Untersuchungen zum Trigger von ϕ-Mesonen mit neuronalen Netzen bei HERA

Diplomarbeit an der Fakultät für Physik der
Ludwigs-Maximilians-Universität

vorgelegt von

Markus Eberl

angefertigt am

Max-Planck-Institut für Physik
– Werner-Heisenberg-Institut –

München

März 1999

Erstgutachter: Prof. Dr. Christian Kiesling

Zweitgutachter: Prof. Dr. Dorothee Schaile

Inhalt

1 Die Physik bei HERA

1.1 Die Farben der Quarks

Die Theorie der starken Wechselwirkung, die Quantenchromodynamik (QCD), wurde in Analogie zur ausgesprochen erfolgreichen Quantenelektrodynamik (QED) als renormierbare Eichtheorie konstruiert. Sie beschreibt die Wechselwirkung zwischen stark wechselwirkenden Teilchen durch den Austausch von Eichbosonen, den Gluonen. Bevor es soweit kommen konnte, waren allerdings einige Schritte nötig. Den ersten großen Schritt taten Gell-Mann [3] mit dem Quarkmodell.

1.1.1 Das Quarkmodell

Inspiriert vom klassischen Isospinformalismus und fasziniert von Symmetrien in der Physik, schuf Gell-Mann ein Modell, welches – analog der SU(2) Symmetrie des Isospins bei Neutronen und Protonen – die $SU(3)_{\text{Flavour}}$ Symmetrie im Quark-Sektor einführte. Grundlage dieser Symmetrie war die Tatsache, daß die drei damals bekannten Quarks *u*, *d* und *s* nur verschiedene Geschmacksrichtungen (*Flavours*) ein und desselben Zustandes seien. Diese Symmetrie ist allerdings – wie auch die Isospinsymmetrie bei Neutron und Proton – nicht perfekt, sondern durch die unterschiedlichen Massen der Quarks gebrochen. Tabelle 1.1 zeigt einen Überblick über die Eigenschaften der Quarks.

Tabelle 1.1: Jedes Quark trägt den Spin 1/2 und die Baryonzahl 1/3. Der SU(2)-Isospinformalismus für u- (I_z=-1/2) und d-Quarks (I_z=1/2) wurde mit Entdeckung des s-Quarks (S=-1) zur SU(3)-Flavour-Symmetrie erweitert.[1]

	Flavour bzw.Isospin	*Masse (*[49]*)*	*Ladung*
u	I_z=-1/2	2-8 MeV	+2/3
d	I_z=1/2	5-15 MeV	-1/3
s	S=-1	100-300 MeV	-1/3

[1] Hier gilt die Konvention der Particel Data Group, daß *Flavour* und *Ladung* das gleiche Vorzeichen tragen.

Innerhalb dieses Modells lassen sich nun die Vielzahl der stark gebundenen Zustände zu sogenannten Multipletts ordnen. Die Baryonen – gebundene Zustände aus jeweils drei Quarks – lassen sich nach der Gruppenidentität $3 \otimes 3 \otimes 3 = 10 \oplus 8 \oplus 8 \oplus 1$ in ein Decuplett, zwei Oktetts und ein Singlett einordnen. Mesonen – gebundene Zustände aus einem Quark und einem Antiquark – bilden nach $3 \otimes \overline{3} = 8 \oplus 1$ ein Oktett und ein Singlett. Trägt man nun jedes Meson in ein Diagramm ein, dessen horizontale Achse die dritte Komponente des Isospins (I_z) und dessen vertikale Achse die Seltsamkeit (S) ist, so entsteht eine Darstellung der möglichen Quark-Antiquark Kombinationen.

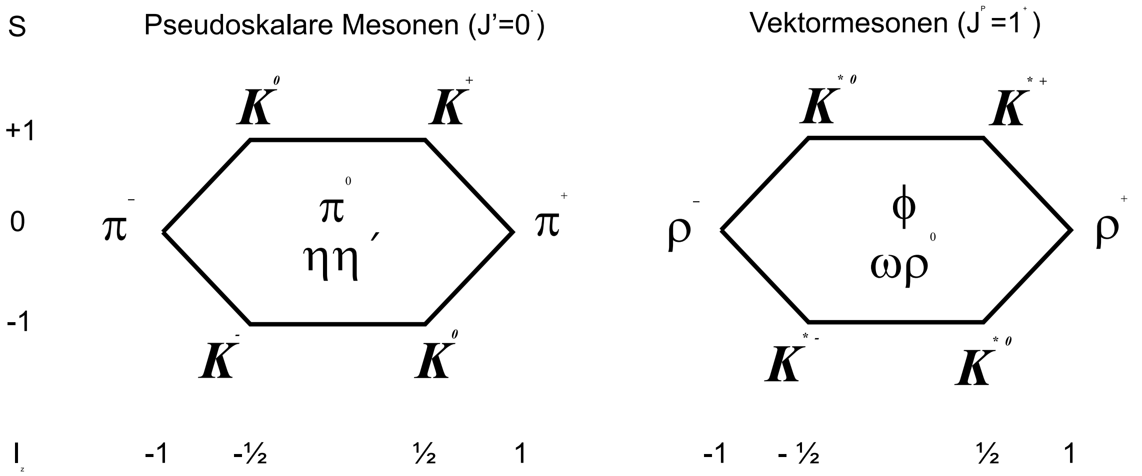

Bild 1.1: Multipletts der pseudoskalaren Mesonen (links) und Vektormesonen (rechts). Der I=0 Grundzustand des Oktetts mischt dabei mit dem entsprechenden I=0 Zustandes des Singletts zu η und η' (pseudoskalare Mesonen) bzw. ϕ und ω (Vektormesonen).

Neben dem rein ästhetischen Wert, den die Ordnung des Teilchenzoos mit sich bringt, hat das Modell auch noch einen weiteren Nutzen. Findet sich ein noch unbesetzter Platz in einem Multiplett so liegt die Vermutung nahe daß dieser durch ein noch unbekanntes Teilchen zu besetzen ist. Das Modell erlaubt also Vorhersagen über das Spektrum der Elementarteilchen. Auch Verzweigungsverhältnisse beim Zerfall der Mesonen lassen sich aus Symmetrieüberlegungen ableiten.

1.1.2 Farbe: die Ladung der starken Wechselwirkung

In der Quantenelektrodynamik sind die Kopplungen zwischen Fermionen und Eichbosonen proportional zur Elementarladung. Die analoge Einführung einer einzelnen Ladung, die proportional zur Kopplungsstärke in der QCD ist, führt jedoch zu experimentellen Widersprüchen. Fermi entdeckte 1951 in der $\pi^+ p$-Streuung eine zweifach positiv geladene Resonanz, das Δ^{++} mit einem Spin J=3/2. Sowohl Spin, als auch Ladung dieses neuen Teilchens lassen sich im Rahmen von $SU(3)_{Flavour}$ durch einen Quarkinhalt von $\left|\Delta^{++}\right\rangle = \left|uuu\right\rangle$ erklären.

