HD-IHEP 98-12

Untersuchung von Ereignisraten im VLQ-Spektrometer des H1-Experimentes bei HERA

Staatsexamensarbeit

im Studienfach Physik

vorgelegt von

Hanno Burkhardt

aus Heidelberg

Dezember 1998

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Einleitung

Die Elementarteilchenphysik befaßt sich mit den grundlegenden Fragen nach dem Aufbau der Materie, dem Mikrokosmos. Die kleinsten Strukturen der Materie lassen sich am besten mit künstlich erzeugten Teilchenstrahlen sehr hoher Energie untersuchen. Der höheren Energie entspricht eine kürzere Wellenlänge und somit - wie beim Licht in einem Mikroskop - eine höhere Auflösung. Zur Untersuchung kleinster Strukturen ergibt sich die Notwendigkeit, immer höhere Teilchenenergien zu erreichen.

Im Forschungszentrum DESY (**D**eutsches **E**lektronen-**Sy**nchrotron) in Hamburg wurden in den letzten Jahrzehnten immer leistungsfähigere Teilchenbeschleuniger gebaut. Die bislang größte Ringspeicheranlage bei DESY ist HERA (**H**adron-**E**lektron-**R**ing-**A**nlage). In ihr werden die beiden wichtigsten Bestandteile der Materie, Protonen und Elektronen, frontal aufeinander geschossen. Wie bereits in früheren Experimenten nachgewiesen, besteht das Proton aus drei Quarks, die durch sehr starke Kräfte aneinander gebunden sind. Diese Kräfte können durch den Austausch von *Gluonen* erklärt werden. Die Gluonen können sich in Quark-Antiquark-Paare umwandeln, und bei einer Elektron-Proton-Kollision getroffen werden. Dabei können zusätzliche, eventuell noch unbekannte Teilchen erzeugt werden. Beim Zusammenstoß entstehen schnelle Quarks und Gluonen, die nach der Hadronisierung als enge Teilchenbündel (*Jets*) austreten. Die Untersuchung dieser Vorgänge ist Ziel der HERA-Experimente.

Der Detektor H1 ist eine große Meßapparatur, die der Bestimmung von Art, Energie und Richtung der bei den Elektron-Proton-Kollisionen (ep-Kollision) entstandenen Teilchen und Teilchenbündel dient. An dem Experiment H1 sind etwa 350 Wissenschaftler aus elf Ländern beteiligt.

Durch Messungen von Wirkungsquerschnitten mit dem Detektor H1 in den vergangenen Jahren zeigte sich, daß in einem gewissen Meßbereich ein Übergang zwischen zwei physikalischen Prozessen stattfindet. Dabei handelt es sich um einen Übergang zwischen dem Bereich der tiefinelastischen (**D**eep **I**nelastic **S**cattering - DIS) Elektron-Proton-Streuung ($Q^2 \gtrsim 1\,GeV^2$, Q^2: Quadrat des Viererimpulsübertrages) und der Photoproduktion ($Q^2 \to 0\,GeV^2$), d.h die inklusive Messung hochenergetischer Elektronen im rückwärtigen Bereich des Detektors H1. In dem interessierenden Meßbereich besitzt die kinematische Variable Q^2 besonders kleine Werte ($0.01\,GeV^2 < Q^2 < 1\,GeV^2$). Dieser Bereich ist deshalb interessant, da er sich durch unterschiedliche Abhängigkeiten der Wirkungsquerschnitte von den kinematischen Variablen auszeichnet. Bisher besaß der Detektor H1 allerdings keine Komponenten, um die Kinematik in diesem Übergangsbereich messen zu können. Aus diesem Grunde wurde der Detektor H1 im Frühjahr des Jahres 1998 um das erfolgreich getestete VLQ-Spektrometer (**V**ery **L**ow $\mathbf{Q}^2$) erweitert. Im Jahre 1999 soll es standardmäßig bei der Datennahme miteingesetzt werden.

Das VLQ-Spektrometer besteht aus einem Spurdetektor, einem elektromagnetischen Kalorimeter, einem Detektor zur Flugzeitmessung (**T**ime **O**f **F**light Measurement - TOF) und einem Fahrmechanismus, an dem der Spurdetektor und das Kalorimeter befestigt sind.

Mit dem VLQ-Spektrometer ist man nun in der Lage, den Bereich mit kleinem Q^2 zu erforschen. Weitere lohnende Einsatzmöglichkeiten des VLQ-Spektrometers finden sich auf dem Gebiet der tiefinelastischen Streuung in Verbindung mit Jet-Physik, Charm-Physik usw.

Zur Kalibration und Justierung des VLQ-Spektrometers möchte man reine, sogenannte QED[1]-Comptonereignisse messen. Bei diesen Ereignissen wird ausschließlich ein hochenergetisches Elektron und ein hochenergetisches Photon beobachtet.

Einen sehr großen Beitrag kann das VLQ-Spektrometer bei der Suche nach dem *Odderon*, dem ($C = P = -1$)-Partner des Pomerons, bei der exklusiven Produktion eines pseudoskalaren Mesons liefern.

Da das VLQ-Spektrometer den kinematischen Meßbereich erweitert, ist es jetzt möglich, die inklusive Messung von π^0- und $\eta-$Physik auf einem Bereich auszudehnen, der mit den bisherigen Detektoren (SPACAL) nicht zu erfassen war. Dabei untersucht man den Photonrest in sogenannter „tagged"-Photoproduction.

Tiefinelatische Ereignisse mit niedrigem Q^2 und Photoproduktionsereignisse haben Wirkungsquerschnitte in der Größenordnung von einigen zehn oder $100\,\mu b$, also relativ große. Dabei beziehen sich die Werte auf $\gamma p-$Wirkungsquerschnitte. Man verliert ungefähr einen Faktor 100, wenn man mittels der Weizsäcker-Williams-Approximation zum $ep-$Wirkungsquerschnitt übergeht. Das bedeutet für DIS-Ereignisse mit niedrigen Q^2 einen Wirkungsquerschnitt σ^{ep} von etwa $150\,nb$ und für getaggte Photoproduktionsereignisse einen Wirkungsquerschnitt von ca. $1.6\,\mu b$. Auch die QED-Comptonereignisse haben bei Energien der Elektronen und Photonen von mehr als $10\,GeV$ nach dem Übergang noch Wirkungsquerschnitte im Bereich einiger nb.

Somit stellen die von der Physik vorgegebenen und gelieferten Ereignisraten keine Beschränkung bei der Untersuchung der oben genannten Themenbereiche dar. Eine Ausnahme bildet die Suche nach Odderon-induzierten Prozessen wie die elastische Produktion von pseudoskalaren Mesonen, hauptsächlich π^0's. Die Photon-Odderon-Fusion konkurriert bei diesem Prozeß mit der Photon-Photon-Fusion und ist untrennbar mit ihr verbunden. Bezogen auf den $ep-$Wechselwirkungsquerschnitt liegen hier die Wechselwirkungsquerschnitte in der Größenordnung von $100\,pb$. Die mit dem Wechselwirkungsquerschnitt verbundenen erwarteten Ereignisraten sind also sehr gering. Durch die geometrische Akzeptanz des VLQ-Spektrometers sinken diese Raten noch einmal weiter ab.

Wenn nun aber das Proton in der $ep-$Wechselwirkung in einen N^*-Zustand angeregt wird, erhöht sich der Wechselwirkungsquerschnitt für die Odderon-induzierte elastische Produktion von pseudoskalaren Mesonen. Für die beiden Zustände $N^*(1520)$ und $N^*(1535)$ wird ein Faktor fünf vorhergesagt [DOS98].

Die Hauptaufgabe dieser Arbeit bestand darin, Ereignisraten im VLQ-Spektrometer zu bestimmen und zu untersuchen, um feststellen zu können, ob der Detektor H1 zu-

[1] **Q**uanten-**E**lektro**d**ynamik

sammen mit dem neu eingebauten VLQ-Spektrometer empfindlich genug ist, Odderon-induzierte Prozesse nachzuweisen und diese aus all den anderen Ereignissen herauszufiltern. Dazu wurden verschiedene Triggerbedingungen aufgesetzt und Schnitte angewandt. Desweiteren wollte man abschätzen, ob die erwarteten Raten innerhalb des von der H1-Kollaboration vorgegebenen Bereichs liegen, um in die standardmäßige Datenauslese aufgenommen zu werden.

Da es noch keine Simulation für das VLQ-Spektrometer gibt, mußte eine einfache Simulation erstellt werden. Dazu wurde die Energie- und Ortsmessung im VLQ-Spektrometer, basierend auf einfachen Parametrisierungen und Teststrahlergebnissen, beschrieben (*„Toy-Simulation“*). Die interessierende Reaktion

$$e^- p \longrightarrow e^- p \, PS \tag{1}$$

(PS: Pseudoskalares Meson) wurde mit Hilfe eines Monte-Carlo-Generators (EPAMC: **E**quivalent **P**hoton **A**pproximation **M**onte-**C**arlo [KIL97]) simuliert, wobei sich die Untersuchungen auf die Erzeugung von π^0-Mesonen konzentrierten. Die zu dieser Reaktion in Konkurrenz stehenden Prozesse und überdeckenden Signale aus der Photoproduktion wurden ebenfalls mit Hilfe einer Monte-Carlo-Simulation (PHOJET [PHO95]) generiert und in einer weiteren Untersuchung analysiert.

Zum Verständis der in dieser Arbeit verwendeten Begriffe und Größen erscheint es erforderlich, zunächst auf die physikalischen Grundlagen einzugehen und die Theorie der interessanten Reaktionen kurz zu erläutern (Kapitel eins).

In Kapitel zwei wird der Speicherring HERA vorgestellt und die wesentlichen Bestandteile des Detektors H1 und ihre Aufgaben erklärt.

Das dritte Kapitel umfaßt das VLQ-Spektrometer, die Komponente des Detektors H1, für die die Ereignisraten untersucht wurden. Es werden die Aufgaben und Einsatzmöglichkeiten des VLQ-Spektrometers aufgeführt, seine Bestandteile erklärt und die Anforderungen an diese genannt.

Im vierten Kapitel werden zunächst kurz die verwendeten Monte-Carlo-Generatoren EPAMC und PHOJET und die mit ihnen simulierten Prozesse erklärt. Anschließend wird der Aufbau der „Toy-Simulation“, die darin enthaltenen Ereignisselektionen (Triggerbedingungen, geometrische Akzeptanz des VLQ-Spektrometers usw.) und die verwendeten Parametrisierungen der Orts- und Energiemessung beschrieben.

Das fünfte Kapitel enthält die Ergebnisse der Ereignisratenbestimmung für das VLQ-Spektrometer.

Im abschließenden Kapitel sechs werden die Ereignisraten unter der oben erwähnten Annahme der Anregung des Protons in einen angeregten N^*-Zustand untersucht. Es wird speziell die Anregung in die beiden Zustände $N^*(1520)$ und $N^*(1535)$ betrachtet und angenommen, daß das Proton anschließend dissoziiert und dabei ein hochenergetisches Neutron („leading“ Neutron) entsteht. Dazu wird die „Toy-Simulation“ um das Forward-Neutron-Calorimeter (FNC) erweitert und alternative Triggerbedingungen gestellt. Als eine weitere Möglichkeit wurde ein Trigger ohne Einbeziehung des VLQ-Spektrometers betrachtet.

Den Abschluß der Untersuchungen bildet die Zusammenfassung und ein Ausblick in die Zukunft.

Kapitel 1

Physikalische Grundlagen

Dieses Kapitel gibt einen Überblick über die möglichen physikalischen Prozesse, die in der Elektron- (bzw. Positron-) Proton Streuung bei HERA untersucht werden können. Zuerst wird auf die kinematischen Variablen eingegangen, die bei diesem Prozeß eine Rolle spielen und mit dem Detektor H1 gemessen werden. In Abhängigkeit von diesen Variablen werden z.B. Wirkungsquerschnitte oder Raten angegeben. Daran schließt sich eine Diskussion über zwei kinematisch getrennte Bereiche der Elektron-Proton Streuung an. Hierbei handelt es sich um die Bereiche der Photoproduktion und der tiefinelastischen Streuung. Weiter wird kurz die diffraktive Streuung und die Regge-Theorie beschrieben, wobei zum Abschluß auf das Pomeron und Odderon eingegangen wird.

Zu näheren Informationen über die Physik bei HERA sei auf [PEC88], [BUC92], sowie [WOL93] verwiesen.

1.1 Kinematik der Elektron-Proton Streuung

In der Mitte des Detektors H1 treffen Elektronen mit einer Energie von $27.55\,GeV$ frontal auf Protonen mit einer Energie von $920\,GeV$ aufeinander. Die maximal zur Bildung von Teilchen zur Verfügung stehende Energie, die Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$, beträgt also genähert

$$\sqrt{s} \approx \sqrt{4 \cdot E_e \cdot E_p} \approx 318.4\,GeV\ . \tag{1.1}$$

Durch die 4π-Geometrie des Detektors ist man in der Lage, sowohl das gestreute Elektron als auch einen großen Teil des hadronischen Endzustandes zu messen. Abbildung 1.1 zeigt ein Feynman-Diagramm der Elektron-Proton-Streuung in Bornscher Näherung. Elektronen und Protonen können über den Austausch verschiedener Teilchen wechselwirken. So kann ein Photon oder ein Z^0-Teilchen ausgetauscht werden. In diesem Falle spricht man von einer Wechselwirkung durch einen *neutralen Strom*. Werden dagegen geladene W^+- oder $W^-$$-$Bosonen ausgetauscht, spricht man von einer Wechselwirkung mit *geladenen Strömen*. Dabei entstehen Elektron-Neutrinos. Diese auslaufenden Neutrinos kann man aber nicht nachweisen. Das erschwert die Bestimmung der unten eingeführten kinematischen Variablen sehr, da man sie in diesem Falle aus dem hadronischen Endzustand rekonstruieren muß. Dazu müssen alle Teilchen des hadronischen Endzustandes und ihre Viererimpulse bekannt sein.

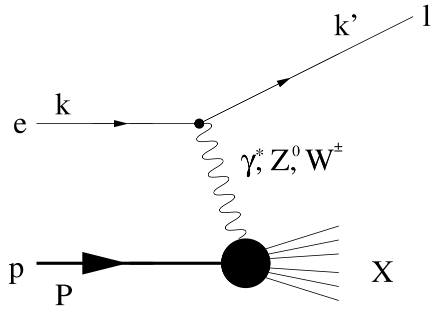

Abbildung 1.1: *Feynman-Diagramm der Elektron-Proton-Streuung in Bornscher Näherung.*

Im Falle des Austausches eines Photons tritt immer ein auslaufendes Elektron auf. Dieses Elektron kann nun aber im Gegensatz zu den Neutrinos in einem Detektor nachgewiesen werden, sofern es in dessen Akzeptanzbereich liegt. Dadurch wird aber auch die Messung der Kinematik viel einfacher, da sie durch eben dieses Elektron festgelegt ist. Insbesondere sind solche Wechselwirkungen über das Photon für das VLQ-Spektrometer interessant, da es ja für sehr kleine Q^2-Werte konzipiert wurde, die in diesem Falle vorliegen.

Sowohl die beiden $W-$Bosonen als auch die Z^0-Teilchen haben große Massen M. Dadurch ist der Wirkungsquerschnitt stark unterdrückt [1]. Somit spielt der Austausch dieser Teilchen nur bei sehr hohen Impulsüberträgen Q^2 (s. Gl. (1.5)) der Größenordnung M^2 eine Rolle.

1.1.1 Die kinematischen Variablen

Zur Beschreibung der Kinematik des Streuvorganges werden bevorzugt Größen verwendet, die lorentzinvariant sind, wie z.B. Skalarprodukte von Viererimpulsen, und eine anschauliche physikalische Bedeutung haben, wie z.B. der Impulsübertrag. Für eine ausführliche Diskussion der Kinematik sei auf [PERK] und [POVH94] verwiesen.

Der Erhalt der Viererimpulse wird durch die Gleichung

$$p + P = p' + X \tag{1.2}$$

ausgedrückt. Dabei stellen p bzw. p' die Viererimpulse des ein- bzw. auslaufenden Elektrons, P den Viererimpuls des einlaufenden Protons und X den Viererimpuls des hadronischen Endzustandes dar, wobei alle Größen im Laborsystem angegeben sind. Mit M als der Ruhemasse des Protons und q^2 als dem *Quadrat des Viererimpulsübertrages* des Elektrons auf das Proton

$$q^2 = (p - p')^2 < 0 \tag{1.3}$$

wird die invariante Masse $W^2 = X^2$ des hadronischen Endzustandes mit Gleichung 1.2 zu

$$W^2 = (q + P)^2 = q^2 + 2qP + M^2 \ . \tag{1.4}$$

[1]Propagatorterm im Matrixelement: $\frac{1}{Q^2+M^2}$

q ist der Viererimpuls des ausgetauschten Photons. Deswegen kann die invariante Masse W als Schwerpunktsenergie im Photon-Proton-Schwerpunktssystem interpretiert werden.

Zur Beschreibung der Kinematik der $ep-$Streuung werden hauptsächlich folgende zwei Größen verwendet.

Quadrat des Viererimpulses oder **Quadrat des Impulsübertrages**

$$Q^2 = -q^2 = -(p - p')^2 \; . \tag{1.5}$$

Diese Größe, auch *Virtualität des Photons* genannt, gibt an, wie stark die Massenschalenbedingung für reelle Photonen $q^2 = m_\gamma^2 = 0$ verletzt ist.

Bjorkensche Skalenvariable

$$x = \frac{Q^2}{2qP} \; . \tag{1.6}$$

Diese Größe gibt im naiven Partonmodell den longitudinalen Impulsbruchteil des gestreuten Quarks am gesamten Protonimpuls wieder.

Durch diese beiden Größen und der Kenntnis der Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ (s. Gl. (1.1)) ist, zusammen mit Gleichung (1.4), die Kinematik des Streuprozesses schon vollständig festgelegt. In der Regel werden die gemessenen Wirkungsquerschnitte als Funktionen dieser beiden Variablen angegeben. Manchmal wird auch noch die

Inelastizität

$$y = \frac{qP}{pP} \tag{1.7}$$

benutzt, die im Ruhesystem des Protons den Energieübertrag des Elektrons auf das Proton angibt. Dabei ist auf die Elektronenergie normiert.

Die vier Größen x, y, s und Q^2 stehen durch

$$Q^2 = xys \tag{1.8}$$

miteinander in Beziehung. Somit sind bei festem s, das als

$$s = (p + P)^2 \tag{1.9}$$

definiert ist, nur zwei der oben aufgeführten kinematischen Variablen unabhängig voneinander. x und Q^2 lassen sich aus der Energie E'_e und dem im Laborsystem gemessenen Ablenkwinkel ϑ_e des gestreuten Elektrons berechnen. Vernachlässigt man die Ruhemassen, so ergibt sich

$$Q^2 = 4E_e E'_e \cos^2 \frac{\vartheta_e}{2} \tag{1.10}$$

und

$$x = \frac{E'_e \cos^2 \frac{\vartheta_e}{2}}{E_p(1 - \frac{E'_e}{E_e} \sin^2 \frac{\vartheta_e}{2})} \; . \tag{1.11}$$

Für y ergibt sich nunmehr

$$y = 1 - \frac{E_e'}{E_e} \sin^2 \frac{\vartheta_e}{2} \; . \tag{1.12}$$

Die Abhängigkeiten dieser Variablen voneinander sind in Abbildung 1.2 dargestellt. Diese kinematische Ebene wird von den Variablen Q^2 und x aufgespannt. Linien konstanten y's sind durch steigende Geraden gegeben (zum VLQ-Akzeptanzbereich vgl. auch Abbildung 3.9).

Nun ist klar, daß sich die Kinematik, wie eingangs erwähnt, vollständig aus dem Ablenkwinkel und der Energie des gestreuten Elektrons bestimmen läßt.

1.1.2 Zwei kinematisch getrennte Bereiche der $ep-$Streuung

Man kann die verschiedenen kinematischen Bereiche bei HERA mit den beiden Größen des Impulsübertrages und des Transversalimpulses der Teilchen im Endzustand charakterisieren [PERK]. Einen Überblick dazu gibt Abbildung 1.3. Bei kleinem Transversalimpuls $p_\perp$ ($p_t \lesssim 1\,GeV$) der Teilchen spricht man von *weichen* Prozessen, bei einem Transversalimpuls $p_t \gtrsim 1\,GeV$ von *harten* Prozessen.

Tiefinelastische Streuung

Bei Prozessen mit einem Impulsübetrag von $Q^2 \gtrsim 1\,GeV^2$ spricht man von *tief inelastischer Streuung* (DIS: **D**eep **I**nelastic **S**cattering).

Das Proton stellt ein System aus geladenen und ungeladenen Bausteinen dar. Die geladenen Bausteine sind die *Quarks*, die ungeladenen sind die Austauschteilchen der starken Wechselwirkung, die sogenannten *Gluonen*. Den Aufbau des Protons kann man mit Hilfe seiner Strukturfunktion F_2 beschreiben. In diese Funktion gehen unter anderem die Quark- und Antiquarkdichten im Proton ein. Näheres dazu findet man z.B. in [AHM95a, AID95, BRU96].

