C. Group, *MINUIT-Users Guide*, Program Library D506 **CERN** (1993).

[Gro93b] H. C. Group, *The H1 Liquid Argon Calorimeter System*, Nucl Instr. Meth. **A 336**, 460 (1993).

[H1 92] H1 Collaboration, T. Ahmed *et al.*, *Total Photoproduction Cross Section Measurement at HERA Energies*, Phys. Lett. **B 299**, 374 (1992).

[H1 94a] H1 Collaboration, T. Ahmed *et al.*, *Deep inelastic scattering events with a large rapidity gap at HERA*, Nucl. Phys. **B 429**, 377 (1994).

[H1 94b] H1 Collaboration, T. Ahmed *et al.*, *Scaling violations of the proton structure function F_2 at small x*, Phys. Lett. **B 321**, 161 (1994).

[H1 95] H1 Spacal Group, *Performance of an Electromagnetic Lead/Scintillating-Fibre Calorimeter for the H1 Detector*, Preprint **DESY 95-165** (1995).

[H1 96a] H1 Collaboration, S. Abt *et al.*, *The H1 Detector at HERA*, DESY Internal Report **H1-96-01** (1996).

[H1 96b] H1 Collaboration, S. Aid *et al.*, *Elastic Electroproduction of ρ and J/Ψ Mesons at large Q^2 at HERA*, Nucl. Phys. **B 468**, 3 (1996).

[H1 96c] H1 Collaboration, S. Aid *et al.*, *Elastic Photoproduction of ρ^0 Mesons at HERA*, Nucl. Phys. **B 463**, 3 (1996).

[H1 96d] H1 Collaboration, S. Aid *et al.*, *Electroproduction of ρ Mesons with Proton Diffractive Dissociation at $Q^2 > 7$ GeV^2 at HERA*, Preprint **pa02-065**, submitted to the 28th International Conference on High Energy Physics ICHEP'96, Warsaw, Poland (1996).

[H1 96e] H1 Collaboration, T. Ahmed *et al.*, *Elastic Electroproduction of ϕ-Mesons at Large Q^2 at HERA*, Preprint **pa02-064**, submitted to the 28th International Conference on High Energy Physics ICHEP'96, Warsaw, Poland (1996).

[H1 96f] H1 Collaboration, T. Ahmed *et al.*, *A Measurement of the Proton Structure Function $F_2(x, Q^2)$ at Low x and Low Q^2 at HERA*, Preprint **pa02-070**, submitted to the 28th International Conference on High Energy Physics ICHEP'96, Warsaw, Poland (1996).

[HKK95] L. Haakman, A. Kaidalov und J. Koch, *Production of vector mesons by real and virtual photons at high energies*, Preprint **HEP-PH/9507394** (1995).

[HKN93] F. Halzen, G. Krein und A. A. Natale, *Relating the QCD Pomeron to an effective gluon mass*, Phys. Rev. **D 47**, 295–298 (1993).

[Hoe91] K. C. Hoeger, *Measurement of x, y, Q^2 in Neutral Current Events*, Proceedings of the Workshop: Physics at HERA, Hamburg **Vol. 1**, 43 (1991).

[Jac64] T. J. Jackson, *Remarks on the Phenomenological Analysis of Resonances*, Nuovo Cimento **34**, 1644 (1964).

[JB79] F. Jacquet und A. Blondel, *Detectors for Charge Current Events*, Proceedings of the Study of an *ep* Facility for Europe **DESY 79-48**, 391–394 (1979).

[Joo67] H. Joos, *A Remark on the Photoproduction of Vector Mesons*, Phys. Letters **24 B**, 103–105 (1967).

[JPSS70] F. J.Gilman, J. Pumplin, A. Schwimmer und L. Stodolsky, *Helicity conservation in diffraction scattering*, Phys. Lett. **31 B**, 387 (1970).

[Kö97] J. H. Köhne *et al.*, *Realization of a Second Level Neural Network Trigger for the H1 Experiment at HERA*, H1-Note **H1-01/97-509** (1997).