Da jedes u-Quark Spin 1/2 und Ladung 2/3 beiträgt, wäre die Δ^{++} Resonanz einfach der baryonische Grundzustand dieser drei Quarks. Eine solche Wellenfunktion, aus drei

Fermionen, wäre jedoch symmetrisch, was die Fermistatistik verbietet. Die Lösung dieses Dilemmas liegt in der Einführung neuer Quantenzahlen, der Farbladungen. Jedes u-Quark bekommt einen eigene Farbladung, und wird so von den anderen beiden unterscheidbar. Die Fermistatistik ist gerettet.

Die Einführung verschiedener Ladungen löst zwar das Δ^{++} Rätsel, macht die zugehörige Theorie aber auch ein wenig komplizierter. Reichte in der QED als Eichgruppe noch die abelsche $U(1)$ der lokalen phasentransformationen $\Psi \rightarrow e^{i\alpha(x)}\Psi$, so benötigt man im Falle der QCD bereits die nichtabelsche $SU(3)_{Color}$.

Um die Invarianz der Lagrangedichte unter der zugehörigen lokalen Eichtransformation zu erhalten, ist es nötig, in die Lagrangedichte einen zusätzlichen Term einzuführen. Dieser weitere Term beschreibt die Selbstwechselwirkung der QCD-Eichbosonen – der Gluonen – untereinander. Im Gegensatz zu den Photonen der QED, in der es diese Selbstwechselwirkung nicht gibt, tragen die Eichbosonen der QCD selbst Farbladungen. Die Eichbosonen der starken Wechselwirkung nennt man Gluonen, da sie wie Kleber (Glue) die Hadronen zusammenhalten.

Im Gegensatz zu gewöhnlichem Kleber, führt bei den Gluonen deren Selbstwechselwirkung jedoch dazu, daß die Anziehung zwischen den einzelnen Teilchen zunimmt je größer ihr Abstand wird. Hier ist wieder der, im Vergleich zur QED, nichtabelsche Charakter der QCD zu sehen, der bei der Renormierung der Theorie zu fundamentalen Unterschieden führt. Im Gegensatz zu Quantenelektrodynamik, bei der die Kopplungskonstante α mit steigenden Impulsüberträgen ebenfalls zunimmt, verhält es sich bei der Kopplungskonstante α_s der starken Wechselwirkung genau umgekehrt. Sie ist groß (confinement) bei niedrigen Impulsüberträgen, und wird erst bei großem Impuls klein. Störungstheoretische Ansätze zur Berechnung von Wirkungsquerschnitten greifen also erst im Bereich hoher Impulsüberträge (typisch >5 GeV^2). Eine der Methoden um mehr über die starke Wechselwirkung zu lernen, ist die tiefinelasische Elektron-Proton-Streuung.

1.2 Vektormesonen bei HERA

Mesonen, also gebundene Zustände aus Quarks und Antiquarks, bieten neben tiefinelastischer Elektron-Proton-Streuung, die Möglichkeit, die starke Wechselwirkung zu studieren. Insbesondere die hadronische Natur des Photons, kann bei der Produktion von Vektormesonen, die wie das Photon Spin 1 haben, untersucht werden. Gerade die Tatsache, daß Vektormesonen in ihren Quantenzahlen mit dem Photon übereinstimmen, ermöglicht ein Mischen dieser beiden Zustände, und macht das Studium dieser Mesonen besonders interessant.

Diese Vektormesonen entstehen durch reelle oder virtuelle Photonen, die wiederum bei der Positron-Proton-Streuung anfallen. Dieser Produktionsmechanismus wird besonders dann interessant, wenn die Mesonen schwerer Quarks wie das ϕ oder J/Ψ produziert werden [2][15]. In diesem Massenbereich findet der Übergang von nichtperturbativer QCD in den perturbativen Bereich statt. Es eröffnet sich so die Möglichkeit, zur Beschreibung experimenteller Daten, nicht nur phänomänologische Modelle zu verwenden, wie die Regge-Theorie ([4][5]) oder das Vektormesonen-Dominanzmodell ([6][7]), sondern auch störungstheoretische Ansätze der QCD ([8]).

1.2.1 Eigenschaften leichter Vektormesonen

Im folgenden sollen die Eigenschaften der Vektormesonen ρ^0, ω und ϕ näher betrachtet werden. Alle drei Mesonen bestehen im Rahmen des Quarkmodells aus Überlagerungen von $u\bar{u}$, $d\bar{d}$ und $s\bar{s}$.

$$
\begin{aligned}
&|\omega\rangle \approx |u\bar{u}\rangle + |d\bar{d}\rangle \\
&|\rho^0\rangle \approx |u\bar{u}\rangle - |d\bar{d}\rangle \\
&|J/\Psi\rangle \approx |c\bar{c}\rangle \\
&|\phi\rangle \approx |s\bar{s}\rangle
\end{aligned}
$$

Dabei sind sowohl eventuelle Beimischungen von $s\bar{s}$ und $u\bar{d}$ zu den ρ^0 und ω Mesonen als auch $u\bar{u}$ und $d\bar{d}$ Beimischungen zum ϕ Meson gering [40]. Dieser Quarkinhalt zeigt sich auch in der Zerfallscharakteristik der Vektormesonen. Das ρ^0 Meson zerfällt nahezu ausschließlich in Pionen, die ebenfalls aus u und d Quarks und deren ladungskonjugierten Partnern aufgebaut sind. Gleiches gilt auch für das ω Meson, das ebenfalls hauptsächlich in Pionen zerfällt. Der Zerfall des ϕ Meson wird im folgenden noch genauer besprochen. Tabelle 1.2 faßt noch einmal die wichtigsten Quantenzahlen und den Quarkinhalt der Vektormesonen zusammen [40].

Tabelle 1.2: Übersicht der Vektormesonen

	J^{PC}	*Masse [MeV]*	*Quarkinhalt*	*Isospin I*
ρ	1^{--}	770	$u\bar{d}, u\bar{u}, d\bar{d}$	I=1
ω	1^{--}	782	$u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}$	I=0
ϕ	1^{--}	1019	$s\bar{s}$	I=0
J/Ψ	1^{--}	3097	$c\bar{c}$	I=0

Das ϕ-Meson eignet sich aufgrund seiner Masse von 1,02 GeV gut zur Untersuchung der starken Wechselwirkung im Übergangsbereich vom nichtperturbativen zum perturbativen Bereich der QCD. Das ϕ-Meson ist eine relative schmale Resonanz mit einer Breite von G=4,43 MeV.