Bei höher werdenden Impulsüberträgen vom Photon auf das Quark steigt die Wahrscheinlichkeit dafür an, daß das getroffene Quark genügend Impuls erhält, um aus dem Proton zu entweichen. Da es aber nur farbneutrale Teilchen gibt (*confinement*), kann man weder das herausgeschlagene Quark noch den Protonrest als solchen nachweisen. Damit der farbneutrale Zustand wieder hergestellt wird und alle Teilchen auf der Massenschale sind, werden aus dem Vakuum $q\bar{q}-$Paare erzeugt, es kommt zur Hadronisierung:

$$e + p \xrightarrow{\gamma^*} e + X \; . \tag{1.13}$$

Bei Werten für $Q^2 \lesssim 1000\,GeV^2$ trägt nur der Photonaustausch zu dem Prozeß in Reaktionsgleichung 1.13 bei. Bei Werten für $Q^2 \gtrsim 1000\,GeV^2$ können in der tief inelastischen Streuung meßbare Beiträge der schwachen Wechselwirkung zum Wirkungsquerschnitt auftreten. Einerseits erhält man einen Beitrag durch den Austausch eines Z^0-Bosons. In diesem Fall spricht man von neutralen schwachen Strömen (*NC, Neutral Current*):

$$e + p \xrightarrow{Z} e + X \; . \tag{1.14}$$

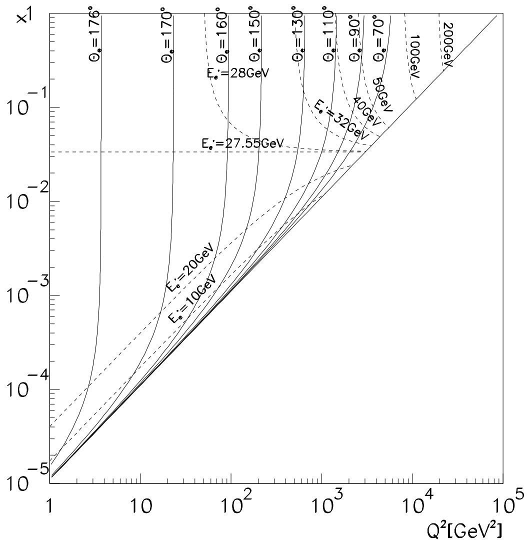

Abbildung 1.2: *Die kinematische Ebene. Sie zeigt die Winkel (durchgezogen) und Energien (gestrichelt) des gestreuten Elektrons in Abhängigkeit von Q^2 und x (vgl. auch Abb. 3.9).*

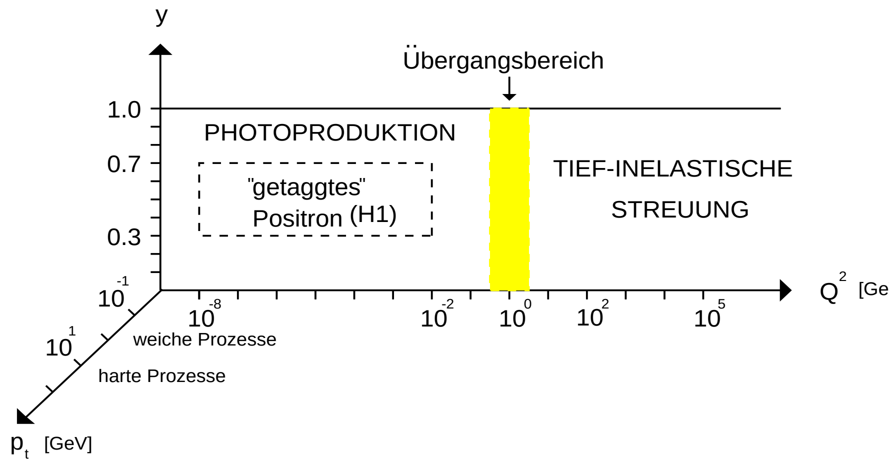

Abbildung 1.3: *Kinematische Unterteilung der ep−Streuung in weiche und harte Prozesse in der Variablen p_t, sowie die Unterteilung in tief inelastische Streuung und Photoproduktion in der Variablen Q^2.*

Andererseits kann das Elektron (Positron) auch an ein W^-−Boson (W^+−Boson) koppeln. In diesem Fall liegt ein geladener Strom (*CC, Charged Current*) vor. Bei diesen Prozessen ist das gestreute Lepton im Endzustand ein Neutrino (Antineutrino). Im Detektor wird nur der hadronische Endzustand nachgewiesen. Deshalb zeichnen sich die Ereignisse des geladenen Stroms durch ein fehlendes Gleichgewicht des transversalen Impulses aus:

$$e^{\pm} + p \xrightarrow{W^{\pm}} \overset{(-)}{\nu_e} + X \ . \tag{1.15}$$

Photoproduktion

Bei kleinen Impulsüberträgen ($Q^2 \to 0\,GeV^2$) befindet man sich im Bereich der *Photoproduktion*. Da die Massenschalenbedingung $Q^2 = 0\,GeV^2$ im Grenzfall $Q^2 \to 0\,GeV^2$ nur leicht verletzt ist, spricht man in diesem Falle auch von sogenannten *quasi-reellen* Photonen. Bei Prozessen dieser Art wird das auslaufende Elektron unter einem sehr kleinen Winkel gestreut. Wird das Elektron im Elektronkalorimeter des Luminositätssystems nachgewiesen (s. Abschnitt 2.2.3), so entspricht dies einer *Virtualität* des Photons von $Q^2 < 0.01\,GeV^2$ und einem y aus $0.3 < y < 0.7$. Diese selektierten Ereignisse nennt man *tagged photoproduction*. Dieser kinematische Bereich ist besonders für das VLQ-Spektrometer interessant. Die Ereignisklasse der Photoproduktion läßt sich in

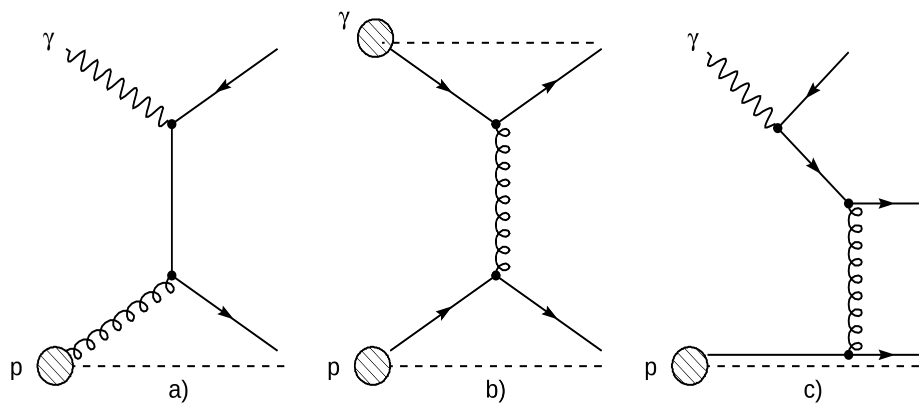

Abbildung 1.4: *Verschiedene Klassen der Photoproduktion: a) der direkte Prozeß, b) der eigentliche VDM Prozeß und c) der anomale Prozeß*

drei Kategorien einteilen ([BAU78]):

1. Direkte Ereignisse, bei denen das ausgetauschte Photon direkt mit einem der Partonen des Protons wechselwirkt (s. Abb. 1.4a)). Typisch für diese Ereignisse sind zwei Jets mit hohen Transversalimpulsen und einem Protonrest.

2. Ereignisse, bei denen das Photon in ein Vektormeson, hauptsächlich in ϱ^0, ω oder ϕ fluktuiert, welches mit dem Proton wechselwirkt (s. Abb. 1.4b)). Somit sind alle Ereignisklassen, welche aus der Hadron-Hadron Wechselwirkung bekannt sind,

denkbar. Die Ereignisse dieser Kategorie können mit dem sogenannten *Vektor-Dominanz-Modell* (VDM) beschrieben werden. Detaillierte Informationen hierzu finden sich beispielsweise in [BAU78, SCH93].

3. Anomale Ereignisse, bei denen ein Photon in ein $q\bar{q}-$Paar fluktuiert mit einer höheren Virtualität Q^2 als die Ereignisse aus 2. (s. Abb. 1.4c)).

Der gesamte Photoproduktionswirkungsquerschnitt setzt sich aus diesen drei Anteilen zusammen:

$$\sigma_{tot}^{\gamma p} = \sigma_{dir}^{\gamma p} + \sigma_{VDM}^{\gamma p} + \sigma_{anom}^{\gamma p} \, . \tag{1.16}$$

1.2 Diffraktive Streuung und Regge-Theorie

1.2.1 Diffraktive Streuung

Eine andere Klasse, die neben den tief inelastischen und Photoproduktionsereignissen zunehmend an Bedeutung gewinnt, ist die Klasse der diffraktiven Ereignisse. Der Begriff der Diffraktion in der Hochenergiephysik rührt daher, daß der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d|t|$ von elastischen Hadron-Hadron Kollisionen dem Intensitätsverlauf bei der Beugung von Licht an einer schwarzen Scheibe ähnelt. Die diffraktiven Ereignisse zeichnen sich dadurch aus, daß ein vom Proton abgestrahltes Teilchen nur die Quantenzahlen des Vakuums trägt. Es können also z.B. Energie, Impuls oder Bahndrehimpuls übertragen werden, jedoch kein Isospin oder Farbfluß. Ein Austauschteilchen der diffraktiven Ereignisklasse ist das Pomeron. Deshalb wird „Streuung durch Pomeronaustausch“ häufig als Synonym für diffraktive Streuung verwendet. Das Pomeron kann durch einen 2-Gluon-Austausch symbolisiert werden. Experimentell können die Ereignisse durch Pomeronaustausch daran erkannt werden, daß sie eine *Rapiditätslücke*[2] aufweisen. Das bedeutet, daß es in Vorwärtsrichtung einen Bereich gibt, in dem keine Teilchenproduktion stattfindet und ausschließlch das Proton nachgewiesen werden kann. Das Proton kann angeregt sein und beim Übergang in den Grundzustand Teilchen abstrahlen. Die Rapiditätslücke tritt deshalb auf, da sich, im Gegensatz zu den Reaktionen, bei denen ein Quark aus dem Proton herausgeschlagen wird, kein Farbfeld zwischen dem gestreuten Quark und dem Protonrest ausbildet, das schließlich zur Hadronisierung führt. Somit liegt bei Ereignissen der „gewöhnlichen“ tief inelastischen Streuung im gesamten longitudinalen Phasenraum Aktivität vor. Mehr Informationen dazu findet man z.B. in [TAPP96].

1.2.2 Regge-Theorie

Die Regge-Theorie ist ein phänomenologischer Ansatz zur Beschreibung von Hadron-Hadron Wechselwikungen der Art $A+B \to C+D$ [COL77] und eine Verallgemeinerung des von Yukawa vorgeschlagenen Ein-Pion-Austauschmodells (A,B Teilchen vor, C,D Teilchen nach der Streuung). Allerdings wird in der Regge-Theorie die Wechselwirkung nicht ausschließlich durch den Austausch eines Teilchen beschrieben, sondern durch den

[2]Rapidität $y = \frac{1}{2} \ln\left[(E - p_z) \, / \, (E + p_z)\right]$. Für $s \to \infty$ bzw. $m \to 0$ geht die Rapidität y über in die Pseudorapidität $\eta = -\ln \tan \frac{\vartheta}{2}$, ϑ :Polarwinkel.

Austausch einer ganzen Teilchenfamilie. Die Teilchen dieser Familie liegen alle auf der Regge-Trajektorie, die wie folgt parametrisiert werden kann:

$$\alpha(t) = \alpha_0 + \alpha' t \ . \tag{1.17}$$

t ist eine der lorentzinvarianten Mandelstamm-Variablen s, t und u, wobei im allgemeinen Zwei-Körper-Prozeß, bei dem beide Teilchen intakt bleiben (elastischer Prozeß), $t = (p_A - p_C)^2 = (p_B - p_D)^2$ ist. Alle Teilchen der Trajektorie haben die gleichen Quantenzahlen Isospin I, Strangeness S, Baryonenzahl B und G-Parität G. Man erhält die

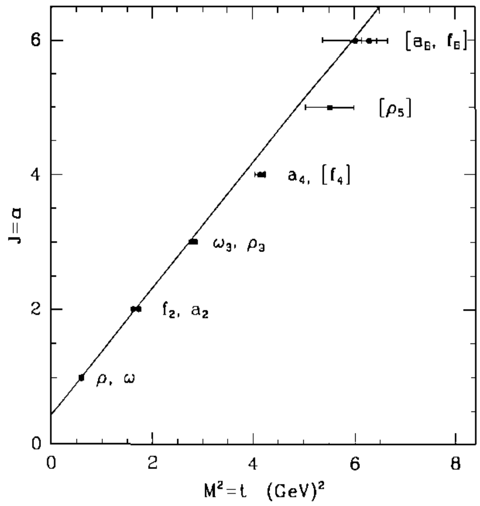

Abbildung 1.5: *Die Regge-Trajektorie einiger Mesonen in einem Chew-Frautschi Diagramm [DON92].*

Regge-Trajektorien, indem man den Spin eines Teilchens gegen seine quadrierte Masse aufträgt (Chew-Frautschi Diagramm). So ergeben sich für die bekannten Mesonen näherungsweise Geraden der Form 1.17.

In Abbildung 1.5 sind die Trajektorien einiger Mesonen verschiedener Familien gezeigt. Es ist nur eine Gerade zu sehen, da in diesem Fall die Trajektorien ähnliche Parameter α_0 und α' haben.

1.2.3 Das Pomeron

Die totalen Wirkungsquerschnitte der Reaktionen pp, $\pi^{\pm}p$, $K^{\pm}p$ und γp fallen für kleine Schwerpunktsenergien $\sqrt{s}$ oder sind annähernd konstant. Bei größer werdenden Schwerpunktsenergien steigen die Wirkungsquerschnitte stark an. Dieser Anstieg läßt sich mit den Trajektorien der bekannten Mesonen nicht erklären, da diese Achsenabschnitte von $\alpha_0 < 1$ haben, das Ansteigen der Wirkungsquerschnitte ist aber nur mit einem $\alpha_0 > 1$ zu erklären [BER97]. Durch die Einführung der nach dem russischen Physiker Pomeranchuk benannten *Pomeron-Trajektorie*

$$\alpha_{I\!P} = 1 + \varepsilon + \alpha'_{I\!P} \cdot t \tag{1.18}$$

wird dieser Widerspruch aufgelöst. $\alpha'_{I\!P}$ ist ungefähr $0.25\,GeV^{-2}$. Die Meson-Trajektorien besitzen dagegen größere Steigungen von ungefähr $\alpha_0 = 1\,GeV^{-2}$.

Das Pomeron kann in einem von der Quantenchromodynamik (QCD) motivierten Modell im einfachsten Fall als ein System von zwei Gluonen betrachtet werden. Darin koppeln die beiden Gluonen an die Partonen des streuenden Teilchens [NUS75, DON89, CUD90]. Durch die Beschreibung als Zwei-Gluon-System kann dem Pomeron eine Struktur zugeordnet werden. Es ist ein Objekt der QCD und enthält, genau wie das Proton, durch Vakuumfluktuationen See-Quarks [AHM95b].

1.2.4 Das Odderon

Odderon steht für **Odd**-*under-crossing-Pome***ron**. Das Odderon hat nicht wie das Pomeron die Quantenzahlen des Vakuums, sondern eine negative C-Parität und ähnelt einem ausgetauschten Photon. Es ist ebenso wie das Pomeron eine postulierte Regge-Trajektorie. Der Achsenabschnitt $\alpha_{O\!\!\!/}$ beträgt ungefähr eins. Die Steigung $\alpha'_{O\!\!\!/}$ liegt zwischen 0 und $1\,GeV^{-2}$. Die einfachste Vorstellung des Odderons im partonischen Bild sieht es als ein System bestehend aus drei Gluonen. Die Theorie hierzu wird im Modell von Donnachie und Landshoff [DON91] beschrieben. Es besagt unter anderem, daß das Odderon an ein Nukleon schwächer koppelt als das Pomeron.

Innerhalb des Modells des stochastischen Vakuums (MSV) [DOS92] kann man zeigen, daß die Stärke der Kopplung des Odderons an ein Nukleon stark von der inneren Struktur des Nukleons abhängt [RUE96]. Formieren sich zwei der Valenzquarks zu einem Diquark mit nur kleiner Ausdehnung, so wird die Kopplung des Odderons stark unterdrückt. Bei einem punktförmigen Diquark gibt es keine Kopplung. Bei der Dissoziation z.B. des Protons spielt die geometrische Anordnung der Quarks im Proton für die Kopplung keine Rolle mehr. Das hat Auswirkung auf den Wirkungsquerschnitt.

1.2.5 Die Photon-Odderon-Fusion bei HERA

Die im Abschnitt 1.2.4 schon angesprochene formale Ähnlichkeit des Odderons mit dem Photon rührt daher, daß beide Teilchen gleiche Ladungskonjugation C und gleiche Parität P besitzen, nämlich $C = P = -1$. Damit kann das Odderon bei HERA zu einem Prozeß beitragen, der üblicherweise an e^+e^-–Beschleunigern untersucht wird. Bei diesem Prozeß handelt es sich um die exklusive Produktion von Mesonen mit J^{-+} in einer Photon-Photon-Kollision (Abbildung 1.6). Der Beitrag des Odderons besteht nun in einer Photon-Odderon-Fusion. Dabei wird am Protonvertex statt eines Photons ein Odderon emittiert, das mit dem Photon vom Elektronvertex wechselwirkt und zusammen mit diesem ein pseudoskalares Meson bildet (z.B. π^0, η) [SCH91]. Ein Pomeron dagegen kann zu diesem Prozeß aufgrund der Quantenzahlen J^{-+} des Endzustandes nicht beitragen.

Der $\gamma\gamma$–Anteil kann im Rahmen der QED berechnet werden. In [KIL97] wird ein Ansatz für die Berechnung des Odderonanteils gemacht. Einen anderen Zugang zum Odderonanteil bietet das *Modell des stochastischen Vakuums (MSV)* [DOS87, DOS88], das die nicht-pertubative Quantenchromodynamik (QCD) beschreiben soll.

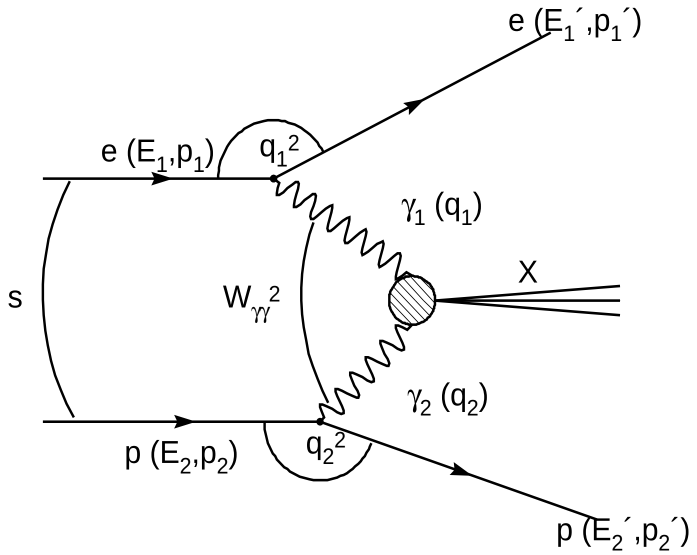

Abbildung 1.6: *Bei dem Zwei-Photon Prozeß emittieren beide Strahlteilchen je ein Photon ($e + p \to e + p + \gamma_1 + \gamma_2$), die miteinander wechselwirken, um den Endzustand X zu bilden ($\gamma_1 + \gamma_2 \to X$).*

Kapitel 2

Der Speicherring HERA und der Detektor H1

Der erste Abschnitt dieses Kapitels befaßt sich kurz mit dem Speicherring HERA [1]. Im anschließenden Abschnitt wird ein Überblick über die wichtigsten Komponenten des Detektors H1 gegeben.

2.1 Der Speicherring HERA

Seit 1991 werden am Deutschen Elektronen Synchrotron (DESY) in Hamburg mit dem Speicherring HERA Wechselwirkungen zwischen Elektronen bzw. Positronen und Protonen bei einer Schwerpunktsenergie von 300 GeV untersucht. Einen Überblick über den Speicherring zeigt die Abbildung 2.1

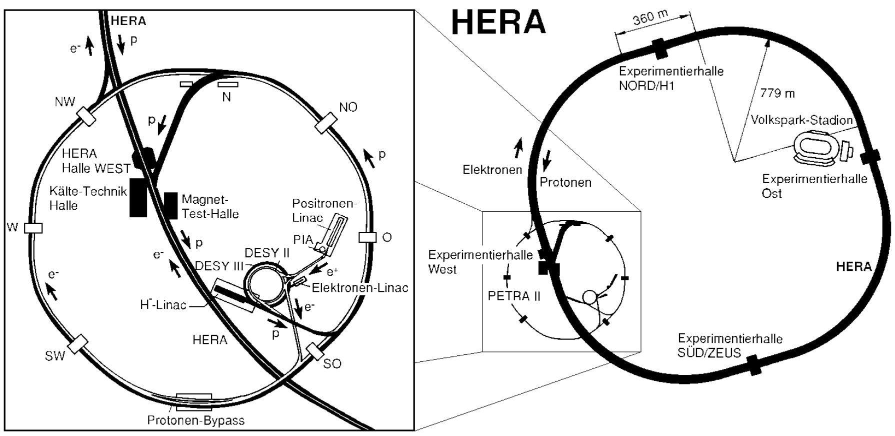

Abbildung 2.1: *Die Speicherringanlage HERA mit den Experimentierhallen und vergrößert dargestellt die Vorbeschleuniger für HERA.*

In der Speicherringanlage durchlaufen die Protonen und Elektronen/Positronen mit

[1] Hadron-Elektron-Ringanlage

Endenergien von 920 GeV bzw. 27.55 GeV zwei getrennte, übereinanderliegende Hochvakuum-Speicherringe mit einem Umfang von ca. 6.3 km in entgegengesetzten Richtungen. Um die Teilchen auf diese Energien zu beschleunigen, sind mehrere Vorbeschleuniger hintereinandergeschaltet. Der Elektronen/Positronen-[2]Speicherring enthält normalleitende Magnete, der Protonen-Speicherring supraleitende. An vier Wechselwirkungspunkten werden die beiden Strahlen zur Kollision gebracht. Dort treten Elektron-Proton-Wechselwirkungen auf. Die beiden Kollisionsexperimente H1 und ZEUS erforschen die Struktur des Protons in einem bis dahin noch nicht zugänglichen kinematischen Bereich. Ebenso wird nach mit den heutigen Theorien - dem Standardmodell [POVH94] - nicht erklärbarer „neuer“ Physik geforscht.