[Krü95] D. Krücker, *Modelle für die elastische J/ψ-Produktion bei HERA*, Dissertation, Aachen **PITHA 95/40** (1995).

[Lan87] P. Landshoff, *Exclusive rho production in deep inelastic scattering*, Phys. Lett. **B 185**, 403 (1987).

[Lan94] P. Landshoff, *The two pomerons*, Preprint **HEP-PH/9410250** (1994).

[Lev96] S. Levonian, *http://www-h1.desy.de/h1/iww/iwork/ilumi/tables.html* (1996).

[Lis93] B. List, *Diffraktive J/ψ-Produktion in Elektron-Proton-Stößen am Speicherring HERA*, Diplomarbeit, Berlin (1993).

[LN87] P. Landshoff und O. Nachtmann, *Vacuum structure and diffraction scattering*, Z. Phys.**C 35**, 405–487 (1987).

[Mey91] J. Meyer, *Guide to Simulation Program H1SIM*, H1 Software Manual (1991).

[MRT96] A. Martin, M. Ryskin und T. Teubner, *The QCD description of diffractive ρ meson electroproduction*, Preprint **HEP-PH/9609448** (1996).

[NMC94] NMC, New Muon Collaboration, *Exclusive ρ^0 and ϕ muoproduction at large Q^2*, Nucl. Phys. **B 429**, 503–529 (1994).

[PDG94] PDG, Particle Data Group, *Review of Particle Properties*, Phys. Rev. D **50** (1994).

[Phi95] J. P. Phillips, *The Deep-Inelastic Structure of Diffraction*, Ph. D. Thesis, Manchester (1995).

[Rie95] J. Riedlberger, *The H1 Trigger with Emphasis on Tracking Triggers*, H1-Note , H1–01/95–419 (1995).

[RS66] M. Ross und L. Stodolsky, *Photon Dissociation Model for Vector-Meson Photoproduction*, Phys. Rev. **149**, 1172 (1966).

[Rys93] M. G. Ryskin, *Diffractive J/ψ electroproduction in LLA QCD*, Z. Phys.**C 57**, 89–92 (1993).

[Rys96] M. G. Ryskin *et al.*., *Diffractive J/ψ photoproduction as a probe of the gluon density*, Preprint **HEP-PH/9511228** (1996).

[Smi92] J. R. Smith, *An Experimentalist's guide to photon flux calculations*, Univ. of California Davis preprint **UCD/IIRPA 92-24** (1992).

[Söd65] P. Söding, *On the apparent shift of the rho meson mass in photoproduction*, Phys. Lett. **19**, 702 (1965).

[SS93] G. A. Schuler und T. Sjöstrand, *Towards a complete description of high-energy photoproduction*, Nucl. Phys. **B 407**, 539–605 (1993).

[SSW70] K. Schilling, P. Seyboth und G. Wolf, *On the analysis of vector-meson production by polarized photons*, Nucl. Phys. **B 15**, 397–412 (1970).

[Tob96] N. Tobien, *Das Ansprechverhalten des H1-Flüssigargon-Kalorimeters auf niederenergetische Hadronen*, H1-Note **H1-10/96-497** (1996).

[VC70] V.Barger und D. Cline, *Inert Hadron Reaction for the Determination of the Pomeranchuk Trajectory Slope*, Phys. Rev. Letters **24**, 1313–1317 (1970).

[Web95] M. Weber, *The new Spaghetti Calorimeter of the H1 Experiment*, Preprint **DESY-95-067** (1995).

[Wei34] C. F. Weizsäcker, *Ausstrahlung bei Stößen sehr schneller Elektronen*, Zeitung für Physik **88**, 612–625 (1934).

[Wil34] E. J. Williams, *Nature of the high energy particles of penetrating radiation and status of ionization and radiation formulae*, Phys. Rev. **45**, 729–230 (1934).

[Wol92] T. Wolff *et al.*, *A drift chamber track finder for the first level trigger of the H1 experiment*, Nuclear instruments & Methods in Physics Research **A323**, 537–541 (1992).