Aufgrund seines Aufbaus aus seltsamen Quarks zerfällt das ϕ-Meson hauptsächlich in Kaonen. In Tabelle 1.3: sind die dominanten Zerfallskanäle des ϕ-Mesons aufgelistet:

Tabelle 1.3: Die dominanten Zerfallskanäle des ϕ-Mesons.

Zerfall	*Anteil*
$K^+ K^-$	49%
$K_L^0 K_S^0$	34 %
$\rho\pi + \pi^+\pi^-\pi^0$	16%

Die geladenen Kaonen zerfallen wiederum hauptsächlich in Myonen und ein Myon-Neutrino (64%), oder in ein geladenes und ein neutrales Pion (21%). Das neutrale Pion zerfällt anschließende in zwei Photonen. Das kurzlebige, neutrale Kaon zerfällt entweder in zwei geladene oder zwei neutrale Pionen. Die Zerfallsprodukte des langlebigen Kaons sind entweder

> drei neutrale Pionen (21%), zwei geladene und eine ungeladenes Pion (13%), ein geladenes Pion, ein Myon und ein Myon-Neutrino (27%)

oder

> ein geladenes Pion, ein Elektron (Positron) und das entsprechende Neutrino (39%).

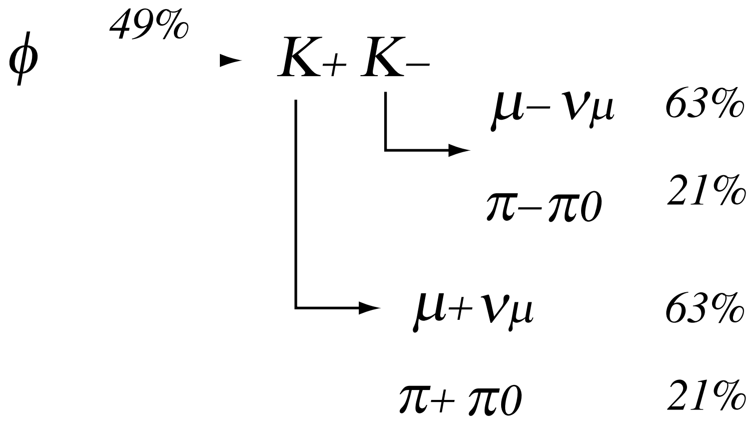

Bild 1.2: Der Hauptzerfallskanal des ϕ Mesons.

1.2.2 Kinematik der Elektron-Proton-Streuung

Vektormesonen werden bei HERA durch den Prozeß $e^+ p \rightarrow e^+ X$ erzeugt. Im folgenden soll k den Viererimpuls der einlaufenden Elektronen bezeichnen, k' den der auslaufenden und P denjenigen der einlaufenden Protonen.

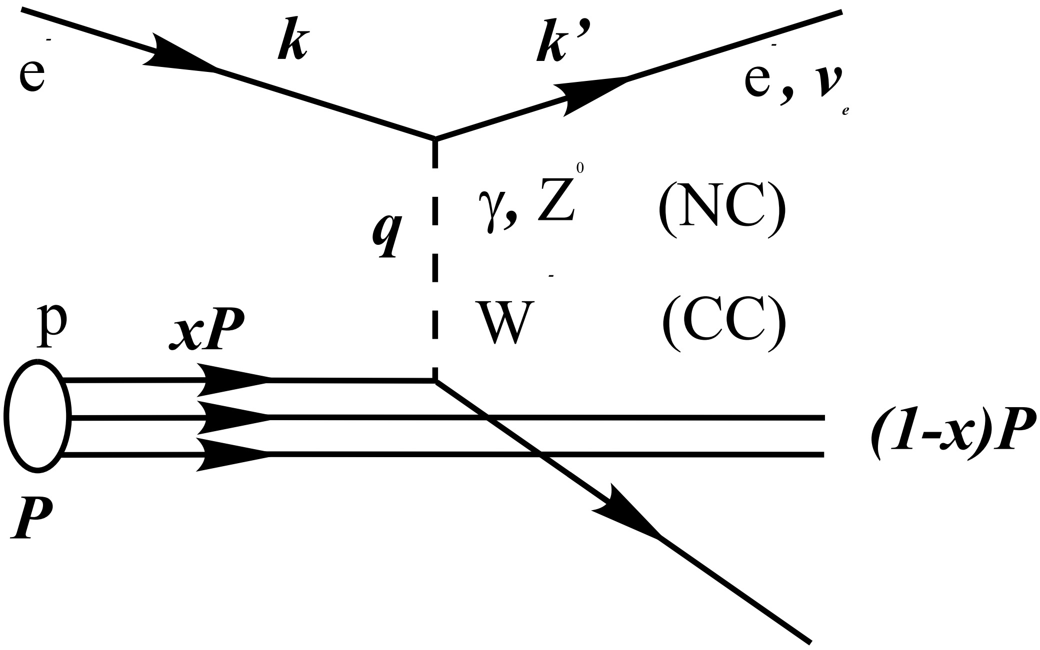

Bild 1.3: Kinematik der Positron-Proton-Streuung. Das Elektron streut am Proton und tauscht dabei entweder ein geladenes W-Boson (Charged Current CC), ein ungeladenes Z^0 oder ein Photon aus (Neutral Current NC). Die Viererimpulse der beteiligten Teilchen werden hier mit k, k', P bezeichnet.

Die Mandelstamm-Variable s, die dem Quadrat der Schwerpunktsenergie $E^2_{C.M}$ entspricht, läßt sich dann schreiben als:

$$E^2_{C.M.} = s = (\mathbf{k}+\mathbf{P})^2 = m_e^2 + m_P^2 + 4E_eE_P \tag{1.1}$$

Hier bezeichnen m_e die Elektronenmasse, und m_P die Masse des Protons. Für eine Elektron-Strahlenergie von E_e=27.5 GeV und eine Proton-Strahlenergie von E_P=820 GeV ergibt sich für die im Schwerpunkt zur Verfügung stehende Energie:

$$E_{C.M.} = \sqrt{s} \approx 300 \;\; GeV \tag{1.2}$$

Der Viererimpuls des Photons $\mathbf{q}$ ergibt sich aus der Differenz der Positronimpulses vor und nach der Streuung

$$\mathbf{q} = \mathbf{k} - \mathbf{k}' \tag{1.3}$$

Das negative Viererimpulsquadrat des Photons wird auch als Photonvirtualität bezeichnet, da das Quadrat eines Viererimpulses die Ruhemasse des entsprechenden Teilchen ergibt, und das Photon im Grenzfall $Q^2 \approx 0 \;\; GeV$ folglich quasi reell wird.