An den beiden anderen Wechselwirkungspunkten werden Experimente mit ruhenden Targets betrieben - HERA-B und HERMES. Mit HERA-B möchte man die CP-Verletzung im System der B-Mesonen nachweisen. Dabei benutzt man ausschließlich den Protonenstrahl von HERA. HERMES benutzt dagegen nur den Elektronenstrahl, um die Spinstruktur des Protons zu untersuchen.

Die Protonen bzw. Elektronen werden nicht alle auf einmal in den Speicherring injiziert, sondern gebündelt in Paketen (*Bunches*) von 10^{10}-10^{11} Teilchen. Es befinden sich in jedem Ring 175 Teilchenpakete, die in einem zeitlichen Abstand von $96\,ns$ aufeinandertreffen. Nach Durchlauf der 175 Pakete durch einen Wechselwirkungspunkt legt man eine Strahlpause von ca. $4\mu s$ ein, bevor das erste der 175 Teilchenpakete erneut zum Wechselwirkungspunkt kommt. Während dieser Strahlunterbrechung kann man notfalls die Ablenkspannung hochfahren, um den Protonenstrahl aus der Anlage zu lenken. Man beugt mit dieser Maßnahme einem unkontrollierten Verlassen des Protonenstrahls und somit technischen Schäden vor. Zusätzlich werden in jeden Ring Teilchenpakete gefüllt, die keinen Wechselwirkungspartner haben, sogenannte *Pilot Bunches*. Dadurch ist man in der Lage, die Rate von Untergrundereignissen wie Strahl-Gas- und Strahl-Strahlrohr-Wechselwirkungen abzuschätzen. Die wichtigsten Parameter der Speicherringanlage HERA sind in Tabelle 2.1 zusammengestellt. Es sind sowohl die angestrebten Werte (Designwerte) als auch die im Jahre 1997 aktuellen Werte aufgenommen [ABT93a].

2.2 Der Detektor H1

Der Detektor H1 besteht aus verschiedenen Komponenten und stellt ein komplexes System dar. Die einzelnen Detektorkomponenten erfüllen dabei spezifische Meßaufgaben. Der Detektor deckt fast den gesamten Raumwinkel von 4π ab. Allgemein sollen durch das Zusammenspiel aller Einzeldetektoren möglichst viele Teilchen, die bei der $ep-$Kollision entstehen, nachgewiesen und ihre Viererimpulse bestimmt werden. Bei der Konzeption des Detektors wurde der Schwerpunkt hauptsächlich auf die Identifizierung von Elektronen, die präzise Messung ihrer Energie und die Messung des hadronischen Endzustandes gelegt. Dazu liegt das Kalorimeter (hadronischer und elektromagnetischer Teil) innerhalb eines Magnetfeldes. Dadurch wird der Anteil an passivem Material (*„dead material“*) gering gehalten. Dieses Material führt zu einer Verschlechterung

[2] Im weiteren wird das Wort Elektron für Elektronen und Positronen verwendet

HERA-Parameter	Designwerte e^-	Designwerte p	1997 e^-	1997 p
Strahlenergie $[GeV]$	30	820	27.55	820^a
Schwerpunktsenergie $[GeV]$	314		300^b	
mittlerer Strahlstrom $[mA]$	58	163	28.2	73.5
Anzahl der Teilchenpakete	210	210	175+14	175+6
Bunch Crossing Abstand $[ns]$	96			
Magnetisches Feld $[T]$	0.165	4.65	0.165	4.65
mittl. spez. Luminosität $[cm^{-2}s^{-1}mA^{-2}]$	$3.6 \cdot 10^{29}$		$4.8 \cdot 10^{29}$	
mittlere Luminosität $[cm^{-2}s^{-1}]$	$1.5 \cdot 10^{31}$		$4.3 \cdot 10^{30}$	
integrierte Luminosität $[pb^{-1}a^{-1}]$	35		32.4	

Tabelle 2.1: *Die wichtigsten HERA-Parameter. a : seit 1998* $920\,GeV$, *b : seit 1998* $318.4\,GeV$

der Energiemessung. Da die Protonenenergie viel größer als die Elektronenenergie ist, ist der Teilchen- und Energiefluß hauptsächlich in Richtung der Protonflugrichtung gelenkt. Aufgrund des hohen Wirkungsquerschnittes der *ep*-Reaktion entstehen aber auch Teilchen, die in Rückwärtsrichtung fliegen. Diese Teilchen haben im allgemeinen geringere Energien als die in Vorwärtsrichtung fliegenden, so daß der Detektor H1 in der Vorwärtsrichtung stärker instrumentiert ist als in der Rückwärtsrichtung. Für eine genauere Darstellung siehe [H1P86, ABT93a]. Abbildung 2.2 zeigt den Detektor H1 im Querschnitt.

Das H1-Koordinatensystem ist so gewählt, daß die $+z$-Achse in Richtung des Protonenstrahls zeigt. Die $+z$-Richtung (für den Polarwinkel ϑ gilt in diesem Bereich $0 < \vartheta < \pi/2$) wird als Vorwärts-, die $-z$-Richtung (hier gilt $\pi/2 < \vartheta < \pi$) als Rückwärtsrichtung bezeichnet. Die $+x$-Richtung zeigt in das Zentrum des HERA-Ringes, die $+y$- Richtung senkrecht nach oben. Die einzelnen Komponenten des Detektors und ihre Aufgaben werden im folgenden kurz beschrieben. Die angegebenen Nummern beziehen sich dabei auf Abbildung 2.2.

2.2.1 Die Spurkammern

Die Spurkammern (2,3) dienen zum Nachweis geladener Teilchen und zur Messung ihres Impulses [SAU77]. Hieraus lassen sich der Wechselwirkungspunkt (*Vertex*), sowie Sekundärvertizes, die von Zerfällen langlebiger Teilchen stammen, rekonstruieren. Die Art der Teilchen läßt sich über ihren spezifischen Energieverlust dE/dx identifizieren. Der Polarwinkel geladener Teilchen wird bei H1 mit einer Genauigkeit von $\sigma_\vartheta \approx 1\,mrad$ bestimmt, ihr Impuls mit einer Auflösung von $\sigma_p/p \approx 3 \cdot 10^{-3} \cdot p/GeV$.

Durch die stark unterschiedlichen Strahlenergien von Protonen und Elektronen werden viele Teilchen unter kleinem Winkel ϑ erzeugt. Um dieser Tatsache Rechnung zu tragen und optimale Rekonstruktion und Auflösung zu erreichen, wurden getrennte Spurdetektorsysteme für den Vorwärts- und Zentralbereich gebaut.

Abbildung 2.3 zeigt die Spurkammern des Detektors H1 im Längsschnitt, und Tabelle

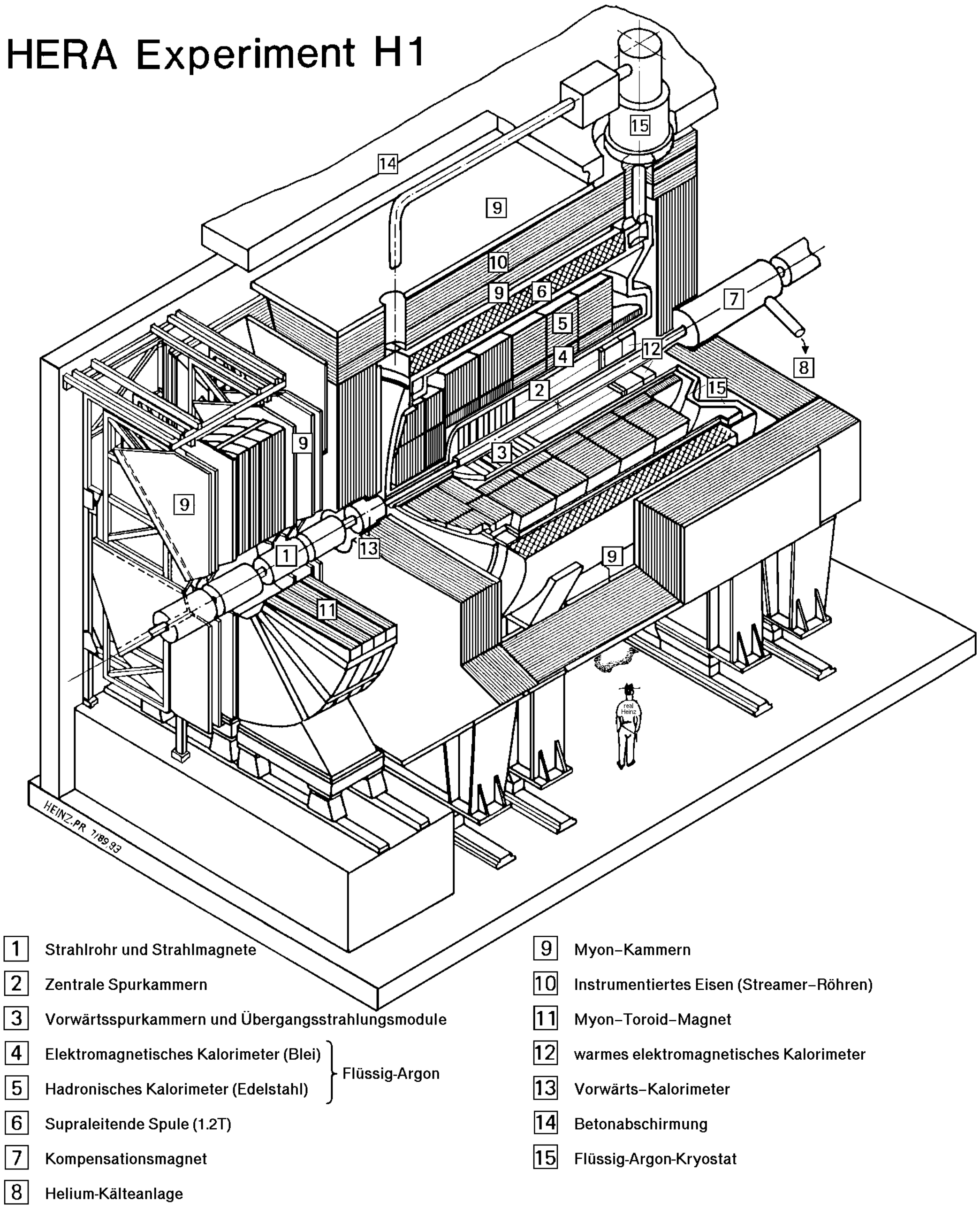

Abbildung 2.2: *Schematischer Aufbau des Detektors H1.*

2.2 stellt die wichtigsten Eigenschaften dieser Kammern zusammen.

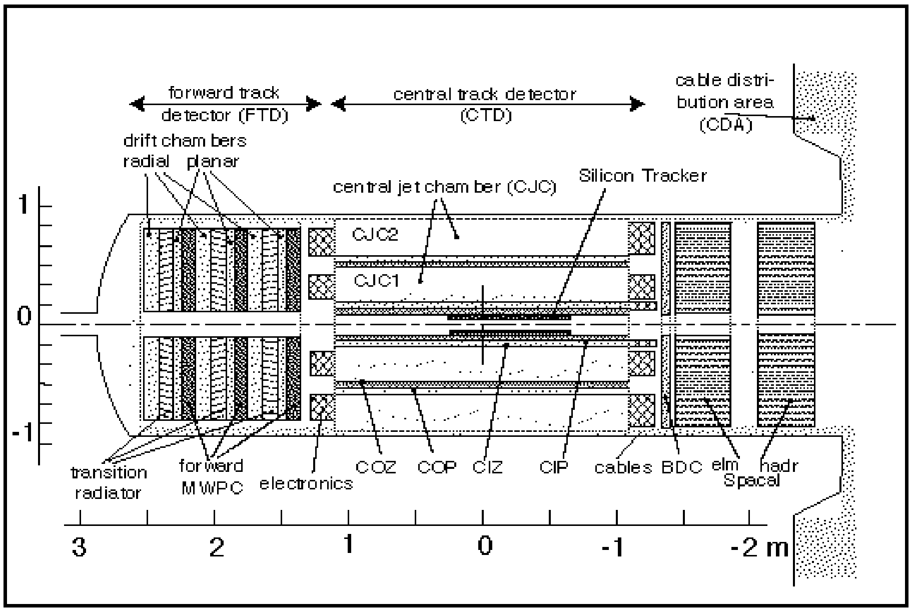

Abbildung 2.3: *Schematischer Aufbau der Spurkammern von H1 im Längsschnitt.*

Ein Teilchen durchquert vom Wechselwirkungspunkt aus nach außen gehend im Zentralbereich ($25° < \vartheta < 155°$) zuerst die beiden Silizium-Spurdetektoren CST und BST (**C**entral bzw. **B**ackward **S**ilicon **T**racker). Diese sind die genauesten Spurdetektoren. Als nächstes folgt die innere Proportionalkammer CIP (**C**entral **I**nner **P**roportional Chamber), dann die innere z-Kammer CIZ (**C**entral **I**nner **z**-Chamber). Danach folgen die innere Jetkammer CJC1 (**C**entral **J**et **C**hamber **1**), die äußere z-Kammer COZ (**C**entral **O**uter **z**-Chamber), die äußere Proportionalkammer COP (**C**entral **O**uter **P**roportional Chamber) und schließlich die äußere Jetkammer CJC2 (**C**entral **J**et **C**hamber **2**). CJC1 und CJC2 liefern aus der Driftzeit Informationen über die $r-\varphi$-Koordinaten und aus der Ladungsteilung Informationen über die z-Koordinate. Dabei wird die Auflösung in z durch COZ und CIZ verbessert, die Spursegmente in z und φ liefern. Die Proportionalkammern COP und CIP liefern schnelle Informationen für den Level1-Trigger (s. Abschnitt 2.3).

Der Winkelbereich zwischen $5° < \vartheta < 25°$ wird durch das vordere Spurkammersystem abgedeckt. Hier werden radiale (zur $r-\varphi$-Messung) so wie planare (zur ϑ-Messung) Driftkammern verwendet. Die Übergangsstrahlungsdetektoren dienen zur Teilchenidentifikation, und auch die hier verwendeten Proportionalkammern liefern ein Signal für den Level1-Trigger.

Die Rückwärtsspurkammer BDC (**B**ackward **D**rift **C**hamber) überdeckt den Winkelbereich zwischen $155° < \vartheta < 175°$. In diesem Bereich werden bis zu vier Raumpunkte von geladenen Teilchen in $x-y$ gemessen. Auch diese Kammer liefert ein Triggersignal. Desweiteren hilft sie, die Auflösung von Elektron-Proton-Ereignissen bei kleinen Bjorken-x (s. Gl. (1.6)) und Q^2 (s. Gl. (1.5)) zu verbessern.

	r [mm]	ϑ [°]	$\sigma_{r,\varphi}$ [mm]	σ_z [mm]
CIP	157–166	8–172	—	—
CIZ	174–200	16–169	28	0.26
CJC1	203–451	10–170	0.17	22
COZ	460–485	23–157	58	0.20
COP	501–514	25–155	—	—
CJC2	530–844	26–154	0.17	22
FTD (planar)	—	5–25	0.17	—
FTD (radial)	—	5–25	0.2	—
BDC	—	155–175	0.8	0.4

Tabelle 2.2: *Zusammenfassung der wichtigsten Parameter der H1-Spurkammern. Für die zentralen Spurkammern wird der radiale Abstand r angegeben. Weiterhin sind die Meßbereiche im Polarwinkel ϑ, sowie die Auflösungen in den Koordinaten (r, φ) und z gegeben.*

2.2.2 Die Kalorimeter

Bei H1 finden zwei Arten von Kalorimetern Verwendung. Zum einen die elektromagnetischen Kalorimeter (4,12) zum anderen die hadronischen Kalorimeter (5). Beide Kalorimeterarten dienen zur Messung der Energie und der Richtung von geladenen und neutralen Teilchen.

Die elektromagnetischen Kalorimeter

Unmittelbar an die Spurkammern schließen sich die elektromagnetischen Kalorimeter (4,12) an. Diese dienen zur Messung der Energie von Elektronen und Photonen. Das Flüssig-Argon-Kalorimeter (LAr) [AND93] ist das größte Kalorimeter bei H1 und deckt den Vorwärts- und Zentralbereich um den Wechselwirkungspunkt ab. Es besteht aus einem elektromagnetischen (4) und einem hadronischen Teil (5). Beide Teile befinden sich in flüssigem Argon, das mit Hilfe eines Kryostaten (15) auf $-182°C$ gehalten wird. Der elektromagnetische Teil besteht aus flüssigem Argon als aktivem Material und aus Bleiplatten, während im hadronischen Teil Edelstahl als Absorber eingesetzt wird. Im flüssigen Argon werden durch Ionisation Ladungen freigesetzt, die durch ein angelegtes elektrisches Feld an die Elektroden weitergeleitet und dort ausgelesen werden. Durch die Segmentierung der Elektroden wird eine Auslese mit einer sehr feinen Granularität erreicht. Die Strahlungslänge von Blei beträgt $5.6\,mm$. Die Dicke des elektromagnetischen Flüssig-Argon-Kalorimeters variiert zwischen 20 und 30 Strahlungslängen. Die relative Energieauflösung des elektromagnetischen Flüssig-Argon-Kalorimeters beträgt $\sigma(E)/e = 11\%/\sqrt{E/GeV} \oplus 1\%$. Der rückwärtige Bereich wird von dem elektromagnetischen Teil des „Spaghettikalorimeters“ Spacal (12) [APP97, APP96, APP95] abgedeckt. Dies ist ein Blei-Szintillator-Faser-Kalorimeter, d.h. es besteht aus einer Matrix von Bleiplatten, in die szintilliernde Fasern (*„Spaghetti“-Struktur*) eingebettet sind, die mit Photomultipliern ausgelesen werden. Seine relative Energieauflösung beträgt $\sigma(E)/E = 7.1\%/\sqrt{E/GeV} \oplus 1\%$. Dieser elektromagnetische Teil des Spacals besteht aus 1192 Zellen, der hadronische Teil aus 136.

Das hadronische Kalorimeter

Die Wechselwirkungslänge λ_{Had} von Hadronen in Blei und Eisen ist größer als die Strahlungslänge X_0 von Elektronen und Photonen in diesen Materialien. So beträgt z.B. die hadronische Absorptionslänge für Eisen $\lambda_{Had} = 16.7\,cm$, die elektromagnetische Strahlungslänge X_0 ist dagegen um den Faktor zehn kleiner, sie beträgt $1.75\,cm$. Aus diesem Grunde folgen die hadronischen Kalorimeter (5) nach außen hin gesehen direkt den elektromagnetischen. Die Energie der Teilchen wie Elektronen und Photonen wird zum großen Teil also bereits in den elektromagnetischen Kalorimetern absorbiert. Hadronen hingegen durchdringen diese größtenteils und werden erst in der hadronischen Sektion mit genügender Genauigkeit gemessen. Der extreme Vorwärtsbereich ist durch das Vorwärts-Kalorimeter (13) abgedeckt. Dies ist ein Kupfer-Silizium-Kalorimeter. Der Vorwärts- und Zentralbereich wird von dem hadronischen Teil des Flüssig-Argon-Kalorimeters (5) abgedeckt. Dieser Teil besteht, wie oben schon erwähnt, aus flüssigem Argon als aktivem Material und aus Edelstahlplatten als Absorber. Die Dicke des hadronischen Teils des Füssig-Argon-Kalorimeters variiert zwischen 4.5 und 8 hadronischen Absorptionslängen. Im Vergleich zum oben beschriebenen elektromagnetischen Teil des Kalorimeters ist die Auslesestruktur gröber. Die relative Energieauflösung beträgt hier $\sigma(E)/E = 50\%/\sqrt{E/GeV} \oplus 2\%$. Im rückwärtigen Bereich schließt sich der hadronische Teil des Spacals (12) an, mit einem dem elektromagnetischen Spacal ähnlichen Aufbau.

Die supraleitende Spule und das instrumentierte Eisen

Die Spurkammern und Kalorimeter werden im Zentralbereich von einer supraleitenden Magnetspule (6) umschlossen. Sie hat eine Länge von ungefähr $5.8\,m$, etwa den gleichen Durchmesser und erzeugt innerhalb des Detektors H1 ein im wesentlichen homogenes Magnetfeld von $1.2\,T$. Die Spule wird durch flüssiges Helium auf $4\,K$ herabgekühlt. Mit dieser Anordnung aus Spurkammern und Magnetfeld kann man aus der Krümmung einer Teilchenspur den Impuls und das Ladungsvorzeichen des Teilchens bestimmen.

Der Zentralbereich des Detektors wird von einem $2000\,t$ schweren Eisenjoch (10) umgeben. Es dient dem Rückfluß des im Detektor vorhandenen Magnetfeldes. Mit den im Eisen liegenden Streamer-Röhren (*„Instrumentierung des Eisens“* (10)) ist es möglich, aus dem Detektor entweichende Myonen nachzuweisen. Ebenso kann man damit hadronische Schauer, die nur teilweise in den eigentlichen hadronischen Kalorimetern absorbiert wurden, analysieren.

2.2.3 Das Luminositätssystem

Die Luminosität $\mathcal{L}$ gibt den Zusammenhang zwischen dem Wirkungsquerschnitt σ eines bestimmten Prozesses und der Wechselwirkungsrate $\dot{N}$ an:

$$\dot{N} = \mathcal{L} \cdot \sigma \; . \tag{2.1}$$

Sie ist eine beschleunigerspezifische Größe und für zwei entgegenlaufende relativistische Teilchenstrahlen gegeben durch:

$$\mathcal{L} = f \cdot n \cdot \frac{N_1 N_2}{A} \ , \tag{2.2}$$

wobei N_1 und N_2 die Anzahl der Teilchen in jedem Teilchenpaket sind, n die Anzahl der Teilchenpakete pro Strahl und A die Wechselwirkungsfläche der beiden Strahlen ist, unter der Annahme, daß sie sich vollständig überlappen. Sind die Strahlteilchen in horizontaler und vertikaler Richtung gaußförmig um die Strahlmitte verteilt und sind σ_x und σ_y die Standardabweichungen dieser Verteilungen, so gilt $A = 4\pi\sigma_x\sigma_y$. f ist die Umlauffrequenz der Teilchenpakete.