[ZEU92] ZEUS Collaboration, *A Measurement of $\sigma_{tot}(\gamma p)$ at $\sqrt{s} = 200\ GeV$*, Phys. Lett. **B 293**, 465 (1992).

[ZEU93] ZEUS Collaboration, M. Derrick *et al.*, *Observation of events with a large rapidity gap in deep inelastic scattering at HERA*, Phys. Lett. **B 315**, 481 (1993).

[ZEU95a] ZEUS Collaboration, M. Derrick *et al.*, *Exclusive ρ^0 Production in Deep Inelastic Electron-Proton Scattering at HERA*, Phys. Lett. **B 356**, 601–616 (1995).

[ZEU95b] ZEUS Collaboration, M. Derrick *et al.*, *Measurement of the Proton Structure Function F_2 from the 1993 HERA Data*, Z. Phys.**C 65**, 379 (1995).

[ZEU96a] ZEUS Collaboration, M. Derrick *et al.*, *Measurement of Elastic ω Photoproduction at HERA*, Preprint **pa02-049**, submitted to the 28th International Conference on High Energy Physics ICHEP'96, Warsaw, Poland (1996).

[ZEU96b] ZEUS Collaboration, M. Derrick *et al.*, *Measurement of Elastic ϕ Photoproduction at HERA*, Phys. Lett. **B 377**, 259–272 (1996).

[ZEU96c] ZEUS Collaboration, M. Derrick *et al.*, *Measurement of Elastic ρ^0 Photoproduction at HERA*, Z. Phys.**C 69**, 39–54 (1996).

[ZEU96d] ZEUS Collaboration, M. Derrick *et al.*, *Measurement of the Reaction $\gamma p \to \phi p$ in Deep-Inelastic-Scattering at HERA*, Phys. Lett. **B 380**, 220–234 (1996).

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Danksagung

Es ist nur schwer möglich, allein in die Dimensionen der Elementarteilchen herabzusteigen, und ich möchte hier allen danken, die mir geholfen haben, auch diese kleinen Strukturen der Welt kennenzulernen.
Ganz besonders möchte ich Dr. Jobst Köhne für die begeisternde Einführung in diese Dimensionen und seine Betreuung während der Anfertigung dieser Arbeit danken. Mein sehr herzlicher Dank gilt auch Frank Gaede, der niemals Mühe und Zeit scheute, mir weiterzuhelfen und die Arbeit zu unterstützen. Ich danke sehr herzlich auch Barbara Clerbaux, die jederzeit für Diskussionen bereit war und der ich viele Anregungen verdanke. Ohne Renate Mohr hätte diese Arbeit wahrscheinlich nie ein Ende gefunden und ich danke ihr für die Motivation während der Vollendung der Arbeit. Auch für die Unterstützung durch Dr. Dirk Krücker, Dr. Tancredi Carli und Jürgen Möck vor allem während der Endphase der Arbeit möchte ich mich herzlich bedanken. Zu dem Gelingen dieser Arbeit hat die gute Atmosphäre in der Gruppe des Max-Planck-Instituts München entscheidend beigetragen, die auch durch Dr. Michael Kuhlen und Dr. Günter Grindhammer gestaltet wurde.
Dem Max-Planck-Institut und speziell Dr. Christian Kiesling danke ich für die stete Unterstützung der Arbeit. Ich habe sehr viel Freude an den mir ermöglichten Treffen in München sowie der sehr bereichernden Herbstschule in Maria Laach gehabt. Für das mühsame Korrekturlesen der Arbeit möchte ich mich besonders bei meiner Schwester und meinen Eltern bedanken. Mein großer Dank gilt auch Hartmut, der die Arbeit mit vielen Anregungen versehen und mich bei der Anfertigung mit viel Geduld begleitet und für mein Wohlbefinden gesorgt hat.
Frau Prof. Naroska und Herrn Prof. Blobel danke ich, daß sie sich für die Begutachtung der Arbeit bereit erklärt haben.
Mein größter Dank geht an meine Eltern für ihre uneingeschränkte Unterstützung, die mir die wunderbare Reise zu den Elementarteilchen überhaupt erst ermöglicht hat.