$$Q^2 = -\mathbf{q}^2 = Q^2_{\min} - 4p_ep_e' \sin(\theta_2/2) \tag{1.4}$$

Mit der minimalen, kinematisch erlaubten Q^2:

$$Q^2_{\min} = 2(E_eE_e' - p_ep_e' - m_e^2) \tag{1.5}$$

Hierbei bezeichnen E_e, p_e und E_e', p_e' die Energien und Impulse des Positrons vor bzw. nach der Streuung, und θ_e den Streuwinkel des Positrons gegenüber der ursprünglichen Flugrichtung. Weitere, zur Beschreibung der Kinematik, hilfreiche Größen sind die beiden Bjorken-Scaling Parameter x und y:

$$x = \frac{Q^2}{2\ \mathbf{P}\cdot\mathbf{q}}\ ,\ y = \frac{\mathbf{P}\cdot\mathbf{q}}{\mathbf{P}\cdot\mathbf{k}} \approx 1 - \frac{E'_e}{E_e}\cos^2(\theta_e/2) \tag{1.6}$$

Mit deren Hilfe läßt sich der Impulsübertrag im Grenzfall verschwindender Massen schreiben:

$$Q^2 \approx sxy \tag{1.7}$$

Neben diesen kinematischen Variablen gibt es noch zwei weitere lorentz-invariante Größen, die zur Beschreibung der Streuprozesse hilfreich sind. Zum einen ist dies der Betrag der Photon-Energie im Ruhesystems des Protons

$$\upsilon = \frac{\mathbf{P}\cdot\mathbf{q}}{m_P} = \frac{Q^2}{2xm_P} \tag{1.8}$$

und das Quadrat der Schwerpunktsenergie des Photon-Proton-Systems

$$W^2 = (\mathbf{q}+\mathbf{P})^2 = -Q^2 + 2\nu m_P + m_P^2 \approx Q^2\frac{1-x}{x} \tag{1.9}$$

Je nach Größe des Impulsübertrages Q^2, unterscheidet man zwei verschiedene Ereignisklassen. Der Bereich $Q^2 \approx 0$, in dem das ausgetauschte Photon quasi reell ist, wird als *Photoproduktion* bezeichnet. Ist $Q^2 >> 0$ liegt *tiefinelastische Streuung*[2] vor. Da das gestreute Positron bei sehr geringen Impulsüberträgen vom Detektor nicht mehr gesehen wird, muß eine endliche Energieschwelle festgelegt werden ab der DIS beginnt und Photoproduktion endet. Diese Schwelle liegt bei Q^2 = 1 GeV, da genau ab einem Impulsübertrag dieser Größe das Positron vom rückwertigen Kalorimeter (SPACAL, s. Kapitel 2.2.3.2) gesehen wird.

1.2.3 Tiefinelastische Elektron-Proton-Streuung

Ein experimentelles Verfahren um die starke Wechselwirkung bei großem Q^2 zu studieren ist tiefinelastische Elektron-Proton-Streuung (DIS, Deep Inelastic Scattering). Dabei werden die bei der Streuung entstehenden Teilchen nachgewiesen, um das Streuereignis möglichst vollständig rekonstruieren zu können. Das dabei zur Beschreibung des Wirkungsquerschnittes verwendete Modell beruht auf der Beschreibung des Protons durch Strukturfunktionen. Die grundlegende Idee dieser Funktionen ist es, die Abweichung des Wirkungsquerschnittes vom einem punktförmig gedachten Proton zu beschreiben ([9][10][11]). Betrachtet man nur Ereignisse, bei denen ein ungeladenes Boson zwischen Proton und Elektron ausgetauscht wird (Neutral Current), so läßt sich der totale Wirkungsquerschnitt – in der Näherung des Ein-Photon-Austausches – schreiben als:

[2] Deep Inelastic Scattering (DIS)

$$\frac{d^2\sigma}{dxdQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4}\left[\left(1+(1-y)^2\right)F_2(x,Q^2) - y^2 F_L(x,Q^2)\right] \qquad (1.10)$$

Die Messung dieser Strukturfunktionen F_2 und F_L ist eine der Hauptaufgaben des H1 Experimentes. Neben der Bestimmung der Proton-Strukturfunktionen, wird bei H1 auch die Produktion von Vektormesonen näher untersucht.

1.2.4 Photoproduktion

Bei der Photoproduktion von Vektormesonen ist der Impulsübertrag vom Elektron auf das Proton sehr klein, so das in guter Näherung $Q^2 \approx 0\,GeV^2$ gilt. Dies impliziert, daß das gestreute Elektron seine Richtung kaum ändert, und so nicht mehr nachgewiesen werden kann. Es hat nur eine verschwindend kleine transversale Impulskomponente und verbleibt daher nahe der Strahlachse außerhalb des sensitiven Bereichs des H1-Detektors.

Bei H1 liegt die Nachweisgrenze im rückwertigen Kalorimeter bei etwa $Q^2 <\approx 1\,GeV$ [15]. Bei kleinen Impulsüberträgen kann das Photon auch als quasi-reell betrachtet werden. Für quasi-reelle Photonen läßt sich der ep-Wirkungsquerschnitt in eine Komponente für die Emission des Photons $f_{\gamma/e}(Q^2, y)$ und den Photon-Proton Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma p}(Q^2, y)$ faktorisieren.

$$\frac{d^2\sigma_{ep}(Q^2,y)}{dy\ dQ^2} = f_{\gamma/e}(Q^2,y)\ \ \sigma_{\gamma p}(Q^2,y) \qquad (1.11)$$

Der Faktor für die Photon-Emission läßt sich wiederum in einen Anteil für longitudinal polarisierte Elektronen und einen für transversal polarisierte aufspalten. Da reelle Photonen nur transversale Polarisations-Freiheitsgrade besitzen, kann der longitudinale Anteil in guter Näherung vernachlässigt werden ([15] S. 21-23).

$$f^T_{\gamma/e}(Q^2,y) = \frac{\alpha}{2\pi Q^2}\left(\left(1+(1-y)^2\right) - 2(1-y)\frac{Q^2_{mm}}{Q^2}\right) \qquad (1.12)$$

mit

$$Q^2_{mm}(y) = m_e^2\frac{y^2}{(1-y)} \qquad (1.13)$$

Neben dem bekannten Term der Weizäcker-Williams-Approximation $\left(1+(1-y)^2\right)$ [12], enthält diese Formel auch noch einen Term, der die kleine, aber nicht verschwindende, Elektronenmasse berücksichtigt.