Kann man also die Rate eines Prozesses mit bekanntem Wirkungsquerschnitt σ messen, so läßt sich die Luminosität $\mathcal{L}$ mit Gleichung (2.1) berechnen. Bei HERA verwendet

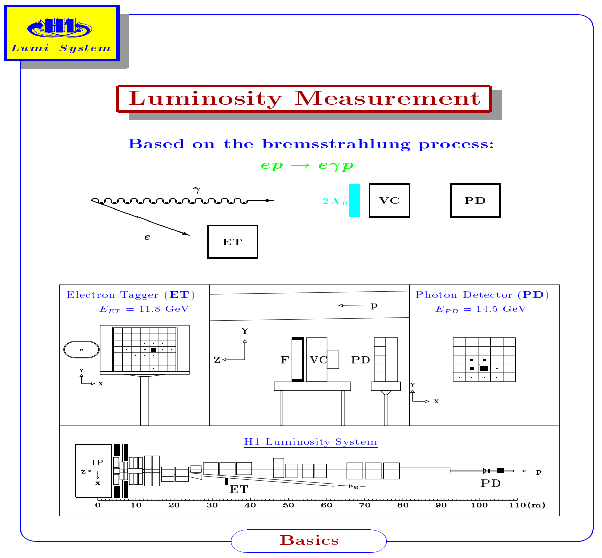

Abbildung 2.4: *Das Luminositätssystem bei H1*

man für diesen Zweck den Bremsstrahlungs- oder Bethe-Heitler Prozeß

$$e + p \rightarrow e + \gamma + p \ ,$$

dessen Wirkungsquerschnitt innerhalb der Quantenelektrodynamik (*QED*) mit hoher Präzision berechnet werden kann. Zur Messung der Luminosität sind bei $z = -33.4\,m$ ein Kleinwinkel-Elektron-Kalorimeter (*Elektron-Tagger*) und bei $z = -102.9\,m$ unter $\vartheta = \pi$ ein Photondetektor (*Photon-Tagger*) für die Photonen aus dem Bethe-Heitler-Prozeß angebracht (Abbildung 2.4). Das Elektron verliert bei dem Bremsstrahlungsprozeß Energie und kann mit einem Magnetspektrometer durch ein Fenster im Strahlrohr vor dem Elektron-Tagger aus dem Strahlrohr gelenkt werden. Unter Berücksichtigung von Untergrundereignissen, geometrischer Akzeptanz und Triggereffizienzen kann man die Luminosität mit einer relativen Genauigkeit von 2% berechnen.

2.2.4 Sonstige Detektorkomponenten

In extremer Vorwärtsrichtung findet sich ein Detektor zum Nachweis von Protonen (FPS, **F**orward **P**roton **S**pectrometer) und ein Detektor zum Nachweis von Neutronen (FNC, **F**orward **N**eutron **C**alorimeter). Im Vorwärtsbereich ist ein Myonspektrometer, bestehend aus den Myon-Kammern (9) und dem Myon-Toroid-Magneten (11), angebracht. Die drei Lagen von Myon-Kammern weisen die Spur von aus dem Detektor entweichenden Myonen nach. Myonen zeichnen sich dadurch aus, daß sie Materie durchdringen können, ohne stark gestreut zu werden.

Als ganzes ist der Detektor von einer Betonabschirmung (14) umgeben, um die Umgebung vor radioaktiver Strahlung aus dem Experimentierbereich abzuschirmen.

2.3 Das Triggersystem und die Datenrekonstruktion bei H1

Das Triggersystem soll die physikalisch interessanten Ereignisse von den Untergrundereignissen trennen. Der Untergrund besteht unter anderem aus Ereignissen, bei denen das Proton mit einem Atom des Restgases im Strahlrohr kollidiert. Das geschieht bei HERA mit einer Rate von mehr als $10^4\,Hz$. Zum anderen tragen Myonen aus verschiedenen Quellen mit einigen hundert Hz zum Untergrund bei.

Die (Design-) Luminosität bei HERA beträgt $\mathcal{L} = 1.5 \cdot 10^{31}\,cm^{-2}s^{-1}$ (siehe Tabelle 2.1). Die Zeitspanne zwischen zwei Kollisionen von Elektron- und Protonpaketen (*bunch-crossing*) beträgt nur $96\,ns$. Berücksichtigt man die Wirkungsquerschnitte der Reaktionen, die bei HERA stattfinden können, so ergeben sich Raten von einigen wenigen Ereignissen pro Woche für den W-Austausch bis zu Raten von 20-30 Ereignissen pro Sekunde für Photoproduktion mit einem Wirkungsquerschnitt von etwa $160\,\mu b$. Das komplette Auslesen des Detektors H1 dauert allein einige ms. Somit ist es unmöglich, alle Ereignisse, die auftreten, aufzuzeichnen.

Um nun möglichst nur die interessierenden Ereignisse auszulesen, wurde bei H1 das Konzept eines mehrstufigen Triggers verwirklicht [FEN95]. Um zusätzlich die Totzeit [3] möglichst klein zu halten, werden die registrierten Daten zunächst in ein sogenanntes Schieberegister (*Pipelines*) geschoben, bevor die erste Stufe des Triggers anläuft. In der fünften und letzten Triggerstufe werden die Ereignisse dann vollständig rekonstruiert und anschließend gespeichert.

2.3.1 Die fünf Triggerstufen

Level1-Trigger (L1) : Die Entscheidungszeit auf Level 1 [SEF94], ob ein Ereignis interessant sein könnte, beträgt etwa $2.3\,\mu s$. Dazu werden etwa 200 Detektorkomponenten zu 128 Subtriggern zusammengefaßt. Löst nun ein Subtrigger aus, so werden die Pipelines angehalten, und der Detektor H1 wird teilweise ausgelesen. Parallel dazu läuft schon die zweite Triggerstufe an. Den Untergrund durch Strahl-Restgas-Wechselwirkungen schließt man durch ein Zeitfenster aus, in dem ein Ereignis als tatsächliche ep-Wechselwirkung akzeptiert wird. Auf Level1 muß

[3] Zeitspanne, während derer der Detektor keine neuen Ereignisse registrieren kann. So bedeutet eine Totzeit von 50%, daß nur jedes zweite Ereignis registriert werden kann.

der Trigger mit einer Rate von 10.4 MHz arbeiten, um keine Verluste durch Totzeit zu verursachen.

Level2-Trigger (L2) : Die Entscheidungszeit auf Level2 beträgt 20 μs. L2 besteht aus dem neuronalen Netzwerk (*L2NN*) und dem topologischen Trigger (*L2TT*) und soll die Daten bzw. Untergrundereignisse um einen Faktor 5 bis 20 reduzieren. Wird das Ereignis als physikalisch nicht relevant erachtet, so wird der Detektor wieder für die Datennahme bereit gemacht.

Level3-Trigger (L3) : Die Entscheidungszeit auf Level3 beträgt 800 μs. Das ist gleichzeitig die maximal anfallende Totzeit, da für die folgenden Triggerstufen die Daten zwischengespeichert werden. L3 basiert auf Mikroprozessoren und läuft parallel zu L2. L3 wird zur Zeit noch nicht verwendet.

Level4-Trigger (L4) : L4 kann auf die gesamte Information des Detektors H1 zugreifen. Die vierte Stufe besteht aus asynchron arbeitenden, parallelgeschalteten Computern. Diese *Level4-Filter Farm* [PRO94] soll die Untergrundereignisse noch weiter reduzieren.

Level5-Trigger (L5) : L5 schließlich führt eine vollständige Rekonstruktion der Ereignisse durch. Die Ereignisse werden dabei entsprechend ihrer physikalischen Natur in verschiedene Gruppen (Photoproduktion, DIS, ...) eingeordnet und abgespeichert.

2.3.2 Die Ereignisrekonstruktion

Die Energiedeposition in den Kalorimetern dient zur Rekonstruktion des Schauers eines Teilchens. Dazu werden benachbarte Zellen, die Energie enthalten, zu sogenannten *Clustern* zusammmengefaßt. Solch ein Cluster soll die Energie und die Koordinaten des Teilchens möglichst genau widerspiegeln. Die $x-$, $y-$Koordinaten werden durch Gewichtungsverfahren für die Zellenergien ermittelt. Die $z-$ Koordinate bestimmt man aus der logarithmischen Abhängigkeit der Eindringtiefe eines Schauers von der Energie des Teilchens.

Dem Nachweis und der Rekonstruktion der Flugbahn geladener Teilchen dienen die Informationen der Spurkammern. Stimmen die Treffer in den Kammern mit der Bahn eines geladenen Teilchens im Magnetfeld überein, dann sollte die rekonstruierte Spur auf den Entstehungsort des Teilchens deuten. Treffen sich nun mehrere Spuren in der Nähe des nominellen Wechselwirkungspunktes, so wird der Schnittpunkt dieser Spuren als tatsächlicher Vertex angenommen.

2.3.3 Datenverwaltung

Ein vollständig rekonstruiertes Ereignis wird als POT (**P***hysics* **O***utput* **T***ape* auch **P***hysics* **O***n* **T***ape*) auf Magnetband geschrieben. Es hat im Mittel eine Göße von 120 $KByte$. Um einen schnelleren Zugriff auf möglichst alle Daten zu haben, werden die Daten auf Plattenlaufwerke kopiert. Davor werden die Daten zuerst auf den Bändern im DST-Format (**D***ata* **S***ummary* **T***ape*) komprimiert. Während einer Datennahmeperiode sammeln sich einige TeraByte als POT an. Im DST-Format reduziert sich die

Größe eines Ereignisses von 120 $KByte$ auf 6 $KByte$, so daß nur noch einige hundert GigaByte an Plattenplatz benötigt werden.

Kapitel 3

Das VLQ-Spektrometer

Dieses Kapitel beinhaltet die Begründung für den Bau des VLQ-Spektrometers, seinen Aufbau, sowie seine Meßgenauigkeit. Ebenso wird auf die sich ergebenden Anforderungen an die Komponenten des VLQs eingegangen. Die Abkürzung „VLQ“ steht hier und im weiteren für „VLQ-Spektrometer“ bzw. „VLQ-Kalorimeter“.

3.1 Physikalische Motivation

Um die physikalische Motivation für den Bau des VLQ[1]-Spektrometers zu verstehen, betrachtet man am besten Abbildung 3.1 [BERG96]. Diese Abbildung zeigt den vom Detektor H1 gemessenen Photon-Proton- Wirkungsquerschnitt als Funktion von Q^2 mit der invarianten (γp) Masse W als Parameter. Es wird ausschließlich der Prozeß

$$\gamma^* p \longrightarrow X$$

betrachtet. Das bedeutet, daß lediglich der Wirkungsquerschnitt für Photon- Proton-Kollision berücksichtigt wird, der Erzeugungsquerschnitt für die virtuellen Photonen γ^* ist dagegen nicht in dem gemessenen Wirkungsquerschnitt enthalten. Der Photonabsorptionswirkungsquerschnitt hängt bei gegebener Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ des Elektron-Proton-Systems von dem Quadrat der invarianten Masse des hadronischen Systems W und von dem negativen Massenquadrat des virtuellen Photons γ^* ab [NACHT90].

Abbildung 3.1 macht deutlich, daß im Bereich $0.01\,GeV^2 < Q^2 \lessapprox 1\,GeV^2$ keine Meßdaten vorhanden sind. Die vorhandenen Daten im Bereich $Q^2 < 0.01\,GeV^2$ wurden von dem im rückwärtigen Bereich bei $z = -33\,m$ liegenden Elektron-Tagger genommen. Der Elektron-Tagger detektiert Elektronen unter einem Streuungswinkel nahe bei $\vartheta = 180°$, d.h. Photoproduktionsereignisse. Dabei ist der Ablenkwinkel ϑ im H1-Koordinatensystem angegeben, dessen $+z$-Achse mit der Protonstrahlrichtung übereinstimmt. Ein ϑ nahe bei 180° bedeutet also, daß das Elektron kaum abgelenkt wurde. Trägt man die Akzeptanzen der in H1 vorhandenen Detektoren in der $y - Q^2$- Ebene auf, so erhält man Abbildung 3.2.

Man erkennt, daß das Spacal den Bereich von $1\,GeV^2$ bis $10\,GeV^2$ abdeckt, daran schließt sich das Flüssig-Argon-Kalorimeter bis $10^5\,GeV^2$ an. Der kinematische Bereich zwischen $0.02\,GeV^2 - 1\,GeV^2$ wurde jedoch bis zum Frühjahr des Jahres 1998 durch

[1]VLQ: **V**ery **L**ow **Q**^{2}

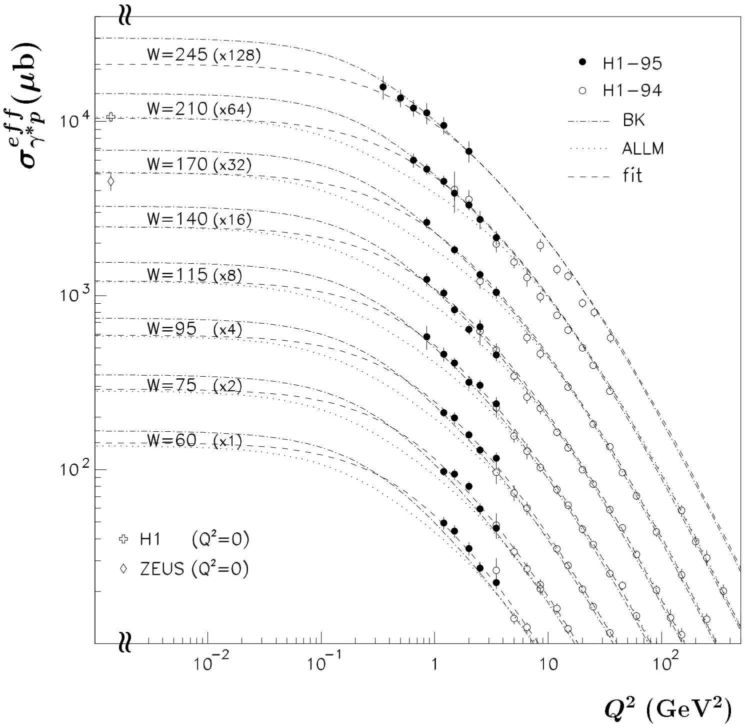

Abbildung 3.1: *Der vom Detektor H1 gemessene Photon-Proton-Wirkungsquerschnitt als Funktion von Q^2 mit der invarianten Masse W als Parameter. Die Kurven sind mit den in Klammern angegebenen Faktoren skaliert [BERG96].*

keine Komponente des H1 Detektors abgedeckt. Damit ist die Motivation zum Bau des VLQ-Spektrometers gegeben, da seine Akzeptanz genau in eben diesem bislang unabgedeckten Bereich liegt. Ebenso kann das VLQ-Spektrometer den gesamten y-Bereich von 0 bis zur Triggerschwelle abdecken.

Ein Q^2 aus dem Akzeptanzbereich des VLQ-Spektrometers, also ein Q^2 zwischen $0.02\,GeV^2$ und $1\,GeV^2$, bedeutet nach Gleichung (1.10) einen Ablenkwinkel ϑ für das Elektron nahe bei 180°. Da das Elektron also seine Flugrichtung kaum geändert hat, muß ein Detektor in diesem Akzeptanzbereich sehr nahe am Strahlrohr montiert werden.

Damit ist die Aufgabe des VLQ-Spektrometers klar. Mit Hilfe des VLQ-Spektrometers kann man in bisher nicht zugängliche kinematische Bereiche vordringen. Im folgenden werden kurz die physikalischen Aufgaben vorgestellt, die mit Hilfe des neuen Spektrometers angegangen werden sollen.

3.1.1 Messung des $\gamma^* - p$ Wirkungsquerschnittes

Bei H1 wurde in den letzten Jahren unter anderem die Strukturfunktion $F_2(x_B, Q^2)$ des Protons untersucht. F_2 mißt die Quarkdichte im Proton. Dabei stellte man fest, daß F_2 für kleine Werte der Bjorkenschen Skalenvariable x stark ansteigt [H1497]. Dieses

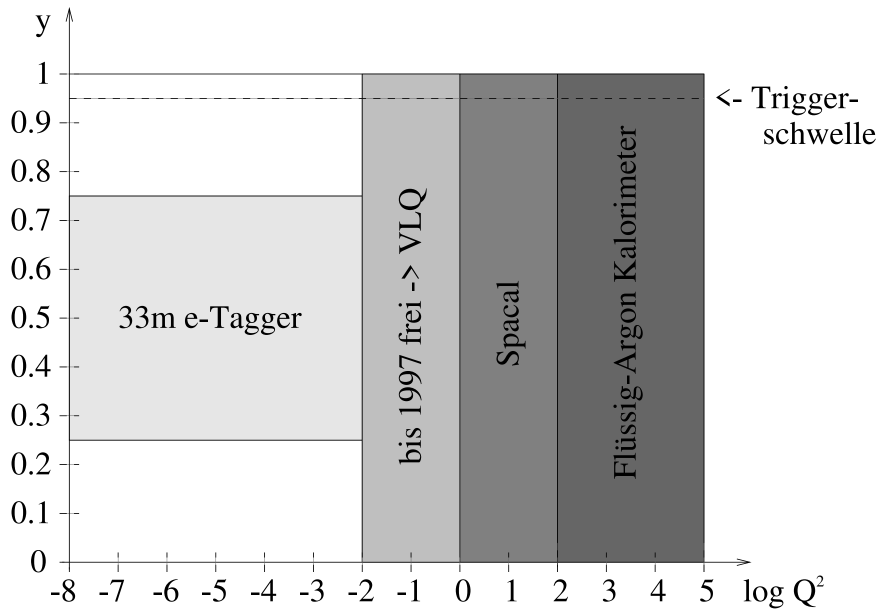

Abbildung 3.2: *Akzeptanzbereiche der Subdetektoren des Detektors H1 in der $y - Q^2$-Ebene aufgetragen.*

Verhalten ist bis zu einem Q^2 von ungefähr $2\,GeV^2$ zu beobachten. Mit den Gleichungen (1.5) und (1.6) und bei Vernachlässigung der Ruhemasse M des Protons, die bei HERA klein gegen W ist, wird aus Gleichung (1.4)

$$W^2 \approx q^2 + 2qP = \frac{Q^2}{x} - Q^2 = Q^2 \cdot \frac{1-x}{x} \; . \tag{3.1}$$

Für kleine x erhält man große invariante Massen W. Das bedeutet, daß mit kleinem x nicht nur die Strukturfunktion F_2 anwächst, sondern eben auch die invariante Masse W. Damit steigt aber auch der totale Photoabsorptionswirkungsquerschnitt

$$\sigma_{tot}(\gamma^* p) = \frac{4\pi^2\alpha}{Q^2} \cdot F_2(W^2, Q^2) \tag{3.2}$$

aufgrund des Anstieges von F_2 mit wachsendem W an (Abbildung 3.3). Das steht aber im Widerspruch zu dem langsamen Anstieg des Photoabsorptionswirkungsquerschnittes für Photoproduktionsereignisse, die sich durch ein Q^2 kleiner als $0.01\,GeV^2$ auszeichnen. Bei hohen Werten des Impulsübertrages Q^2 kann der Wirkungsquerschnitt im Rahmen der pertubativen Quantenchromodynamik ($pQCD$) beschrieben werden, bei kleinem Q^2 versagt jedoch diese Theorie. In diesem Bereich werden die Prozesse durch die *Regge-Theorie* beschrieben. Bisher war es aufgrund fehlender Akzeptanz nicht möglich, den Übergangsbereich zwischen hohen und niedrigen Q^2 zu untersuchen. Mit dem VLQ-Spektrometer ist nun aber auch dieser Bereich des Überganges zwischen Photoproduktion und tief inelastischer Streuung zugänglich geworden.

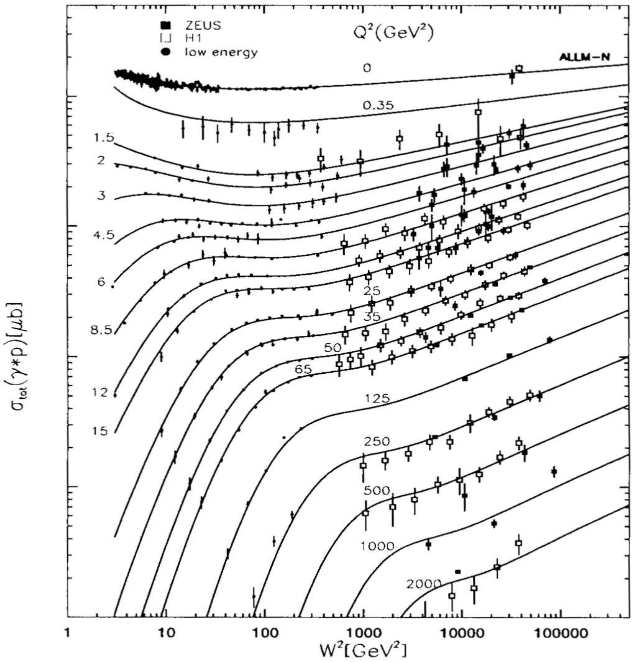

Abbildung 3.3: *Der totale Photoabsorptions-Wirkungsquerschnitt aufgetragen gegen W^2 für verschiedene Q^2.*

3.1.2 Vektormesonen-Produktion

Mit Hilfe des VLQ-Spektrometers möchte man auch zu einem besseren Verständnis der Vektormeson-Produktion gelangen. Der Wirkungsquerschnitt für die Produktion von J/ψ-Mesonen durch quasi-reelle Photonen ($Q^2 \approx 0$) ist ungefähr 1000 mal kleiner als der entsprechende Wirkungsquerschnitt für die Produktion von ρ^0-Mesonen. Bei H1 wurde nun aber festgestellt, daß der Unterschied zwischen diesen Wirkungsquerschnitten bei Impulsüberträgen Q^2 von ungefähr $17\,GeV^2$ annähernd verschwindet [AID96]. Beide Produktionwirkungsquerschnitte zeigen in diesem Q^2-Bereich eine sehr ähnliche W-Abhängigkeit. Auch in diesen Übergangsbereich kann das VLQ-Spektrometer eingesetzt werden.

3.1.3 Photon-Strukturfunktion

Reelle Photonen besitzen die Ruhemasse Null. Das Quadrat des Viererimpulses freier Photonen ist somit ebenfalls gleich Null. Die in ep-Wechselwirkungen ausgetauschten Photonen haben aber ein von Null verschiedenes Viererimpulsquadrat. Diese *virtuellen Photonen* dürfen nach der Heisenbergschen Unschärferelation nur eine sehr kurze Zeit existieren, da sie den Energie-Impulssatz verletzen. Wird nun das Q^2 immer kleiner, so wird dieses Austauschphoton einem reellen Photon mit $Q^2 = 0$ immer ähnlicher. Damit verlängert sich seine Lebenszeit. Mit längerer Lebenszeit wird auch die Wahrscheinlichkeit dafür größer, daß das *quasi-reelle* Photon Quantenfluktuationen unterliegt. Fluktuiert das Photon gerade in dem Moment in z.B. ein Quark-Antiquark Paar, in dem das Proton mit dem Photon zusammenstößt, so findet eine Hadron-Proton-Streuung, also keine Photon-Proton-Streuung, statt. Man hat einen starken Wechselwirkungsprozeß. Mit Hilfe der bekannten Protonstruktur kann man nun mit solchen Prozessen die hadronische Struktur des Photons untersuchen. Es ist klar, daß das VLQ-Spektrometer mit seinem Akzeptanzbereich für das gestreute Elektron auch für diese Untersuchungen prädestiniert ist.

3.2 Der Aufbau des VLQ-Spektrometers

Das VLQ-Spektrometer besteht im wesentlichen aus vier Komponenten. Dabei handelt es sich um ([STELL98])

- den Spurdetektor,
- das Flugzeitmeßsystem (TOF=**T**ime **O**f **F**light Measurement),
- das Kalorimeter und
- den Fahrmechanismus.

Um diese vier Bestandteile soll es im folgenden gehen.
Die Akzeptanz des VLQ-Spektrometers liegt, wie schon mehrfach erwähnt, im Bereich sehr kleiner Q^2. Die Elektronen sind also nur um einen sehr kleinen Winkel abgelenkt (1.10). Das Spektrometer, das die Eelektronen registrieren muß, muß also sehr nahe am Strahlrohr in Rückwärtsrichtung angebracht sein. Die Pfeile in Abbildung 3.4 markieren den Standort des VLQ-Spektrometers. Es befindet sich zwischen dem Rückflußjoch und dem Kompensationsmagneten (siehe auch Abbildung 2.2). Man erkennt in der Abbildung 3.4 auch den elektromagnetischen und hadronischen Teil des Spacals. Die Winkelakzeptanz des VLQ-Spektrometers von $177.3° - 179.4°$ schließt an die des elektromagnetischen Teils des Spacals ($152° - 177.5°$) an, d.h. auch im kinematischen Bereich schließt das VLQ-Spektrometer an den Bereich des Spacals an.
Abbildung 3.5 zeigt den Einbaubereich des VLQ-Spektrometers im Detail. Das Spektrometer besteht aus zwei identischen Modulen, die unter- und oberhalb der Strahlröhre montiert sind. Das gesamte System ist an dem auch hier im rechten Bereich erkennbaren Kompensationsmagneten befestigt. Es erstreckt sich über eine Länge von ungefähr 50 cm. Der Spurdetektor und das Kalorimeter sind an dem Fahrmechanismus befestigt. In Abbildung 3.5 ist auch die Verjüngung des Strahlrohrs zu erkennen. Dadurch wird das von den Elektronen zu durchlaufende tote Material minimiert und man kann unter sehr kleinen Winkeln messen.

3.2.1 Der Spurdetektor

Der Spurdetektor wird von den Teilchen, vom ep-Wechselwirkungspunkt (*Vertex*) aus gesehen, als erste Komponente des VLQ-Spektrometers erreicht. Diese Komponente des VLQ-Spektrometers dient zur Messung des Ablenkwinkels des Elektrons. Der Spurdetektor besteht aus zwei Doppellagen von Streifendetektoren. Diese bestehen in der Datennahmeperiode des Jahres 1998/99 aus Silizium (Si). Sie haben eine aktive Fläche von ungefähr je 8 cm^2. Die erreichbare Ortsauflösung ist im wesentlichen durch den Abstand zwischen den Mittelpunkten der in Streifen segmentierten Elektroden bestimmt.

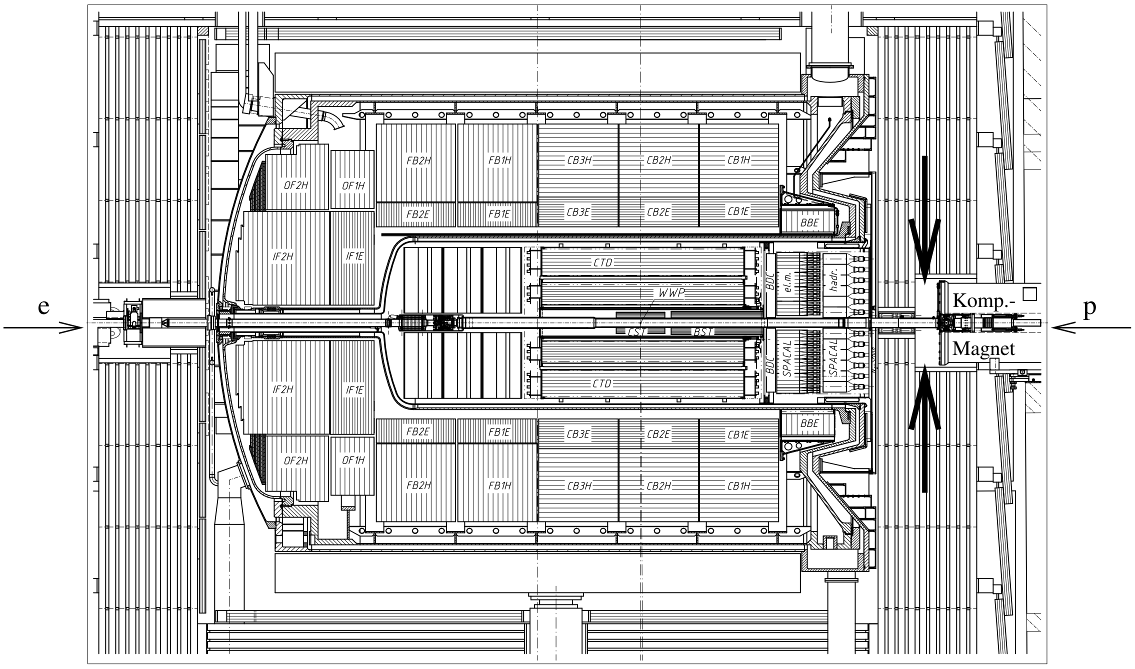

Abbildung 3.4: *Querschnitt durch den Detektor H1. Die Pfeile verweisen auf die Stelle, an der das VLQ-Spektrometer eingebaut ist. Von der linken Seite kommen die Elektronen, von der rechten Seite die Protonen.*

Eine Doppellage des Spurdetektors besteht aus je einer Streifenlage in $x-$Richtung und einer Streifenlage in $y-$Richtung. Mit den Informationen der beiden Detektorlagen kann der Durchstoßpunkt des Elektrons durch die Spurdetektordoppellage berechnet werden. Das gelingt mit einer Auflösung von $20\mu m$.

Die Trajektorie des Elektrons kann durch die Informationen der Spurdetektoren und des Kalorimeters rekonstruiert werden. Durch Rückverfolgung dieser Spur kann der Schnittpunkt mit der $z-$Achse und somit der $z-$Vertex bestimmt werden. Das gelingt um so genauer, je weiter die beiden Lagen voneinander entfernt sind. Aufgrund dieser unabhängigen Bestimmung des Vertex ist man in der Lage, nur durch die Messung des Elektrons, Wirkungsquerschnitte zu messen. Man spricht in diesem Falle von einer *inklusiven Messung*, d.h. die Bestimmung der Kinematik ist unabhängig von der Kenntnis des hadronischen Endzustandes, allein durch die Messung des Elektrons, möglich.

Da das VLQ-Spektrometer, und mit ihm natürlich auch der Spurdetektor, sehr nahe am Elektronenstrahl eingebaut wurde, wirken sich unerwünschte Synchrotronstrahlungseffekte auf die Spurrekonstruktion aus. Synchrotronstrahlungsphotonen können z.B. über den Photoeffekt mit dem Halbleiterdetektor wechselwirken. Die so vorgetäuschten Spuren erschweren die Rekonstruktion der tatsächlichen Spuren und machen sie mehrdeutig. Um diesen unschönen Effekt zu reduzieren, sind die beiden VLQ-Module unter- und oberhalb des Strahlrohres angebracht. Die aus der Strahlführung entstehende primäre Synchrotronstrahlung ist nämlich in der Ebene des Speicherringes, tangential zur Krümmung des Strahles konzentriert. Allerdings kann man den negativen Einfluß der Synchrotronstrahlung nicht vollständig unterdrücken. So treffen an Strahlführungs-

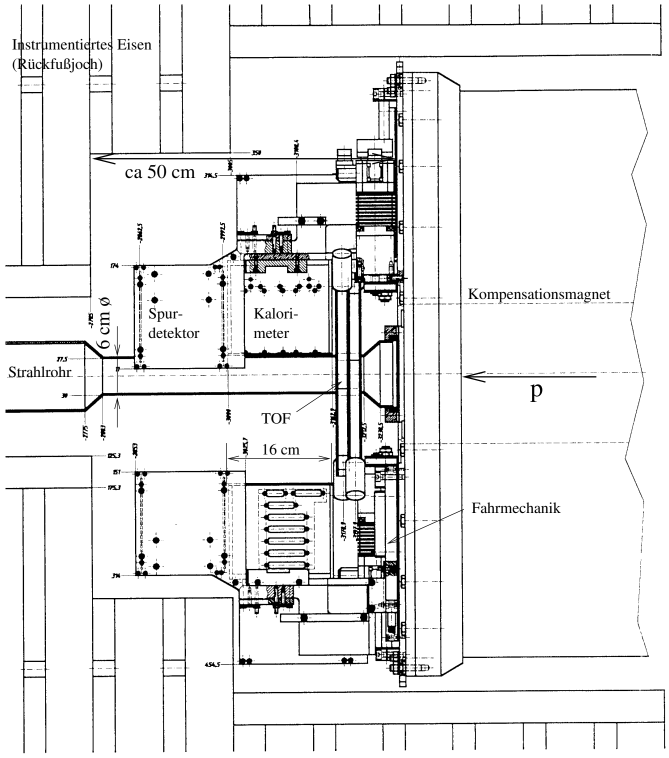

Abbildung 3.5: *Der Einbaubereich des VLQ-Spektrometers im Detail. Rechts ist der Kompensationsmagnet zu erkennen, an dem das gesamte Spektrometer befestigt ist.*

elementen gestreute Synchrotronphotonen immer noch die Spurdetektoren. Die Anzahl der Treffer pro Kollision des Elektronen- mit dem Protonenstrahl beträgt ungefähr zehn pro Doppellage. In Abbildung 3.6 sieht man die simulierten Auftreffpunkte von Synchrotronphotonen in der ersten Doppellage des VLQ-Spurdetektors. Um die beschriebene Mehrdeutigkeit bei der Spurrekonstruktion zu vermeiden, kann das Kalorimeter des VLQs verwendet werden.

3.2.2 Das Flugzeitmeßsystem (TOF)

Anschließend an das VLQ-Kalorimeter folgt in negativer z-Richtung das Flugzeitmeßsystem (TOF=**T**ime **O**f **F**light Measurement) (siehe Abbildung 3.5). Es soll Ereignisse unterdrücken, die durch inelastische Wechselwirkung des Protonstrahls mit Restgasatomen im Strahlrohr oder der Strahlrohrwand entstehen, sogenannten *protoninduzierten Untergrund*. Solche Ereignisse sind zufällig über den gesamten Speicherring HERA verteilt. Aus Gründen der Kinematik wird der Detektor H1 nur von Ereignissen getroffen, die protonstrahlaufwärts, d.h. in negativer z-Richtung, stattgefunden haben. Die Teilchen aus diesem protoninduzierten Untergrund treffen den Detektor H1 also von hinten, da sie durch den Protonimpuls in Richtung des Protonstrahls fliegen. Durch diese Untergrundereignisse kann die H1-Detektorauslese in unerwünschter Weise ausgelöst werden. Um das zu verhindern, dient das Flugzeitmeßsystem. Teilchen,

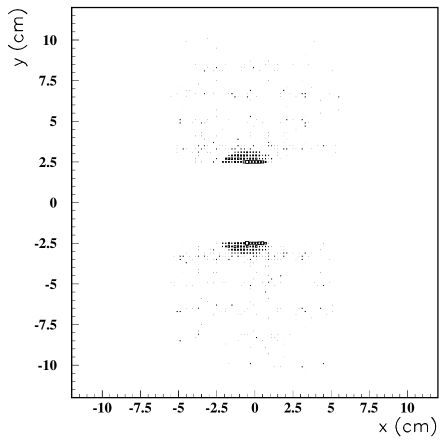

Abbildung 3.6: *Trefferverteilung durch Synchrotronstrahlung im VLQ-Spurdetektor. Die Mehrzahl der Treffer ist nahe am Strahlrohr konzentriert [BERG96].*

die von hinten in den Detektor H1 eintreten, verursachen relativ zu dem Zeitpunkt der Strahlenkollision ein früheres Signal im Detektor als Teilchen, die vom nominellen Wechselwirkungspunkt kommen. Das erklärt sich aus den unterschiedlichen Weglängen, die die Teilchen von den entsprechenden Wechselwirkungspunkten zum Flugzeitmeßsystem zurücklegen müssen. Diese Tatsache kann man nun ausnutzen, um möglicherweise „gute" von „schlechten" Ereignissen zu trennen. Der TOF-Detektor mißt also ganz einfach die Zeit, die zwischen der *ep*-Kollision und dem Auftreffen von Teilchen auf das TOF-System vergeht. Ein Untergrundereignis löst aber im TOF-Detektor ein Signal aus, das um die Laufzeit des Protonstrahlpaketes vom TOF-Detektor bis zum nominellen Wechselwirkungspunkt früher auftritt als die Strahlenkollision stattfindet. Hat kein Untergrundereignis stattgefunden, so wurden die Signale im TOF durch Teilchen ausgelöst, die vom Wechselwirkungspunkt kamen. Diese Signale sind um die Laufzeit des Teilchens vom Wechselwirkungspunkt zum TOF-System gegenüber dem Zeitpunkt des Bunch-Crossings verspätet. Allerdings kann das TOF nur Ereignisse verwerfen, die zu früh auftraten. Denn auch Synchrotronstrahlung aus der Elektronenstrahlrichtung kann Signale im TOF-Detektor auslösen. Diese Untergrundereignisse lösen die Signale zum gleichen Zeitpunkt aus wie die guten Ereignisse. Wenn der Detektor H1 ausgelesen werden soll und das TOF etwas „gesehen" hat, so muß die von ihm gemessene Zeit über einer gewissen Schwelle liegen. Die Zeit, die ein mit annähernd Lichtgeschwindigkeit fliegendes Teilchen benötigt, um die drei Meter vom Wechselwirkungspunkt zum TOF zurückzulegen, beträgt ungefähr $10\,ns$. Der Zeitunterschied zwischen „schlechten" und „guten" Ereignissen ist doppelt so groß. Die Zeitauflösung des Flugzeitmeßsystems muß also im Bereich einer Nanosekunde liegen. Die zum Auslesen verwendeten Photomultiplier liefern schnelle Signale mit einer Anstiegszeit im Bereich einer Nanosekunde, so daß die geforderte Zeitauflösung ohne Probleme erreicht wird.

3.2.3 Das Kalorimeter

Aufbau des Kalorimeters

Das VLQ-Kalorimeter folgt unmittelbar dem Flugzeitmeßsystem in positiver z-Richtung, d.h. protonstrahlaufwärts (siehe Abbildung 3.5). Eine schematische Darstellung des Kalorimeters zeigt Abbildung 3.7. Es ist in der sogenannten Sandwichstruktur gebaut,

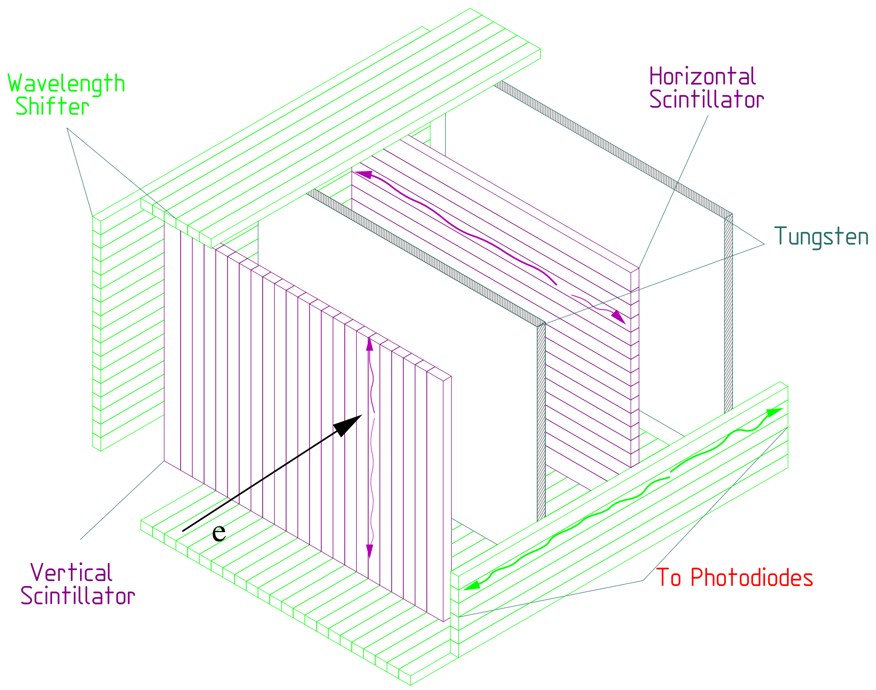

Abbildung 3.7: *Schematische Darstellung des VLQ-Kalorimeters. Als Absorbermaterial dient Wolfram, der aktive Teil des Kalorimeters besteht aus Plastikszintillatorstreifen. Das Licht wird von den seitlich angeordneten Wellenlängenschiebern absorbiert und zu deren Stirnflächen geleitet, wo es von Photodioden nachgewiesen wird.*

ein Ausdruck, der von den sich abwechselnden Schichten von passivem und Szintillatormaterial, aus denen das Kalorimeter aufgebaut ist, stammt. Als Absorbermaterial dient Wolfram, der aktive Teil des Kalorimeters wird aus Plastikszintillatorstreifen gebildet. Wolfram eignet sich für eine kompakte Bauweise des Kalorimeters, da es eine hohe Kernladungszahl ($Z = 74$) und eine hohe Dichte ($\varrho_W = 19.3\, g/cm^3$) hat. Dieses Wolfram-Szintillator-Sandwichkalorimeter unterscheidet sich von den gewöhnlichen Sandwichkalorimetern dadurch, daß die Szintillatorflächen in Streifen segmentiert sind. Die Streifen sind abwechselnd von Szintillatorschicht zu Szintillatorschicht in $x-$ und $y-$Richtung angeordnet. Dadurch möchte man den Auftreffort der Elektronen im Kalorimeter bestimmen. Das Prinzip dieser Methode beruht darauf, daß der Schauer, den das Elektron im Kalorimeter auslöst, nur in den Streifen Licht erzeugt, die von ihm getroffen wurden. Mit den in $x-$Richtung orientierten Streifen kann man also die $y-$Koordinate und mit den in $y-$Richtung orientierten die $x-$Koordinate bestimmen. Dazu muß allerdings das Licht im jeweiligen Streifen verbleiben. Zu diesem Zweck umwickelt man alle Szintillatorstreifen mit weißem Papier, das das aus den Streifen austretende Licht absorbiert, teilweise auch reflektiert, und damit verhindert, daß es in die Nachbarstreifen gelangt. Die rauhe Papieroberfläche verhindert den optischen Kontakt zwischen Papier und Szintillator, die Totalreflexion bleibt erhalten und die Szintillatorstäbe können als Lichtleiter wirken. Das Licht kann die Szintillatoren nicht mehr verlassen und wird zu deren Stirnseiten geleitet. Das blaue Szintillatorlicht tritt dann dort aus und wird von den Wellenlängenschieberstreifen absorbiert. Das über die gesamte Kalorimeterlänge integrierte Licht wird im grünen Wellenlängenbereich reemittiert. Es wird zu den Stirnseiten der Wellenlängenschieber propagiert, wo es von Photodioden nachgewiesen wird. Die Signale werden zur Weiterverarbeitung an die Ausleseelektronik gegeben.