Wie aus Gleichung 1.12 ersichtlich, ist der Wirkungsquerschnitt proportional zu $1/Q^2$. Das bedeutet, daß mit abnehmender Photonvirtualität die Anzahl der Ereignisse zunimmt. Gleichzeitig kann für solche Ereignisse das Elektron aber nicht nachgewiesen werden. Diese Tatsache kann gezielt dazu verwendet werden, auf Photoproduktions-

Ereignisse zu triggeren. Bei Photoproduktionsereignissen wird im Gegensatz zu tief-inelastischen Ereignissen gefordert, daß das Positron vom Detektor *nicht* gesehen wird.

1.2.5 Diffraktive Erzeugung

Etwa 40% aller Photoproduktionsereignisse sind sogenannte diffraktive Ereignisse. Von diffraktiver Erzeugung von Vektormesonen spricht man, wenn in einem bestimmten Polarwinkelbereich um das auslaufenden Proton keine Ereignisse im Detektor nachgewiesen werden. Dieses Nachweisdefizit wird durch den Austausch eines Teilchens, des Pomerons, erklärt. Dieses Teilchen ist farbneutral. Der Feynmangraph des dabei stattfindenden Prozesses ist in Bild 1.4 dargestellt.

Das vom Elektron abgestrahlte virtuelle Photon (γ*) fluktuiert in ein virtuelles Vektormeson (V*). Durch starke Wechselwirkung mit dem Proton, bzw. mit den darin dessen Konstituenten, den Quarks, wird dieses virtuelle Vektormeson reell. Die starke Wechselwirkung des Vektormesons mit dem Proton kann dabei die Struktur des Protons erhalten oder auflösen. In ersterem Fall spricht man von einem *nicht dissoziativen*, in letzterem von einem *dissoziativen* Prozeß. Das zwischen Vektormeson und Proton, bzw. Quarks, ausgetauschte farbneutrale Teilchen ist das bereits erwähnte Pomeron.

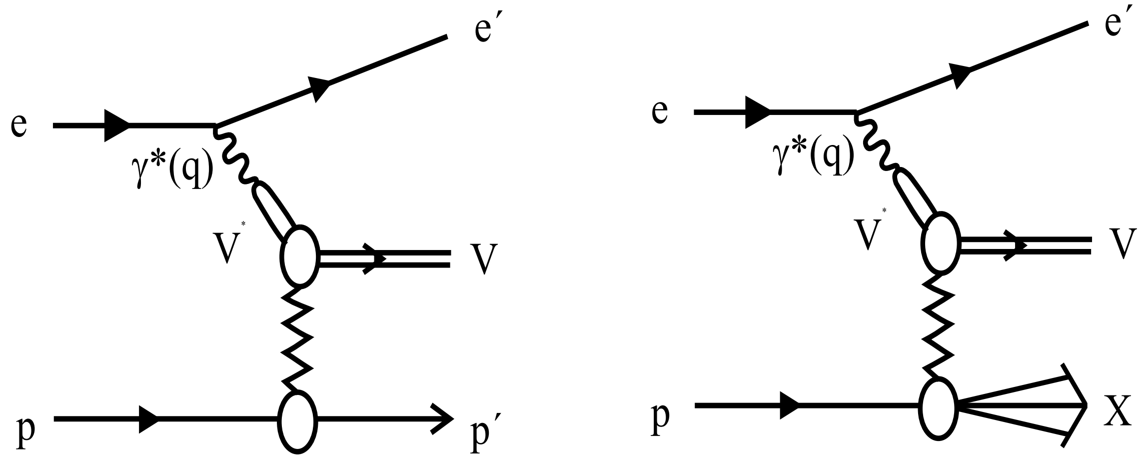

Bild 1.4: Diffraktive Erzeugung von Vektormesonen. Ein vom Elektron abgestrahltes virtuelles Photon (γ) fluktuiert in eine virtuelles Vektormeson (V*), welches anschließend, durch starke Wechselwirkung mit dem Proton, reell wird. Im Bild links ist der elastische Prozeß gezeigt, der die Struktur des Protons erhält, rechts der dissoziative Prozeß.*

Die Umwandlung des virtuellen Photons in ein virtuelles Meson kann z.B. durch das *Vektormesonen Dominanz Modell* (*VDM*) beschrieben werden ([6][7]). Dabei nimmt man an, daß der Zustandsvektor des virtuellen Photons neben der reinen, normierten QED-Komponenten auch einen hadronischen Vektormesonenanteil enthält. Dies ist möglich, da sowohl das Vektormeson als auch das Photon, wie bereits erwähnt, die selben Quantenzahlen (1^{--}) tragen. Durch dieses phänomenologische Modell kann die Produktion der Vektormesonen mit der Hadron-Hadron-Streuung verknüpft werden. Der Zustandsvektor des Photons läßt sich dann schreiben als:

$$|\gamma\rangle = N\left|\gamma_{QED}\right\rangle + \sum_{v} \frac{e}{\gamma v}|V\rangle$$

Hier bezeichnet $\left|\gamma_{QED}\right\rangle$ den reinen QED Zustand, N eine geeignete Normierungskonstante und $|V\rangle$ den Zustandsvektor eines Vektormesons. Die Kopplung γv kann aus der elektromagnetischen Zerfallsbreite des jeweiligen Vektormesons bestimmt werden.

1.2.6 Zerfallswinkelverteilung

Das ϕ-Meson ist ein Spin 1 Teilchen und hat daher eine Zerfallswinkelverteilung die von den Spins der Zerfallsprodukte und den beim Zerfall auftretenden relativen Drehimpulsen abhängt. Eine eventuell vorhandene Zerfalls-Anisotropie macht sich folglich in den, vom Detektor aufgezeichneten Daten, bemerkbar. Neben dem Zerfallswinkel lassen sich auch bei der Produktion des Vektormesons zwei Winkel definieren, die eventuell in der Triggerbedingungen verwendet werden könnten. Bild 1.5 zeigt die Definition der Produktions- und Zerfallswinkel.