Aufgabe des VLQ-Kalorimeters

In erster Linie dient das VLQ-Kalorimeters zur Messung der Energie des gestreuten Elektrons. Ebenso dient es zur Rekonstruktion von Teilchen durch die in ihm deponierten Energien, z.B. die Rekonstruktion eines π^0-Mesons durch die Energien zweier Photonen. Aber auch zur Aufklärung der in Abschnitt 3.2.1 erwähnten Mehrdeutigkeit der Elektronenspurrekonstruktion ist es nützlich. Dazu muß man den Auftreffpunkt des Elektrons im Kalorimeter kennen. Um diesen zu bestimmen, nutzt man die Tatsache, daß ein Synchrotronphoton mit der Energie von höchstens einigen MeV keine meßbare Energie im Kalorimeter hinterläßt, da das Kalorimeter erst auf Energien größer als ein GeV anspricht. Die Elektronen verursachen also im Kalorimeter ein Signal, die Synchrotronphotonen hingegen nicht. Konnte der Auftreffpunkt im Kalorimeter gemessen werden, so muß die Elektronenspur, die aus den Spurdetektordaten rekonstuiert wurde, genau auf diesen Punkt zeigen. Da die aus den Treffern durch Synchrotronstrahlung in den Ebenen des Spurdetektors rekonstruierten Spuren im allgemeinen nicht auf den aus dem Kalorimeter rekonstruierten Auftreffpunkt zeigen, kann man diese Ereignisse jetzt verwerfen. Dazu ist natürlich eine gute Ortsauflösung wichtig. Aber auch in anderen Situationen ist eine hohe Ortsauflösung wichtig. Z.B. hinterlassen Photonen aus der $ep-$Kollision im VLQ-Kalorimeter eine meßbare Energie, für den Spurdetektor sind hingegen ungeladene Teilchen unsichtbar. Aus der Ortsmessung im Kalorimeter kann dann die Flugrichtung des Photons rekonstruiert werden. Das ist auch wichtig für die Kalibration des Kalorimeters mit QED-Compton-Ereignissen. Das VLQ muß dabei jeweils das gestreute Elektron und ein Photon nachweisen. Weiterhin braucht man eine gute Ortsauflösung, um Pionen und Elektronen im Kalorimeter unterscheiden zu können, wenn das geladene Pion in sehr engem Abstand von einem neutralen Pion begleitet wird. Die geladenen Pionen hinterlassen eine Spur im Spurdetektor, die zwei Photonen aus dem π^0-Zerfall verursachen einen elektromagnetischen Schauer im VLQ-Kalorimeter. Das gesamte Signal sieht so aus, als ob es von einem Elektron stammte. Da die beiden Signale aber von unterschiedlichen Teilchen stammen, sollte die rekonstruierte Spur nicht auf den Auftreffpunkt im Kalorimeter zeigen. Das Signal ist also mit aller Wahrscheinlichkeit nicht von einem Elektron verursacht worden, wenn die rekonstruierte Spur nicht auf den rekonstruierten Punkt im Kalorimeter zeigt. Damit verhindert die Ortsauflösung des VLQ-Kalorimeters Fehlmessungen durch Pionuntergrund [STELL98].

Eine wichtige Aufgabe des VLQ-Kalorimeters besteht darin, einen von ihm selbst verursachten Untergrundeffekt zu erkennen, die sogenannten *Single-Diode-Events (SDE)*. Der aktive Teil des Kalorimeters, die Plastikszintillatorstreifen, ist in der Lage, die $x-$ und $y-$Projektion des Schauerprofils in redundanter Weise abzutasten. Da beide Enden jedes Szintillators ausgelesen werden und im Mittel gleich viel Licht an beide Enden des Szintillatorstreifens gelangt, wird für jede Richtung (x und y) das Schauerprofil zweimal, d.h. redundant, gemessen. Damit kann man die Single-Diode-Events, die von dem sogenannten *Nuclear Counter Effect* verursacht werden, unterdrücken. Darunter versteht man die Deposition von Ladung in der Photodiode durch den Durchgang von geladenen Teilchen oder die Absorption von Photonen. Dadurch wird eine Energiedeposition im VLQ-Kalorimeter vorgetäuscht. Dieser Effekt kann z.B. durch ein Synchrotronphoton verursacht werden. Um diesen unerwünschten Effekt nun zu erkennen, muß man einfach die beiden redundanten Messungen auf der unteren und oberen bzw. linken und rechten Seite des VLQ-Kalorimeters vergleichen. Stimmen die jeweils gegenüberliegenden Messungen innerhalb der normalen Fluktuationen überein, so handelt es sich um ein gutes Ereignis, ansonsten um Untergrund. Single-Diode-Events treten nämlich nur in einzelnen Photodioden auf, während das durch den Schauer entstandene Licht immer über mehrere Kanäle des Kalorimeters verteilt ist. Das ist eindrucksvoll in Abbildung 3.8 zu sehen. Man erkennt ein im DESY-Teststrahl gemessenes Elektron der Energie $5\,GeV$.

Durch das VLQ-Spektrometer ist man aber nicht nur in der Lage, die Single-Diode-Events zu unterdrücken, sondern man kann auch eine Energie- und Ortsmessung durchführen, die eigentliche Aufgabe eines Kalorimeters. So wird aus der Summe aller Energiedepositionen im Spektrometer die Energie des Elektrons bestimmt und durch die Messung der Schauerprojektionen in $x-$ und $y-$Richtung und Berechnung des energiegewichteten Schwerpunktes der Auftreffpunkt des Elektrons rekonstruiert.

3.2.4 Die Energieauflösung des VLQ-Kalorimeters

Das VLQ-Kalorimeter ist ein sogenanntes Samplingkalorimeter. Ein Samplingkalorimeter besteht aus zwei Komponenten, wobei die eine als Absorber- die andere als Nachweismaterial dient. Der elektromagnetische Schauer ist nur im aktiven Material sichtbar und wird an bestimmten Stellen abgetastet. Daher der Name Samplingkalorimeter. Die relative Energieauflösung eines Samplingkalorimeters für Elektronen und Photonen beträgt:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \sqrt{\left(\frac{P_1}{\sqrt{E/GeV}}\right)^2 + P_2^2 + \left(\frac{P_3}{E/GeV}\right)^2}\,. \tag{3.3}$$

Sie setzt sich aus drei Beiträgen zusammen. $P_1 \cdot \frac{1}{\sqrt{E}}$ ist der „Samplingterm“, der durch statistische Fluktuationen der Abtastung zustande kommt. Das VLQ-Kalorimeter als Samplingkalorimeter sieht nur die Spurlänge der geladenen Schauerteilchen im aktiven Medium und bestimmt darüber die Anzahl N der Teilchen im Schauer, die durch das

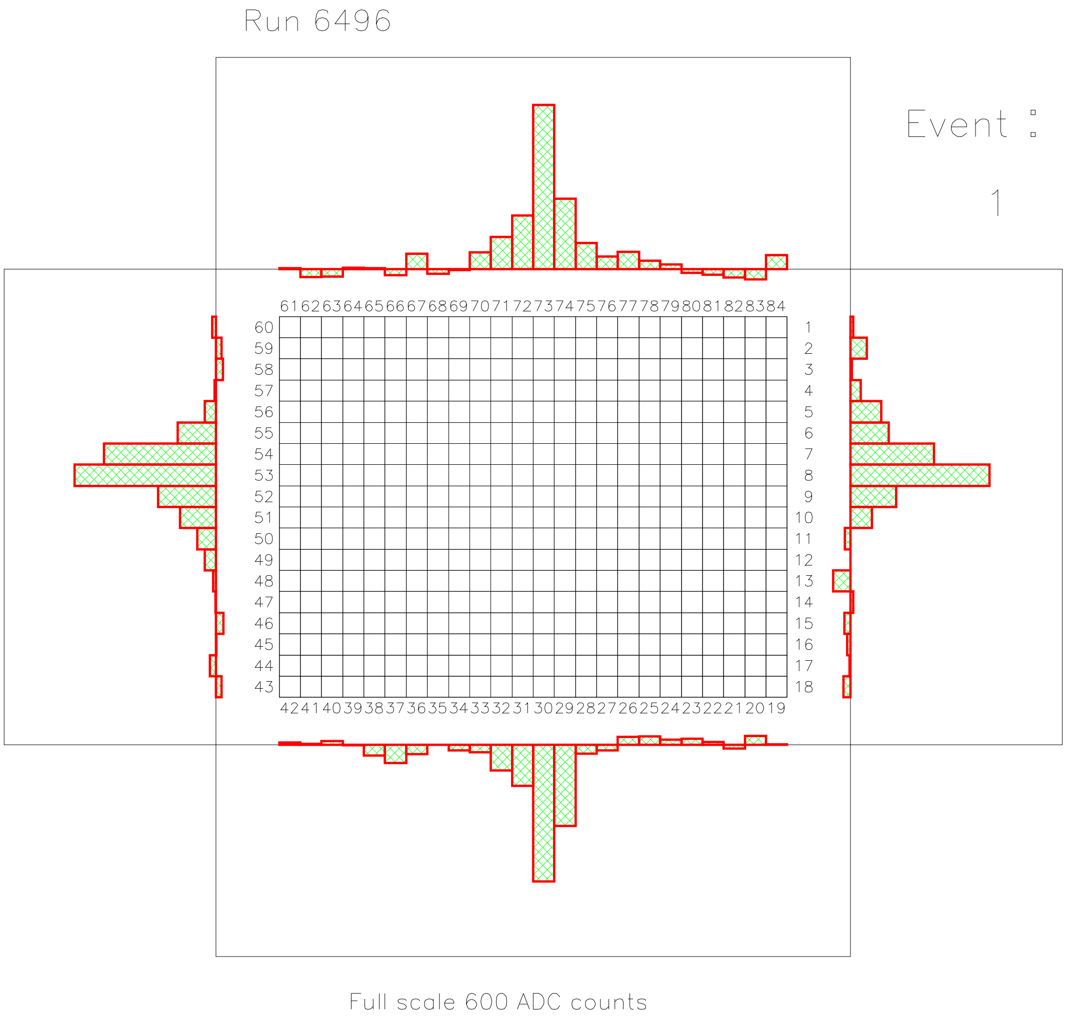

Abbildung 3.8: *Eventdisplay eines Elektrons mit einer Energie von* 5 *GeV (DESY-Teststrahl).*

aktive Medium fliegen. Die Anzahl N fluktuiert gemäß der Poissonstatistik mit $\sqrt{N}$ und ist proportional zur Anfangsenergie E. P_1 ist eine Proportionalitätskonstante, die das Kalorimeter charakterisiert.

Der Beitrag P_2 ist der sogenannte „konstante Term“. Er folgt aus der Fluktuation der Anzahl der aus einem endlich ausgedehnten Kalorimeter austretenden Schauerteilchen. Das bedeutet einen Energieverlust, der von Ereignis zu Ereignis variieren kann. Die Fluktuationen wachsen etwa linear mit der Energie an. Somit ist P_2 konstant.

Als dritter Beitrag zur Energieauflösung des VLQ-Kalorimeters tritt der „Rauschterm“ $P_3 \cdot \frac{1}{E}$ auf. Er ist unabhängig von der aktiven Struktur des Kalorimeters und beschreibt das Rauschen der das Kalorimeter auslesenden Elektronik. Das Rauschen liefert eine von der Energie unabhängige Schwankung des ausgelesenen Kalorimetersignals. Für große Energien kann man den Rauschterm vernachlässigen.

Da alle drei Beiträge zur Energieauflösung unabhängig voneinander sind, kann man

sie wie in Gleichung (3.3) geschehen, quadratisch zur Gesamtauflösung addieren.
Die Größen P_1, P_2 und P_3 für das VLQ-Kalorimeter wurden aus gemessenen Daten ermittelt [STELL98]. Im einzelnen erhielt man für

$$P_1 = 19\% \pm 6\%$$

$$P_2 = 6.4\% \pm 3\%$$

$$P_3 = 23.4\% \pm 0.9\% \;.$$

3.2.5 Der Fahrmechanismus

Das VLQ-Kalorimeter ist zusammen mit dem Spurdetektor an einer Fahrmechanik befestigt. In Abbildung 3.5 ist das untere Modul in seiner Ruheposition, das obere ganz an das Strahlrohr, in seine Meßposition, herangefahren. Durch den Fahrmechanismus können die einzelnen Module hinter das Eisen gefahren und so vor Strahlenschäden geschützt werden. Bei einer Fehlsteuerung des Strahls könnte dieser die direkt am Strahlrohr befindlichen Detektoren treffen. Einer solch intensiven Strahlenbelastung können sowohl die Streifendetektoren als auch die Szintillatoren auf Dauer nicht Stand halten. Die Signale, die diese beiden Komponenten liefern, nehmen bei Bestrahlung immer mehr ab. Aber auch die Ausleseelektronik kann durch zu starke Bestrahlung beschädigt werden. Der Fahrmechanismus ist in der Lage, die gefährdeten Teile der Detektoren bei kritischen Strahlbedingungen aus der Gefahrenzone herauszufahren, um so Schäden zu vermeiden. Auch fährt man die Module dann teilweise heraus, wenn der Untergrund durch Synchrotronstrahlung zu hoch ist, um mit dem Spurdetektor messen zu können. Bei einer gewissen Position ist dann ein sinnvolles Messen wieder möglich.
Im Normalfall werden die Bauteile hauptsächlich durch die Photonen der Synchrotronstrahlung belastet. Die Szintillatoren des Kalorimeters sind durch sein Gehäuse gegen diese Photonen mit einer Energie von ungefähr $100\,keV$ geschützt. Es werden also primär die Spurdetektoren geschädigt. Allerdings wird keine Beeinträchtigung der Qualität des Spurdetektors durch Strahlenschäden erwartet, da die vermutete Belastung unterhalb des kritischen Wertes liegt.
Die Position des Fahrtisches muß mit mindestens der gleichen Genauigkeit bekannt sein wie der Spurdetektor die Position bestimmen kann, da diese Informationen sehr wichtig für die genaue Rekonstruktion der Kinematik sind. Die Position des Fahrtisches muß also mit einer Genauigkeit von mindestens $20\,\mu m$ bekannt sein. Dazu sind Meßvorrichtungen am Tisch angebracht, die seine Position mit einer Genauigkeit von ungefähr einem μm bestimmen können.

3.3 Meßgenauigkeit des VLQ-Spektrometers

Hier wird kurz auf die Auswirkung der Meßungenauigkeiten, im folgenden Fehler genannt, der direkt gemessenen Größen auf die physikalisch relevanten Größen eingegangen.

3.3.1 Fehlerbetrachtungen für die Variablen Q^2, x und θ_e

Ersetzt man in den Gleichungen (1.10) und (1.11) ϑ_e durch $\pi - \theta_e$ und nimmt man θ_e als sehr klein an, so ergibt sich für Q^2

$$Q^2 = 4E_eE_e' \sin^2\frac{\theta_e}{2} \approx 4E_eE_e'\left(\frac{\theta_e}{2}\right)^2 \tag{3.4}$$

und für x

$$x = \frac{E_e'\sin^2\frac{\theta_e}{2}}{E_P\left(1 - \frac{E_e'}{E_e}\cos^2\frac{\theta_e}{2}\right)} \approx \frac{E_e'\left(\frac{\theta_e}{2}\right)^2}{E_P\left(1 - \frac{E_e'}{E_e}\right)} . \tag{3.5}$$

θ_e ist dabei der Winkel zwischen der negativen z-Achse und der Richtung des gestreuten Elektrons. Da Elektronen, die im VLQ-Spektrometer nachgewiesen werden sollen, ein θ_e kleiner als drei Grad haben müssen, ist die Annahme kleiner Winkel gerechtfertigt. Da die Messung von E_e' und θ_e durch die endliche Auflösung der Detektoren mit einem Fehler behaftet ist, sind auch die kinematischen Variablen Q^2 und x mit einem Fehler behaftet. Aus der Gleichung (3.4) erhält man den relativen Fehler von Q^2:

$$\frac{\sigma(Q^2)}{Q^2} = \left(\frac{\sigma(E_e')}{E_e'}\right) \oplus 2\left(\frac{\sigma(\theta_e)}{\theta_e}\right)^{2} \tag{3.6}$$

und aus Gleichung (3.5) den relativen Fehler von x:

$$\frac{\sigma(x)}{x} = 2\left(\frac{\sigma(\theta_e)}{\theta_e}\right) \oplus \left(\frac{E_e}{E_e - E_e'}\frac{\sigma(E_e')}{E_e'}\right) \tag{3.7}$$

Für $E_e' \to E_e$ divergiert Gleichung (3.7). Man beschränkt sich deshalb in der Analyse auf Ereignisse mit einem $y \approx \frac{E_e - E_e'}{E_e}$, das größer als eine Schwelle von ungefähr 0.15 ist, um eine akzeptable $x-$Auflösung zu erhalten.

Der Fehler $\sigma(\theta_e)$ der Winkelmessung ist durch den Fehler $\sigma(Z)$ in der Vertexbestimmung und den Fehler $\sigma(r)$ der Ortsmessung im VLQ-Spektrometer bestimmt (Z: $z-$Koordinate des Vertex, r: vom VLQ-Spurdetektor gemessener Abstand von der $z-$Achse). Für den relativen Fehler in der Winkelmessung ergibt sich wegen $\theta_e = \frac{r}{Z}$

$$\frac{\sigma(\theta_e)}{\theta_e} = \left(\frac{\sigma(r)}{r}\right) \oplus \left(\frac{\sigma(Z)}{Z}\right) . \tag{3.8}$$

Unter Vernachlässigung der Meßunsicherheit der Vertexposition, ist der relative Fehler der Winkelmessung gleich dem relativen Fehler der Ortsmessung im VLQ-Spurdetektor. Ist zusätzlich diese Ortsmessung besser als $100\mu m$, so hängt die Auflösung von x und Q^2 eigentlich nur noch von der Unsicherheit der Energiemessung ab (s. Gl. (3.6), (3.7)).

[2] $a \oplus b$ bedeutet die quadratische Summation der beiden Größen a und b: $a \oplus b = \sqrt{a^2 + b^2}$ bei gegenseitiger Unabhängigkeit von a und b

3.3.2 Meßgenauigkeit für die Variablen x und Q^2

Das VLQ-Spektrometer überdeckt einen Winkelbereich von $\theta_{min}^{VLQ} = 177.3°$ bis $\theta_{max}^{VLQ} = 179.4°$. Die Länge (in $z-$Richtung) des VLQ-Spektrometers beträgt ungefähr 12 cm, die Breite (in $x-$Richtung) ebenfalls 12 cm. Die Höhe (in $y-$Richtung) der aktiven Fläche beträgt ungefähr 9 cm, wodurch auch der maximal abgedeckte Winkelbereich zwischen $\theta_{min}^{VLQ} = 177.3°$ und $\theta_{max}^{VLQ} = 179.4°$ festgelegt ist. Abbildung 3.9 zeigt den Akzeptanzbereich in der $x - Q^2$-Ebene [BERG96] (vgl. auch Abb. 1.2). Die mit $\theta_{\cdots}^{\cdots}$ bezeichneten

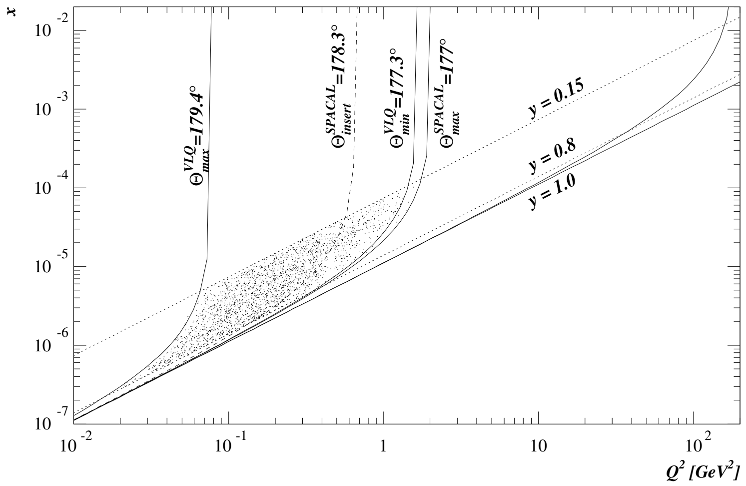

Abbildung 3.9: *Akzeptanzbereich des VLQ-Spektrometers in der $x-Q^2$ Ebene. Es ist deutlich der Überlappbereich von VLQ und Spacal zu erkennen [BERG96] (vgl. auch Abbildung 1.2).*

Kurven geben die Ablenkwinkel des gestreuten Elektrons an. Der Überlappungsbereich des VLQ-Spektrometers mit dem Spacal ist deutlich zu erkennen.

Die Meßgenauigkeit des VLQ-Spektrometers wurde aus simulierten $ep-$Kollisionen in HERA bestimmt [BERG96]. Dazu hat man die mit dem VLQ-Spektrometer rekonstruierte Kinematik der Ereignisse mit der bekannten Kinematik der Simulation verglichen. Die mit dem VLQ rekonstruierte Kinematik ist dabei natürlich mit Meßfehlern behaftet. Die Auflösung wurde dann aus der Breite der Verteilung der Differenz aus rekonstruierter und generierter Kinematik bestimmt. Für die Energieauflösung des Kalorimeters ergibt die Simulation [STELL98]:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \left(\frac{14.3\%}{\sqrt{E[GeV]}} \right) \oplus (2.1\%) \,. \tag{3.9}$$

Die Ortsauflösung des VLQ-Spurdetektors beträgt $20\,\mu m$ [BERG96]. Für die Auflösung in x erhielt man auf diese Weise einen Wert von 11.5%, für die Auflösung in Q^2 einen Wert von 4.4%. Dabei wurde jeweils über den Akzeptanzbereich gemittelt. Beide Auflösungen bleiben in diesem nahezu konstant. Mit diesen Auflösungen kann man eine feine Rasterung des Meßbereichs erzielen und die kinematischen Größen den einzelnen richtigen Rasterpunkten zuordnen, um z.B Strukturfunktionen zu messen.

3.3.3 Die Meßgenauigkeit für den $Z-$Vertex

Neben einer möglichst genauen Bestimmung der Winkel soll der Spurdetektor unabhängig vom Detektor H1 den Vertex bestimmen. Die Auflösung der $z-$Koordinate bestimmt sich zu 10.6 cm, wieder über den Akzeptanzbereich gemittelt. Die Breite der Vertexverteilung von HERA beträgt ca. 11 cm. Beide Auflösungen haben also die gleiche Größenordnung. Durch die gute Auflösung kann man Untergrundereignisse, wie z.B. Wechselwirkungen zwischen Elektron und Restgas in der Strahlröhre, erkennen und ablehnen und inklusive Messungen des Wirkungsquerschnittes vornehmen.

Man hat eine Ortsauflösung des Spurdetektors von 20 μm für die Spurrekonstruktion angenommen. Je größer der Winkel zwischen negativer z-Achse und Elektronflugrichtung ist, d.h. je größer der Abstand zwischen Strahlachse und rekonstruiertem Punkt ist, desto besser ist die Vertexauflösung. Das kann man verstehen, da sich der $Z-$Vertex nach $Z = R/\tan\alpha$ berechnet (R: rekonstruierter Ort im VLQ, α: Winkel zwischen negativer z-Achse und Elektronflugrichtung). Dieser Ausdruck ist für kleine α sehr empfindlich auf Fehler im rekonstruierten Ort R im VLQ ($\tan\alpha \to 0$ für $\alpha \to 0$). Die erreichbare Vertexauflösung wird nicht durch die Ortsauflösung im VLQ-Spurdetektor begrenzt, sondern durch Vielfachstreuung des Elektrons in der Strahlrohrwand [BERG96]. Zur Beschreibung der Kinematik ist sowohl die Energie- als auch die Vertexauflösung zufriedenstellend.

3.4 Zusammenfassung der Anforderungen an das VLQ-Spektrometer

Hier folgt eine kurze Zusammenfassung der Anforderungen an die einzelnen Komponenten des VLQ-Spektrometers. Sie ergeben sich aus der gewünschten Meßgenauigkeit und aus der vorhandenen H1-Infrastruktur.

- Der Spurdetektor (Abschnitt 3.2.1)
  - Um die geforderte Vertexauflösung für inklusive Messungen zu erreichen, muß die Ortsauflösung des Spurdetektors etwa 20μm betragen.
- Das Flugzeitmeßsystem TOF (Abschnitt 3.2.2)
  - Damit alle Teilchen, die von hinten in das VLQ-Kalorimeter fliegen, vom TOF gesehen werden können, muß seine aktive Fläche die gesamte aktive Fläche des VLQ-Kalorimeters überdecken.
  - Der TOF-Detektor stellt nicht nur für vom VLQ ausgelöste Trigger sein Veto zur Verfügung, sondern für den gesamten Detektor H1. Deshalb wurde das TOF fest am Strahlrohr montiert.
  - Um richtige Ereignisse von Untergrundereignissen trennen zu können, muß das TOF mindestens eine Zeitauflösung von etwa einer Nanosekunde haben.
- Das Kalorimeter (Abschnitt 3.2.3)
  - Aufgrund der Einbauumgebung des VLQ-Spektrometers ist seine Länge auf maximal 160 mm beschränkt. Es muß sowohl die Ausleseelektronik als auch die aktive Struktur des Kalorimeters in dieser Länge untergebracht werden.

– Um Treffer im Spurdetektor durch Synchrotronstrahlung zu erkennen, muß die Ortsauflösung ungefähr ein Millimeter betragen. Außerdem hilft eine gute Ortsauflösung bei der Separation von Elektronen und Pionen.

– Durch die Kinematik ist die maximale Energie der Elektronen, die im VLQ-Kalorimeter nachgewiesen werden, auf $30\,GeV$ beschränkt. Um die geforderte Meßgenauigkeit für die kinematischen Variablen zu erzielen, sollte die Energieauflösung für $30\,GeV$ Elektronen im Bereich von drei bis vier Prozent liegen.

– Es soll bis zu sehr kleinen Winkeln gemessen werden. Deshalb sollen die Schauer im Kalorimeter möglichst kompakt sein, um bis sehr nahe an den Rand des Kalorimeters messen zu können.

- Die Fahrmechanik (Abschnitt 3.2.5)

  – Der Fahrmechanismus soll das Kalorimeter und den Spurdetektor vor Strahlenschäden schützen. Dazu fährt die Mechanik die beiden Module bei kritischen Strahlbedingungen und zu hoher Strahlenbelastung aus dem Gefahrenbereich.

  – Die Fahrmechanik muß Informationen über die absolute Position der Detektoren liefern, um damit die kinematischen Größen rekonstruieren zu können. Die Genauigkeit dieser Informationen muß höher sein als die Ortsauflösung im Spurdetektor. D.h. sie muß im Bereich einiger Mikrometer liegen.

3.5 Die optimierte Geometrie der aktiven Struktur des VLQ-Kalorimeters

Bei den Bestrebungen, die aktive Struktur des VLQ-Kalorimeters (s. Abschnitt 3.2.3) zu optimieren, damit das Kalorimeter die an es gestellten Anforderungen (s. Abschnitt 3.4) erfüllt, standen zwei Probleme im Vordergrund:

1. Wie dick müssen die Wolfram- bzw. Szintillatorschichten sein, damit die bei vorgegebener Länge der aktiven Struktur geforderte Energieauflösung erreicht wird?

2. Wie breit müssen die Szintillatorstreifen sein, damit die geforderte Ortsauflösung erreicht wird?

Diese beiden Fragen wurden mit Hilfe von Schauersimulationen (GEANT-Simulation [GEANT]) beantwortet. Die sich daraus ergebende Optimierung führte auf die in Abbildung 3.10 zu erkennende aktive Struktur des VLQ-Kalorimeters [STELL98]. Sie besteht aus je zwölf Schichten aus abwechselnd in $x-$ und $y-$Richtung orientierten Szintillatorstreifen von $3.0\,mm$ Dicke, $124\,mm$ Breite und $94\,mm$ Höhe und aus 23 Absorberschichten der Dicke von $2.5\,mm$. Die Absorberplatten bestehen aus 95% Wolfram und 5% Nickel-Kupfer-Binder und haben eine Dichte von $18\,g/cm^3$. Sie haben eine Strahlungslänge X_0 von von $3.9\,mm$. Die Strahlungslänge X_0 ist dabei definiert als die Dicke des Materials, die im Mittel von einem hochenergetischen Elektron durchlaufen

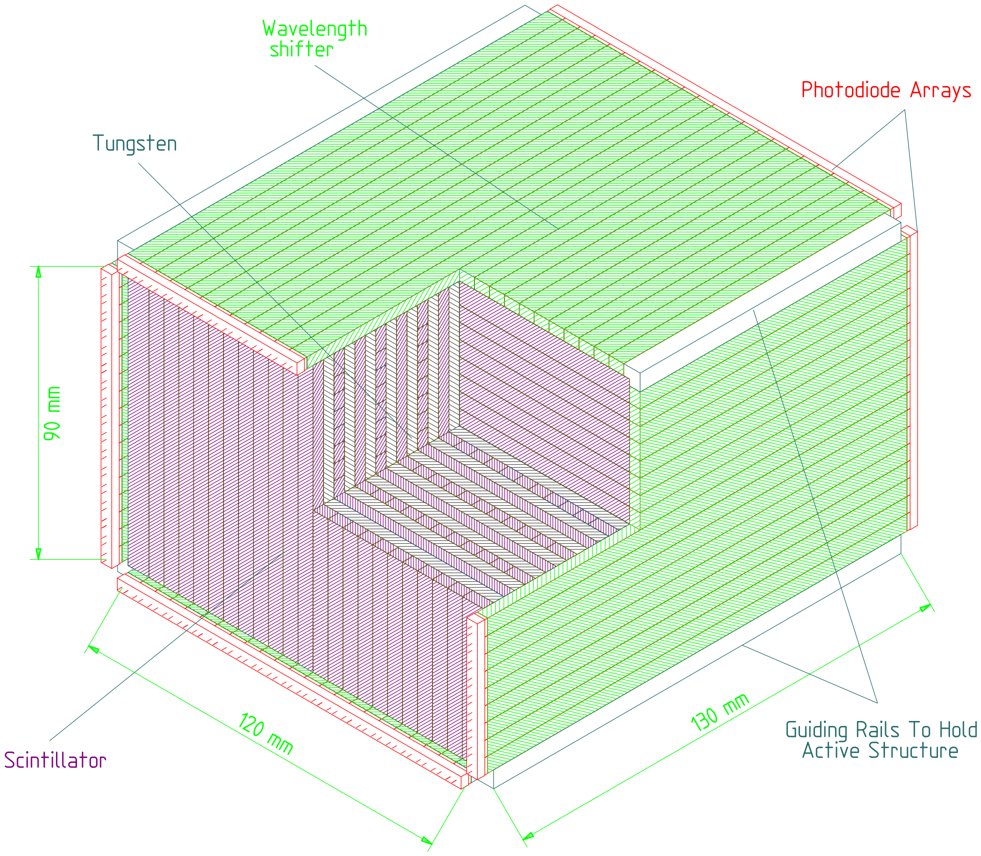

Abbildung 3.10: *Die optimierte aktive Struktur des VLQ-Kalorimeters (s. Tabelle 3.1).*

werden muß, damit seine Energie um den Faktor $\frac{1}{e}$ durch Eimission von Bremsstrahlung reduziert wird. Der Molière-Radius R_M beträgt $1.25\,cm$. Er ist definiert als

$$R_M = 21\,MeV\frac{X_0}{E_C}\,. \tag{3.10}$$

Dabei ist X_0 die Strahlungslänge und E_C die sogenannte *kritische Energie*

$$E_C = \frac{580\,MeV}{Z}\,. \tag{3.11}$$

Z ist die Kernladungszahl des Kalorimetermaterials. Unterhalb der kritischen Energie E_C ist der Energieverlust der Elektronen durch Ionisation ausschlaggebend, oberhalb der durch Bremsstrahlung [KLEIN87]. Für Wofram ($Z = 72$) beträgt die kritische Energie $E_C = 8\,MeV$. Betrachtet man die Energieverteilung um die Schauerachse , so sind ungefähr 99% der Schauerenergie in einem Radius von $3\,R_M$ um die Schauerachse enthalten und noch 95% in einem Radius von $2\,R_M$.

Die aus den oben genannten Komponenten aufgebaute Wolfram-Szintillator-Sandwichstruktur ist an vier Führungsschienen befestigt, die jeweils an den Ecken befestigt

Parameter	Wert
Länge [mm]	129.5
Breite [mm]	124.0
Höhe [mm]	94.0
Gewicht [kg]	12.9
Zusammensetzung der Absorberplatten [%]	95% Wolfram 5% Nickel-Kupfer-Binder
Dichte der Absorberplatten [g/cm^3]	18
Dichte der Szintillatorplatten [g/cm^3]	1.03
Mittlere Dichte der aktiven Struktur [g/cm^3]	8.6
Dicke der Absorberplatten [mm]	2.5
Dicke der Szintillatorplatten [mm]	3
Anzahl der Absorberplatten	23
Anzahl der horizontalen Szintillatorschichten	12
Anzahl der vertikalen Szintillatorschichten	12
Anzahl der horizontalen Szintillatorstreifen pro Ebene	18
Anzahl der vertikalen Szintillatorstreifen pro Ebene	24
Gesamtanzahl der horizontalen Szintillatorstreifen	216
Gesamtanzahl der vertikalen Szintillatorstreifen	288
Strahlungslänge des Absorbers [mm]	3.9
Strahlungslänge des Szintillators [cm]	42.4
Gesamttiefe [Strahlungslängen]	15.3
Molière-Radius R_M [cm]	1.25
Anzahl der Auslesekanäle	84

Tabelle 3.1: *Daten der aktiven VLQ-Kalorimeterstruktur für die Simulation.*

sind. Da diese Schienen zwei Millimeter breit sind, müssen die äußeren Szintillatorstreifen in jeder Schicht zwei Millimeter breiter sein als die Streifen in der Mitte. Das muß so sein, um dem fünf Millimeter breiten Wellenlängenschieberstreifen am äußeren Rand die entsprechende Ausleseflähe zur Verfügung zu stellen, da die Führungsschiene einen Teil des Szintillators verdeckt. Die Szintillatorplatten, die in $x-$Richtung orientiert sind, bestehen aus 16 Szintillatorstreifen der Breite fünf Millimeter und aus zwei Randstreifen der Breite sieben Millimeter. Diejenigen, die in $y-$Richtung orientiert sind, bestehen aus 22 Szintillatorstreifen ebenfalls der Breite fünf Millimeter und aus zwei Randstreifen der Breite sieben Millimeter. Die horizontal angeordneten Szintillatorstreifen werden an ihren rechten und linken Seiten mit jeweils 18 fünf Millimeter breiten Wellenlängenschieberstreifen ausgelesen, die vertikal angeordneten mit jeweils 24 ebenfalls fünf Millimeter breiten Wellenlängenschieberstreifen. Damit ergibt sich eine Gesamtsumme von 84 Auslesekanälen pro Kalorimetermodul. Eine Zusammenfassung der oben vorgestellten technischen Daten der aktiven Struktur des VLQ-Kalorimeters, wie sie bei der Simulation verwendet wurden, findet sich in Tabelle 3.1.

Die in die Haltevorrichtung eingebaute aktive Struktur des VLQ-Kalorimeters ist in Abbildung 3.11 zu sehen. Abbildung 3.12 zeigt die beiden komplett fertiggestellten VLQ-Kalorimeter Module [STELL98]. Sie wurden in einem Elektronenteststrahl des DESY-Synchrotrons Ende 1997 getestet. Dabei wurden sowohl Elektronen als auch Positronen der Energien ein bis sechs GeV benutzt.

3.6 Die Ausleseelektronik des VLQ-Spektrometers

3.6.1 Die elektronische Auslesekette

Die in den Plastikszintillatorstreifen des Kalorimeters durch die elektromagnetischen Schauer angeregten szintillierenden organischen Substanzen kehren im wesentlichen unter Emission von Photonen im blauen Spektralbereich in ihren Grundzustand zurück. Zum Nachweis des Lichts muß es aus dem Kalorimeter zu den Photodioden an den beiden Enden der Wellenlängenschieber gelangen. Dazu wird es durch Totalreflexion zunächst an die Enden der Szintillatorstreifen transportiert, wo es dann in den Wellenlängenschieber eintritt. Das blaue Licht wird absorbiert, im grünen Wellenlängenbereich reemittiert und durch Totalreflexion zu den Stirnseiten des Wellenlängenschiebers geführt, wo es von den auf beiden Seiten angebrachten Photodioden absorbiert wird. Die Photodioden sind im grünen Wellenlängenbereich empfindlicher. Aus Platzgründen können zur Auslese keine einzelnen Photodioden benutzt werden. Deshalb verwendet man zur Auslese spezielle Photodiodenarrays mit 18 bzw. 24 Kanälen, entsprechend den zwei verschieden langen Ausleseseiten des Kalorimeters. Durch Verluste auf dem Weg vom Entstehungsort des Lichts bis zur Photodiode erzeugen nur 5-10% des vom Schauer erzeugten Lichts ein Signal in der Photodiode. Die jeweils zwei Photodiodensignale pro Wellenlängenschieber werden auf einem speziell im ASIC-Labor in Heidelberg entwickelten Auslesechip (FroPhoDiChi, **Fro**nted **Pho**to **Di**ode Readout **Chi**p) [STELL98] verstärkt, anschließend summiert und an die Analogbox übermittelt, in der sich acht sogenannte Analogkarten befinden. In der Box werden die Signale verzögert und zwischengespeichert, um die Zeit zu überbrücken, die der Trigger des Detektors H1 für die Triggerentscheidung braucht. Nach einem Triggersignal werden die gespei-

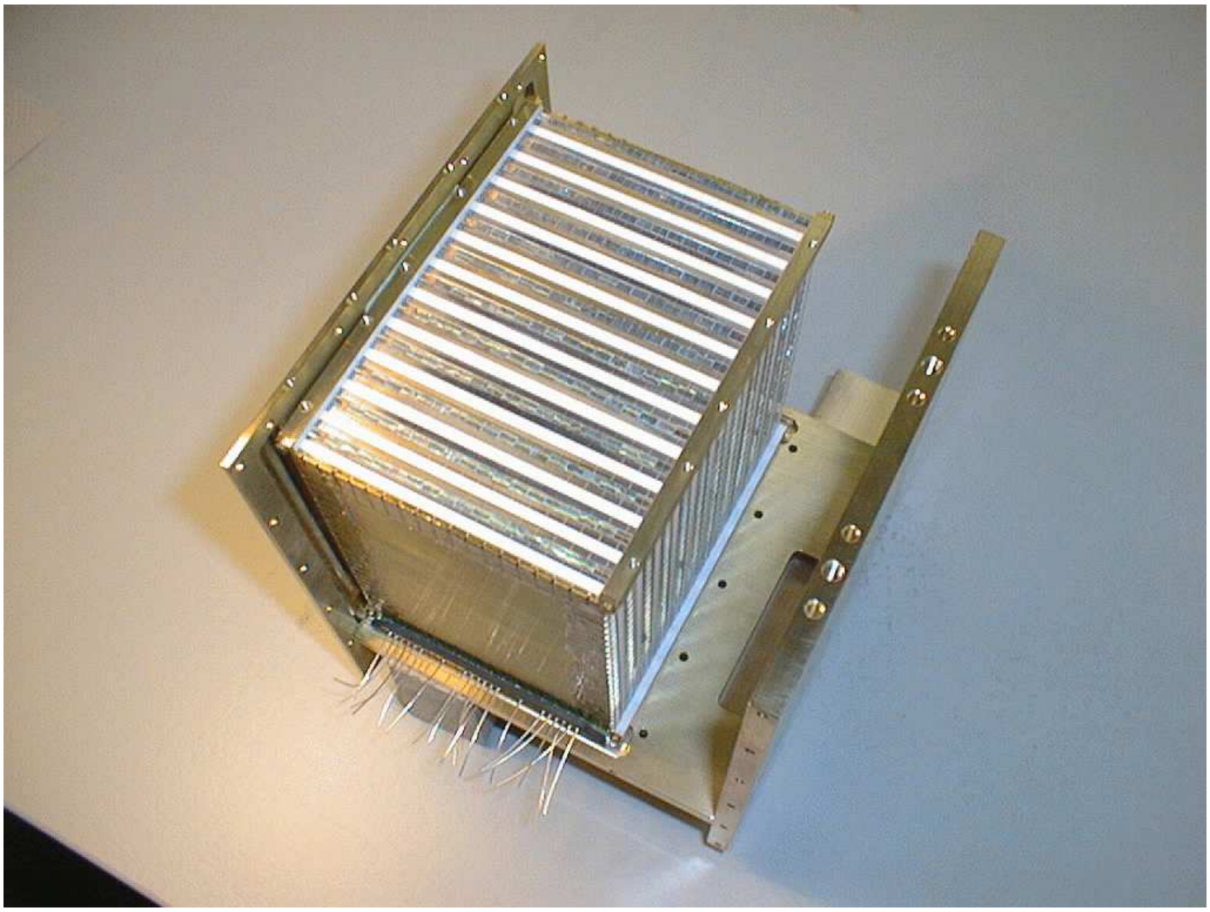

Abbildung 3.11: *Foto der aktiven Struktur des VLQ-Kalorimeters. Zu erkennen ist die Haltestruktur bestehend aus den Führungsschienen und den Messingendplatten. Durch die Haltestruktur werden die Schichten aus Wolfram und den in Papier eingewickelten Szintillatorstreifen zusammengehalten.*

cherten Spannungen zur weiteren H1-Standard-Kalorimeterauslese weitergeleitet. Eine schematische Darstellung der Auslesekette zeigt Abbildung 3.13. So werden die jeweils 84 Auslesekanäle sowie zehn Triggerkanäle beider VLQ-Module ausgelesen.