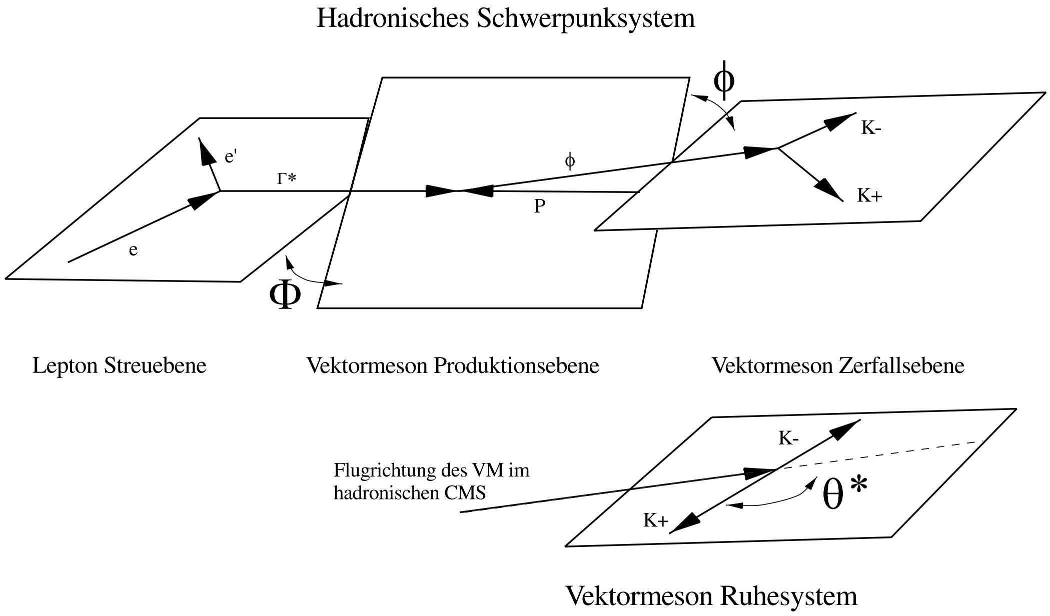

Bild 1.5: Definition der Zerfallswinkel im hadronischen Schwerpunktsystem und dem Helizitätssystem (Ruhesystem des erzeugten Vektormesons mit der Richtung des Vektormesons im hadronischen Schwerpunktsystem als Quantisierungsachse). (aus [2])

Der Winkel zwischen der Lepton-Streuebene und der Ebene, die durch Protonimpuls und Impuls des Vektormesons (Vektormeson-Produktionsebene) festgelegt wird, soll als Φ bezeichnet werden. Der Winkel ϕ bezeichnet dann die Drehung der Vektormeson-Produktionsebene gegen die Zerfallsebene des Vektormesons. Im Ruhesystems des Vektormesons kann noch der Zerfallswinkel θ^* definiert werden. Dieser wird zwischen der ursprünglichen Flugrichtung des Mesons und der Impulsrichtung der Zerfallsprodukte gemessen.

2 HERA und der H1 Detektor

2.1 HERA

Der Speicherring HERA (Hadron-Elektron-Ring-Anlage) ist seit 1992 am DESY (Deutschen Elektronen Synchrotron) in Betrieb. HERA wurde für die Kollision von Protonen und Elektronen konstruiert. Dabei werden Elektronen oder Positronen mit einer Energie von 27,6 GeV und Protonen mit einer Energie von 820 GeV aufeinander geschossen. So sind Experimente zur Untersuchung der Struktur des Protons in bisher unerreichten kinematischen Bereichen der tiefinelastischen Streuung möglich. Außerdem können Experimente zur Überprüfung des Standardmodells in diesen kinematischen Bereichen gemacht werden, sowie die Suche nach neuen Teilchen oder möglicher Substrukturen der Quarks und Elektronen. Ebenso sind Photoproduktions-Experimente mit einer Energie von 40 TeV im Proton-Ruhesystem, machbar. Die Energie entspricht dabei einem Photonenstrahl; bei der Kollision ruht das Target [13].

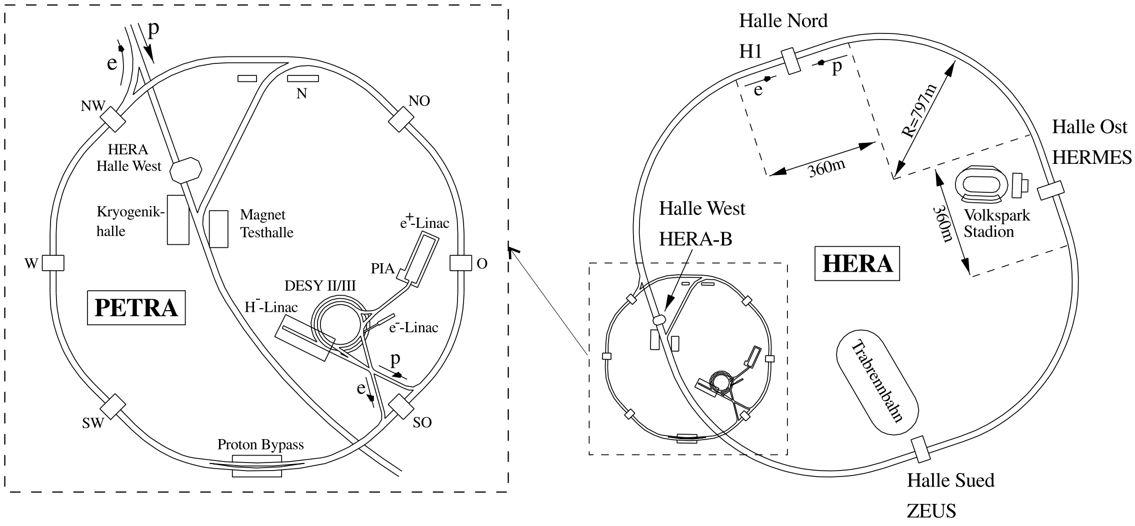

Bild 2.1: *Die gesamte HERA-Ring Anlage in der Übersicht (rechts). Im Detail (links) die Vorbeschleuniger LINAC, DESY II/III und PETRA II/III.*

Bei HERA werden vier Experimente betrieben: H1, ZEUS, HERA-B und HERMES.

- Das H1 Experiment und das Experiment ZEUS befassen sich mit der Vermessung der Struktur des Protons, dem Studium von fundamentalen Interaktionen zwischen Teilchen und der Suche nach Physik jenseits des Standardmodells von Elementarteilchen. Dazu werden Elektron- und Protonstrahlen aufeinander geschossen; deshalb auch die Bezeichnung: *Colliding Beam* Experimente.
- Im Gegensatz dazu wird bei HERA-B und HERMES ein festes Target verwendet (*Fixed Target* Experiment). HERA-B ist ein Experiment um die CP Verletzung im B-System zu studieren. Dabei werden Protonen verwendet. Das Ziel des Experimentes HERMES ist die Messung der Spin-Verteilung von Quarks in Protonen und Neutronen. Zum Einsatz kommt hierbei der Elektronen- oder Positronenstrahl des HERA-Rings.

2.1.1 Vorbeschleunigung für HERA

Die Protonen und Elektronen/Positronen können nicht direkt im HERA Speicherring auf ihre Energie gebracht werden. Sie werden erst durch mehrere Vorbeschleuniger auf die Injektionsenergie für den Speicherring gebracht [34]. Dabei beschleunigt man die beiden Teilchenarten unterschiedlich.

Bis Juli 1994 wurden Elektronen verwendet; danach – bis einschließlich 1997 – benutzte man Positronen. In der Datennahmeperiode 1998 wurden wieder Elektronen eingesetzt, um die ladungsbedingten Unterschiede in der $e^{+/-}$p-Reaktion zu studieren. Beim Einsatz von Elektronen gab es früher Probleme mit der Lebensdauer des Elektronenstrahls (~2 Stunden). Verwendet man anstatt der Elektronen, Positronen, kann die Lebensdauer des Strahls bis zu 20 Stunden betragen [14]. In jüngster Zeit ist es gelungen, das Vakuum in der Strahlröhre so weit zu verbessern, daß der Elektronenstrahl eine fast ebenso lange Lebensdauer hat, wie der Stahl aus Positronen[3].

2.1.1.1 Beschleunigung der Elektronen oder Positronen

Ein Linearbeschleuniger bringt die Positronen auf 500 MeV. Ein Speicherring sammelt sie dann, bevor sie in das Synchrotron DESY II injiziert werden. Dort werden sie auf 7 GeV beschleunigt und anschließend in Bündeln (bunches) von bis zu $0{,}4\times10^{11}$ Teilchen zu PETRA II geleitet. Dort können bis zu maximal 70 dieser Bündel gehalten werden. In PETRA II erhalten sie die Injektionsenergie von 14 GeV für den Elektronenring von HERA.

[3] Der Elektronenstrahl ionisiert die in der vakuumisierten Röhre verbliebenen Restatome. Die so positiv gewordenen Atomrümpfe werden vom negativen Elektronenstrahl angezogen und verursachen dann Kollisionen, welche die Strahllebensdauer verkürzen. Die positiven Positronen stoßen die ebenfalls positiven Atomrümpfe ab, wodurch es zu deutlich weniger Kollisionen kommt. Durch ein besseres Vakuum wird dieser Effekt abgeschwächt.

2.1.1.2 Beschleunigung der Protonen

Die Protonen werden als H^--Ionen in einem Linearbeschleuniger auf 50 MeV gebracht. Bevor sie in DESY III geleitet werden, entfernen Stripperfolien die beiden überschüssigen Elektronen.. DESY III beschleunigt die Protonen auf 7,5 GeV. Mit dieser Energie werden wieder jeweils bis zu 70 Bündel in PETRA II eingeleitet, wo sie vor ihrer Injektion in den HERA Protonring auf 40 GeV beschleunigt werden.

2.1.2 Der HERA Speicherring

Der HERA Speicherring besteht eigentlich aus zwei Ringen: einen für die Protonen und einen für die Elektronen. Sie befinden sich am DESY in einem unterirdischen Tunnel in 10-30m Tiefe. Die Speicherringe haben einen Umfang von 6336 m. In jedem Ring halten unterschiedliche Magnetfelder die Teilchen auf ihrer Bahn.

Für die Positronen wird ein Magnetfeld von 0,165 T benötigt; erzeugt von konventionellen Dipolmagneten. Supraleitende HF-Resonatoren, betrieben mit einer Frequenz von 500 MHz und einer Leistung von 13,2 MW, beschleunigen die Positronen und gleichen den Energieverlust hervorgerufen durch Synchrotronstrahlung aus. Die schwereren Protonen benötigen 4,68 T, welche durch supraleitende Magnete erzeugt werden.

Die HERA-Ringe können mit jeweils bis zu 210 Teilchenbündeln gefüllt werden. Diese treffen alle 96 ns an den vorgesehenen Wechselwirkungspunkten aufeinander (bunch crossing).

Die Luminosität L bestimmt die Leistungsfähigkeit eines Beschleunigers. Mit der Bündeldurchdringungsfrequenz f, dem Strahlquerschnitt A und der mittleren Anzahl der Eletronen n_e und Protonen n_p pro Bündel ergibt sich:

$$L = f \cdot \frac{n_e \cdot n_p}{A} \tag{2.14}$$

In Tabelle 2.4 sind die Beschleunigerdaten seit 1995 im Vergleich zu den Designwerten aufgelistet[33].

Tabelle 2.4: HERA Beschleinigerdaten seit 1995 im Vergleich zu den Designwerten.

		Design		*1995*		*1996*		*1997*		*1998*[1]	
		e^+	p	e^+	p	e^+	p	e^+	p	e^-	p
Strahlenergie	(GeV)	30,0	820	27,5	820	27,5	820	27,5	820	27,5	920
Schwerpunktsenergie	(GeV)	314		300		300		300		318	
Mittlerer Strahlstrom	(mA)	58	163	18	54	21	60	28	74	16	63
Teilchenpakete		210	210	174	174	175	175	175	175	175	175
Max. L	($cm^{-2}s^{-1}$)	$1{,}5\times10^{31}$		$0{,}59\times10^{31}$		$0{,}84\times10^{31}$		$1{,}01\times10^{31}$		$0{,}82\times10^{31}$	
Max. Spez. L	($cm^{-2}s^{-1}mA^{-2}$)	$4{,}0\times10^{29}$		$6{,}2\times10^{29}$		$7{,}6\times10^{29}$		$6{,}0\times10^{29}$		$16{,}3\times10^{29}$	
$\int L\,\mathrm{d}t$ (HERA)	($pb^{-1}y^{-1}$)	100		10,1		13,3		32,4		8,1	
$\int L\,\mathrm{d}t$ (von H1 genutzt)	($pb^{-1}y^{-1}$)	100		6,2		8,9		27,3		6,4	

[1] *Im Versuchsjahr 1998 wurden wieder – wie ursprünglich geplant – Elektronen verwendet.*

2.2 H1 Detektor

Ein internationales Konsortium aus 33 Instituten hat den H1 Detektor konzipiert und gebaut. Derzeit sind am Betrieb des Detektors 39 Institute aus 12 Ländern mit über 400 Physikern beteiligt. Der H1 Detektor ist ein Vielzweckdetektor für den Nachweis von geladenen und ungeladenen Teilchen. Aufgrund seiner hermetischen Bauweise kann er auch zum indirekten Nachweis von Neutrinos verwendet werden [37].

2.2.1 Übersicht

Der Detektor ist wegen der unterschiedlichen Impulse von Positronen und Protonen in Längsrichtung asymmetrisch aufgebaut. Der nominelle Wechselwirkungspunkt (*Vertex*) wird von den einzelnen Komponenten des H1-Detektors in mehreren Lagen umschlossen. Bild 2.2 zeigt eine schematische Ansicht des H1 Detektors mit seinen einzelnen Komponenten.

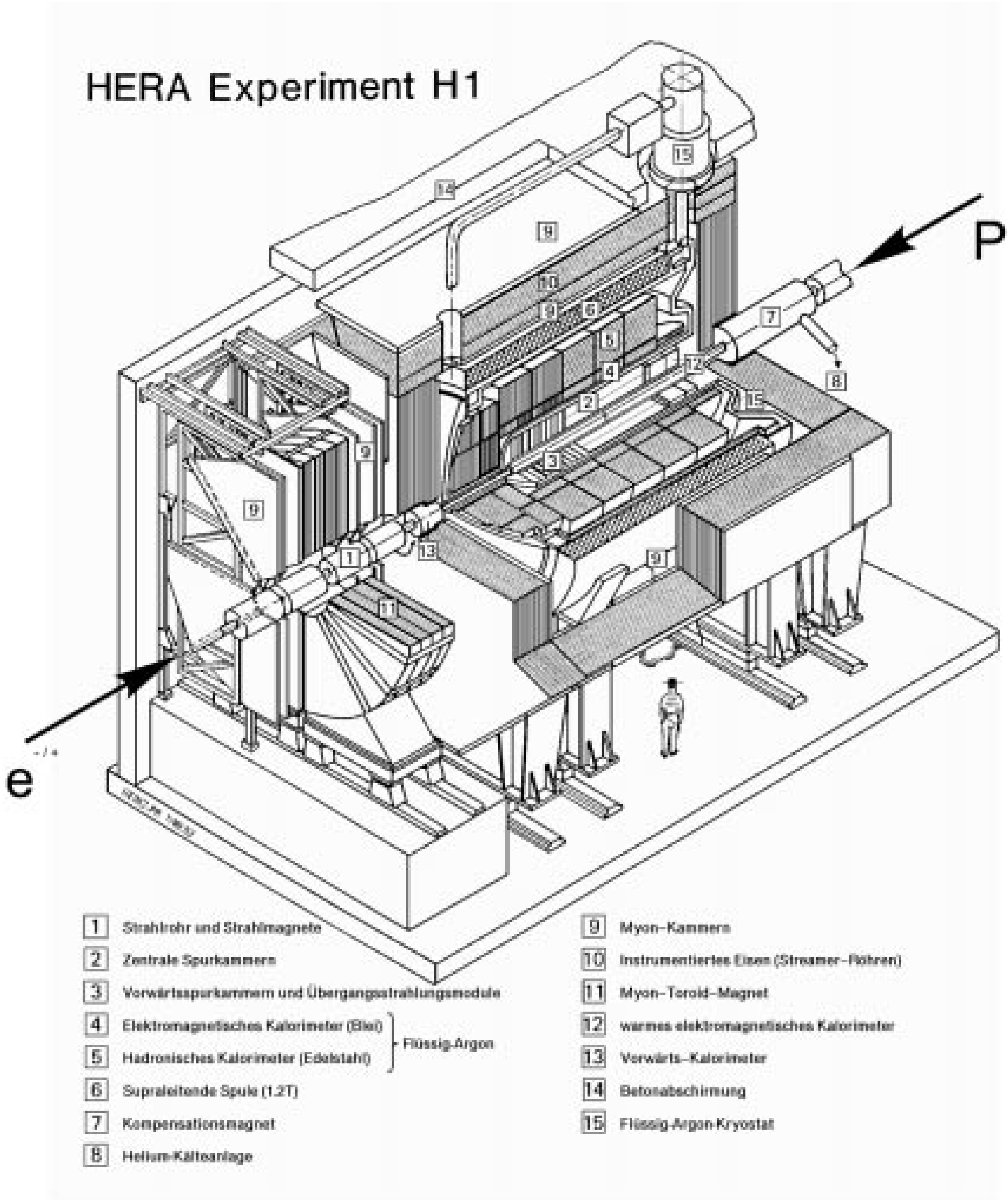

Bild 2.2: Schematische Ansicht des H1- Detektors.

Zylindrische Spurkammern (2) umgeben den Wechselwirkungspunkt. In Vorwärtsrichtung werden sie durch Vorwärtsspurkammern und Übergangsstrahldetektoren (3) ergänzt. Ein Flüssig-Argon-Kalorimeter (LAr-Kalorimeter) umschließt die Spurkammern. Es besteht aus einem inneren, elektromagnetischen (4) und einem äußeren, hadronischen Teil (5). Das Kalorimeter ist Hauptkomponente für den Nachweis von Elektronen, Photonen, Hadronen. Es hat eine sehr gute Energie und Ortsauflösung, eine hohe Genauigkeit in der absoluten Energieeichung und ermöglicht so eine präzise Vermessung der Kinematik von ep-Reaktionen. Im Rückwärtsbereich befindet sich ein Spaghetti-Blei-Szintillations-Kalorimeter (12). Von diesem wird bereits der elektromagnetische Teil eingesetzt; der Einsatz eines hadronischen Teils ist noch offen.

Eine supraleitende Spule (6), mit einem 1,15 T starken Magnetfeld, umgibt das LAr-Kalorimeter. So bewegen sich geladene Teilchen auf parallel zur z-Achse ausgerichteten Helixbahnen. Diese Bahnen werden in den Spurkammern rekonstruiert, und so die Impulse der Teilchen, die Ereignistopologie und die Position des Vertex bestimmt.

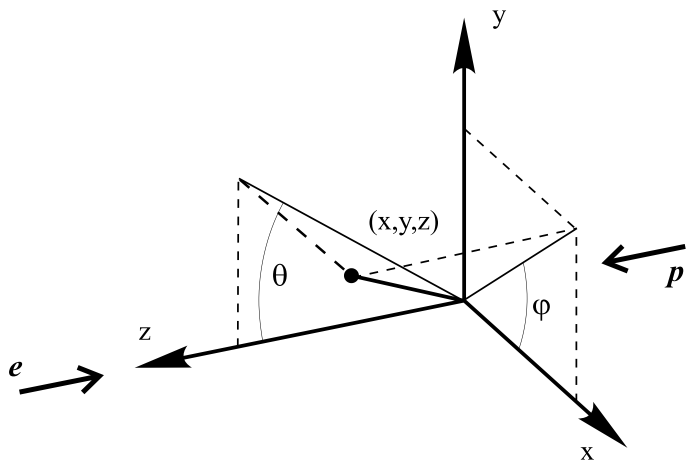

Bild 2.3: Das H1-Koordinatensystem

Bei H1 wird ein Koordinatensystem verwendet (Bild 2.3), das durch die von der Protonflugrichtung definierten z-Achse festgelegt ist. Die x-Achse zeigt in Richtung Zentrum des HERA-Rings. Der Ursprung des Koordinatensystems liegt im nominellen Wechselwirkungspunkt der *ep*-Reaktion. Es werden noch zwei Winkel definiert: der Azimutalwinkel wird gegen die positive x-Achse gemessen, der Polarwinkel gegen die positive z-Achse (Vorwärtsrichtung).

Bild 2.4 zeigt einen Längsschnitt durch den H1 Detektor. In den folgenden Abschnitten sollen die, für diese Arbeit wichtigen Komponenten des Detektors genauer beschrieben werden.