3.6.2 Der VLQ-Kalorimeter-Trigger

Ein Triggersignal dient dazu, interessante Ereignisse zu erkennen und die Auslese des Detektors H1 zu starten. Für das VLQ-Spektrometer sind interessante Ereignisse diejenigen, bei denen eine Energie im Kalorimeter deponiert wurde, die über einer gewissen Schwelle liegt. Diese Energieinformation muß innerhalb der Zeit zwischen zwei Bunchcrossings vorliegen. Die Information erhält man aus der Summe aller Kalorimeterkanäle. Da aber nicht jeder Kanal ein Signal zeigt, tragen diese nur zum Rauschen des Summensignals bei. Dadurch kann man „gute“ Ereignisse verlieren und “schlechte“ berücksichtigen, die Triggerschwelle wird *unscharf*. Deshalb ist die Triggerauslese seg-

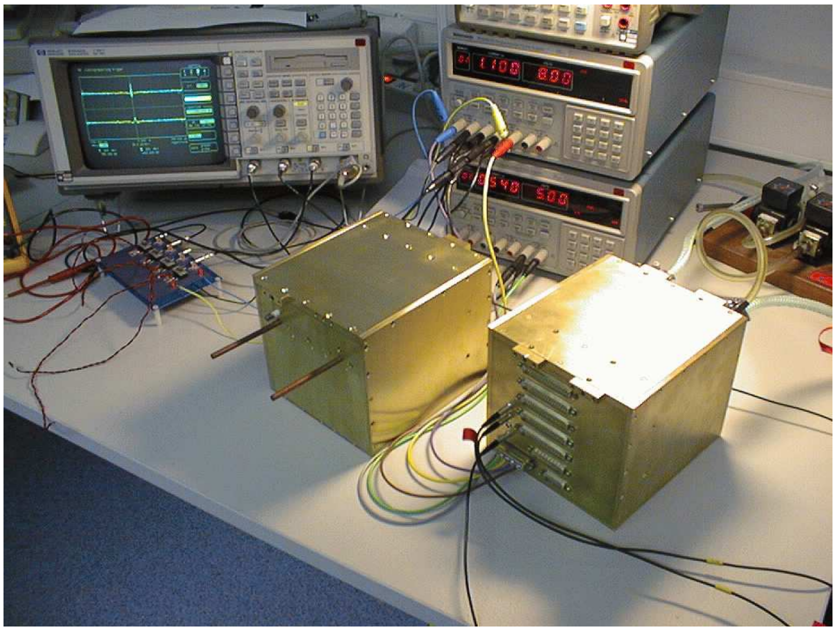

Abbildung 3.12: *Die beiden fertiggestellten VLQ-Kalorimeter Module.*

mentiert, so daß zu einem Triggersignal fast nur die Kanäle beitragen, die auch ein Signal enthalten. Es tragen nur die horizontalen Szintillatorschichten zum Triggersignal bei. Die beiden Seiten des Kalorimeters mit 18 Kanälen sind jeweils in Gruppen zu sechs Kanälen zusammengefaßt. Solch eine Sechsergruppe stellt die Triggersumme eines Auslesechips dar, die die Summe aus den sechs Kanälen auf dem Chip bildet. Auf diese Weise erhält man sechs Summen. Nun summiert man die Signale aus je zwei benachbarten Sechsergruppen, so daß sich überlappende Summen bilden. Das macht man aus einem einfachen Grund: Wenn ein Elektron genau zwischen zwei Sechsergruppen auftrifft, deponiert es im Mittel die Hälfte seiner Energie in jeder dieser Sechsergruppen. Würden nun die Signale der Sechsergruppen als Triggersignale verwendet, so würde das Elektron nicht akzeptiert, wenn seine Energie nur knapp über der Schwelle liegt. Die registrierte Energie wäre somit ortsabhängig. Um das zu vermeiden, werden aus den Signalen der sechs Sechsergruppen durch die Summierung zu überlappenden Summen vier Triggersignale pro Kalorimetermodul gebildet (N_1 bis N_4 für das obere Modul, N_5 bis N_8 für das untere Modul). Die insgesamt acht Signale, pro VLQ-Modul vier, werden zum Triggermodul weitergeleitet. Die Schwellen der in dem Triggermodul befindlichen Diskriminatoren können über Software geregelt werden. Die acht Signale werden je über einen Diskriminator mit einer sogenannten GPTP-Karte (**G**eneral **P**urpose **T**rigger **P**ipeline [DUH91]) verbunden und einzeln abgefragt. Dabei haben die Diskriminatoren eine gewisse Schwelle (NOISE, z.Z. $6\,GeV$), wodurch man in der Lage ist, z.B. Single-Diode-Events zu erkennen. Zusätzlich werden in dem Triggermodul die gegenbüberliegenden Signale N_1 und N_3 bzw. N_2 und N_4 aufsummiert, entsprechend für das untere Modul N_8 und N_6 bzw. N_7 und N_5. Dadurch wird die Antwort des Kalorimeters homogenisiert. Die summierten Signale werden dann jeweils auf zwei Diskriminatoren gegeben. Diese haben eine niedrige (LOW, z.Z. $8\,GeV$) und

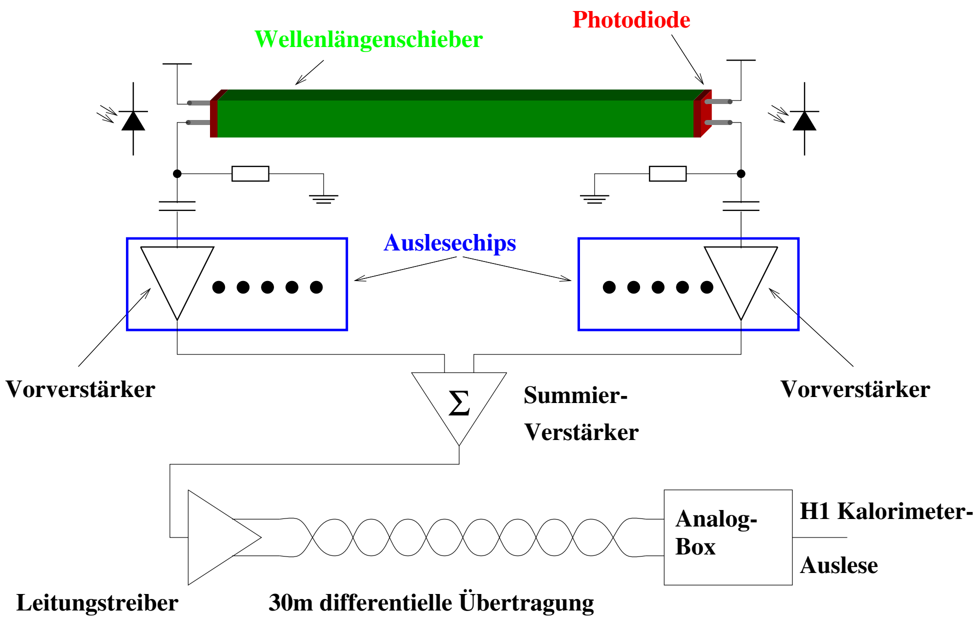

Abbildung 3.13: *Die Auslesekette des VLQ-Kalorimeters für einen Kanal. Jeder Wellenlängenschieber wird an beiden Enden von je einer Photodiode ausgelesen. Das Photodiodensignal wird durch die Ladungsverstärker auf den Auslesechips (FroPhoDiChi) verstärkt und anschließend die Signale von beiden Enden summiert. Das Summensignal wird dann über einen Leitungstreiber differentiell über ca. 30 m Kabel zur Analog-Box transportiert [STELL98].*

eine hohe (HIGH, z.Z. $10\,GeV$) Schwelle. Die beiden Schwellen entsprechen also unterschiedlichen Energien, auf die getriggert werden soll. Die Ausgänge dieser Diskriminatoren werden ebenfalls auf die GPTP-Karte gegeben. Insgesamt werden also 16 Signale, acht vom oberen und acht vom unteren VLQ-Modul, in die GPTP-Karte eingespeist. Auf der GPTP-Karte werden die Signale mit Hilfe einer sogenannten Look-Up-Table (LUT) logisch verknüpft. Man erhält schließlich acht Triggerbits, vier für das obere (TOPNOISE, TOPLOW, TOPHIGH, TOPSDE[3]) und vier für das untere (BOTNOISE, BOTLOW, BOTHIGH, BOTSDE) VLQ-Modul, die an die zentrale Triggerlogik (CTL: **C**entral **T**rigger **L**ogic) des Detektors H1 weitergegeben werden. Daran anschließend werden die „vier plus vier“ Triggerelemente (TE) an verschiedene H1-Subtrigger und zur Triggerratenanzeige geleitet.

Durch geeignete Kombinationen verschiedener Triggerbits ist man in der Lage, z.B. Single-Diode-Events zu erkennen, die interessanten Ereignisse mit einem hochenergetischen Elektron $E_e > 5\,GeV$ im VLQ-Spektrometer zu selektieren oder die QED-Compton-Ereignisse herauszufiltern.

[3]SDE: **S**ingle **D**iode **E**vent, s. Abschnitt 3.2.3

Kapitel 4

Die Monte-Carlo-Simulationen und Ereignisselektionen für das VLQ-Spektrometer

4.1 Motivation

Die Hauptaufgabe dieser Arbeit bestand darin, die Ereignisraten im VLQ-Spektrometer des H1-Experimentes bei HERA zu bestimmen. Diese zu kennen ist wichtig für die Suche nach Odderon-induzierten Prozessen, wie die elastische Produktion von pseudoskalaren Mesonen, hauptsächlich π^0's. Photoproduktionsereignisse und tiefinelastische Ereignisse bei kleinem Q^2 haben, bezogen auf γp-Wechselwirkungen, große Wechselwirkungsquerschnitte im Bereich einiger zehn bis $100\,\mu b$. Die mit diesen γp-Wechselwirkungsquerschnitten durch die Weizsäcker-Williams-Approximation verbundenen ep-Wechselwirkungsquerschnitte sind um einen Faktor von etwa 100 kleiner. Für die sogenannte „tagged"- Photoproduktion hat man dann immer noch Wirkungsquerschnitte von ca. $1.6\,\mu b$.

Für die Suche nach dem Odderon sieht es aber völlig anders aus. Die Gamma-Odderon-Fusion

$$\gamma \mathbb{O} \longrightarrow PS \tag{4.1}$$

steht in Konkurrenz zu und interferiert mit der $\gamma\gamma$-Fusion

$$\gamma\gamma \longrightarrow PS \tag{4.2}$$

(PS : Pseudoskalares Meson). Die Kinematik der beiden Prozesse ist völlig identisch. Bezogen auf ep-Wechselwirkungen liegt der Wirkungsquerschnitt für beide Reaktionen zusammen im Bereich von etwa $100\,pb$, und die damit verbundene Ereignisrate ist stark beschränkt. Durch die geometrische Akzeptanz des VLQ-Spektrometers wird die Rate zusätzlich reduziert. Aufgrund der die gleiche Charakteristik aufzeigenden Prozesse und der sehr kleinen Wirkungsquerschnitte ist es sehr schwierig, den Odderonanteil nachzuweisen. Die Matrixelemente der beiden Anteile addieren sich kohärent und sind untrennbar miteinander verbunden. Man kann also nur den Gesamtwirkungsquerschnitt messen und muß bestrebt sein, die wertvollen und seltenen Ereignisse zu erkennen. Dazu sind sinnvolle Triggerbedingungen nötig. Ein Trigger besteht aus logischen Verknüpfungen und startet bei Erfüllung aller Bedingungen die Auslese des Detektors. Das

VLQ-Spektrometer soll als eine Trigger-Komponente (s. Abschnitt 3.6.2) dienen, d.h. es müssen erstens spezifische VLQ-Triggerbedingungen erfüllt werden, und zweitens soll es in das H1-Triggersystem (s. Abschnitt 2.3) integriert werden. Jeder physikalischen Ereignisklasse stehen nur ganz bestimmte Raten zu. Um als Subdetektor des Detektors H1 in das Triggersystem aufgenommen zu werden, muß die Rate unter einer durch die H1-Kollaboration vorgegebenen Schwelle liegen. Im Jahre 1999 soll das VLQ-Spektrometer standardmäßig bei der Datennahme mitlaufen.

Bei dem Entwurf der Trigger hat man mehrere Möglichkeiten. Man kann einen (Sub-)-Trigger bauen, der nur aus aus einer VLQ-Triggerbedingung besteht, d.h. es muß eine Bedingung nur durch das VLQ-Spektrometer erfüllt werden, z.B. eine gewisse Energiedeposition im VLQ-Kalorimeter. Oder man kombiniert die VLQ-Bedingung mit den Triggerbedingungen einer oder mehrerer anderer Detektorkomponenten. Als dritte Möglichkeit kann man einen Trigger bauen, der ganz ohne das VLQ auskommt, d.h. ausschließlich andere Detektoren als das VLQ-Spektrometer benutzt. Diese Möglichkeiten werden in den folgenden Kapiteln untersucht.

HERA ist zusammen mit dem VLQ-Spektrometer des Detektors H1 weltweit das geeignetste Experiment, welches einen Odderon-Beitrag in diffraktiven Wechselwirkungen nachweisen kann. Mit dem Modell des stochastischen Vakuums (MSV) [DOS92] kann man zusammen mit einem gemessenen Odderon-Wechselwirkungsquerschnitt etwas über den geometrischen Aufbau des Protons lernen. Mit Hilfe der Odderonbeiträge ist es möglich, die Voraussagen der Quantenchromodynamik (QCD) im nichtpertubativen Bereich zu überprüfen. Hinweise auf vorhandene bzw. nicht vorhandene Beiträge des Odderons werden wichtige Erkenntnisse zur Struktur diffraktiver Wechselwirkungen in der QCD liefern. Falls bei HERA das Odderon nicht gefunden werden sollte, ist es wahrscheinlich, daß die Frage nach möglichen Beiträgen des Odderons zum Wirkungsquerschnitt in der diffraktiven Streuung nicht mehr beantwortet werden kann.

Um die Ereignisraten im VLQ-Spektrometer zu bestimmen, wurden zuerst Ereignisse mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulationen generiert und mit diesen dann die Studie betrieben. Für die eigentlich interessierenden Prozesse, das „Signal", wurde der Generator EPAMC[1] [KIL97] verwendet. Mit dem Generator PHOJET [PHO95] wurde der das Signal überdeckende Untergrund simuliert und getrennt von EPAMC untersucht. Da es zur Zeit noch keine VLQ-Spektrometer-Simulationssoftware gibt, wurde zur Simulation des Verhaltens des VLQs für die relevanten Größen wie Energie, Impuls usw. eine einfache Parametrisierung angesetzt und Ergebnisse aus den Teststrahlmessungen [STELL98] verwendet („Toy-Simulation"). Die Antwort des Kalorimeters wurde dabei durchweg mit einer Gaußfunktion beschrieben und mit Hilfe der bekannten Orts- und Impulsauflösungen der Detektoren parametrisiert.

4.2 Der Monte-Carlo-Generator

Ein Detektor überdeckt im allgemeinen nicht den gesamten Raumwinkel. Durch seine endliche Auflösung sind die gemessenen Energien und Impulse verschmiert. Ebenso besitzen die Trigger, die die Untergrundereignisse herausfiltern sollen, keine hundertprozentige Effizienz. D.h. sie unterdrücken nicht alle unerwünschten Ereignisse und lassen

[1]EPAMC: **E**quivalent **P**hoton **A**pproximation **M**onte-**C**arlo

nicht alle gewünschten Ereignisse durch. Durch all diese Effekte geben die Daten, die der Detektor liefert, nicht das vollständige und korrekte Bild der stattgefundenen Wechselwirkungen wider. Ein Monte-Carlo-Generator simuliert mögliche Wechselwirkungen. Für diese Wechselwirkungen werden die Viererimpulse der Teilchen, die bei der Reaktion gestreut werden oder entstehen, festgelegt. Diese Daten würden so auch von einem idealen Detektor geliefert werden, vorausgesetzt, daß die Monte-Carlo-Simulationen die Wirklichkeit richtig beschreiben. Der Generator verwendet dabei theoretische Vorhersagen über Streuereignisse und verbindet diese mit den im Detektor meßbaren Größen.

4.2.1 Der Ereignisgenerator der $\gamma\gamma-$Fusion EPAMC

Mit Hilfe des Generators EPAMC wurde der eigentlich interessierende Prozeß

$$e^- p \longrightarrow e^- p\, PS \tag{4.3}$$

erzeugt (PS : Pseudoskalares Meson). EPAMC produziert exklusiv einzelne pseudoskalare Mesonen, z.B. π^0, η, in der $ep-$Streuung. In dieser Arbeit betrachtet man das π^0-Meson. Die exklusive pseudoskalare Mesonerzeugung in der $ep-$Wechselwirkung bei hohen Energien (bei HERA: $\sqrt{s} \approx 318.4\, GeV$) ist eine Methode, um einen möglichen Odderonaustausch in weichen hadronischen Prozessen nachzuweisen (s. Abb. 4.1(b)). PS bezeichnet dabei ein Meson (Gleichung (4.3)) mit den Quantenzahlen $J^{PC} = 0^{-+}$. Da die bei dem hadronischen Prozeß ausgetauschten Quantenzahlen die des Photons sind, kann der in (4.3) beschriebene Vorgang auch durch den Austausch von zwei Photonen realisiert werden (s. Abb. 4.1(a)). Der Austausch eines Vakuum-Quantenzahlen tragenden Teilchens wie das Pomeron ist dagegen nicht möglich. Berück-

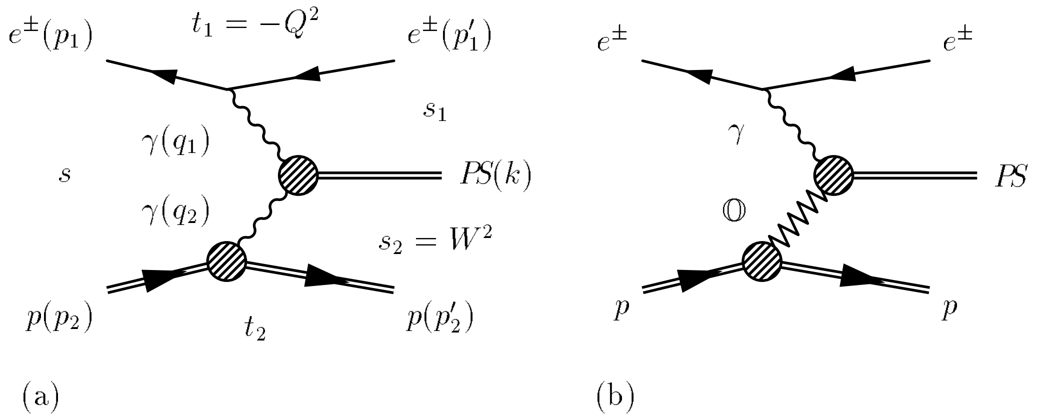

Abbildung 4.1: *Feynman Diagramme zur Erzeugung pseudoskalarer Mesonen in der ep−Streuung bei hohen Energien mit (a) Photon- und (b) Odderon-Austausch.*

sichtigt man nicht das auslaufende Proton, da es in dem behandelten Prozeß nur sehr schwach gestreut wird, so besteht das Signal aus dem auslaufenden Elektron und den Zerfallsprodukten des Mesons (π^0), z.B. zwei Photonen. EPAMC simuliert nun genau diesen Prozess. Es läßt das π^0 in zwei Photonen zerfallen:

$$e^- p \longrightarrow e^- p \pi^0 \longrightarrow e^- p\, \gamma\gamma\ . \tag{4.4}$$

Für die Suche nach dem Odderon ist es also wichtig, daß der Trigger durch die Photonen aus dem Zerfall des elastisch erzeugten π^0's ausgelöst wird.

4.2.2 Der Ereignisgenerator der Photoproduktion PHOJET

Die Wechselwirkungen zwischen Photonen und Quarks bzw. Gluonen im Proton lassen sich ausschließlich über die im Endzustand der Streureaktion vorhandenen Hadronen bzw. Leptonen beobachten. In dieser Arbeit werden die Zusammenhänge zwischen den Elementarteilchen in der Wechselwirkung und den im Detektor beobachtbaren Teilchen mit Hilfe des Monte Carlo-Generators PHOJET simuliert [PHO95]. PHOJET dient alleine der Erzeugung von Photoproduktionsereignissen. Er generiert weiche Streuereignisse, bei denen Teilchen mit geringem Transversalimpuls entstehen, sowie harte Ereignisse, die durch die QCD-Störungsrechnung beschreibbar sind. Die in PHOJET verwendeten Ideen und Methoden basieren auf dem Dualen Parton-Modell (DPM). In PHOJET sind die beiden Programmpakete IJRAY [ABT93] zur Beschreibung der Abstrahlung des Photons vom Elektron und JETSET [PYTH93] zur Beschreibung der Hadronisation implementiert. IJRAY erzeugt das Photonenspektrum nach der Weizsäcker-Williams Näherung. JETSET greift auf das Lund-String-Modell zurück. In diesem bilden sich zwischen den gestreuten Partonen Farbfeldlinien aus. Aufgrund der starken Selbstwechselwirkung der das Farbfeld tragenden Gluonen ziehen sich diese zu einem *String* zusammen. Die Energie dieses Strings ist proportional zu dem Abstand der Partonen. Bei zu großem Abstand bricht der String unter Bildung neuer Quark-Antiquark-Paare auf. Dieser Prozeß kann durch die Stringfragmente so lange fortgesetzt werden, bis die potentielle Energie des Strings nicht mehr ausreicht, um neue $q\bar{q}-$Paare zu erzeugen. Die so entstandenen Quarks bilden anschließend Hadronen.

4.3 Das Signal

Die Wechselwirkung, die in Gleichung (4.3) beschrieben wird, wurde mit Hilfe des Generators EPAMC erzeugt (s. Abschnitt 4.2.1). Mit ihm wurden 10^5 Ereignisse erzeugt. Auf diese Ereignisse wurden dann verschiedenen Schnitte angewandt, die im folgenden beschrieben werden.

4.3.1 e-Tag-Ereignisse

Ein erster Schnitt auf die simulierten Ereignisse bestand darin, nur sogenannte „tagged photoproduction events" zu betrachten. Als „getaggte" Photoproduktionsereignisse werden diejenigen Ereignisse bezeichnet, bei denen das gestreute Elektron im Elektrondetektor nachgewiesen wird (vgl. Abschnitt 1.1.2). Der Elektrontagger befindet sich in einem Abstand von ungefähr $33\,m$ vom Wechselwirkungspunkt in Rückwärtsrichtung entfernt. Da für Photoproduktionsereignisse bei H1 $Q^2 \lesssim 0.01\,GeV^2$ gilt und da das Elektron in diesen Ereignissen unter sehr kleinen Winkeln gestreut wird, ist der $y-$Bereich wegen der Gleichungen (1.8) und (1.12) auf den Bereich $y \in (0.3, 0.7)$ beschränkt. Da der Streuwinkel des Elektrons sehr klein ist, ist $\vartheta_e \approx \pi$ [2]. Somit kann man in Gleichung (1.12) ϑ_e näherungsweise gleich π setzen. Damit nimmt der Ausdruck $\sin^2 \frac{\vartheta_e}{2}$ den Wert Eins an. Zusammen mit der Strahlenergie der Elektronen von $E_e = 27.55\,GeV$, ergibt sich der angegebene Akzeptanzbereich des e-Taggers in y. Das entspricht einer Einschränkung der Energie des gestreuten Elektrons E'_e auf $E'_e \in (8.3\,GeV, 19.3\,GeV)$.

Um die Anzahl der tatsächlich bei H1 akzeptierten Ereignisse angeben zu können, und um schließlich die Raten im VLQ-Spektrometer bestimmen zu können, muß man die Akzeptanzen und Effizienzen der Detektoren und Trigger kennen. Für die Effizienz des Elektron-Taggers als Funktion der Skalenvariablen y (s. Gleichung (1.7)), wurde ein Polynom sechsten Grades an die Daten angepaßt mit dem Ergebnis:

$$f(y) = \begin{cases} 0 & \text{für } y \notin (0.3, 0.7) \\ -5.2797 + 25.860 \cdot y + 1.7802 \cdot y^2 - 105.27 \cdot y^3 & \\ \quad -.62197 \cdot y^4 + 299.13 \cdot y^5 - 234.59 \cdot y^6 & \text{für } y \in (0.3, 0.7) \end{cases} \tag{4.5}$$

Die so erhaltene Effizienzkurve ist in Abbildung 4.2 zu sehen.

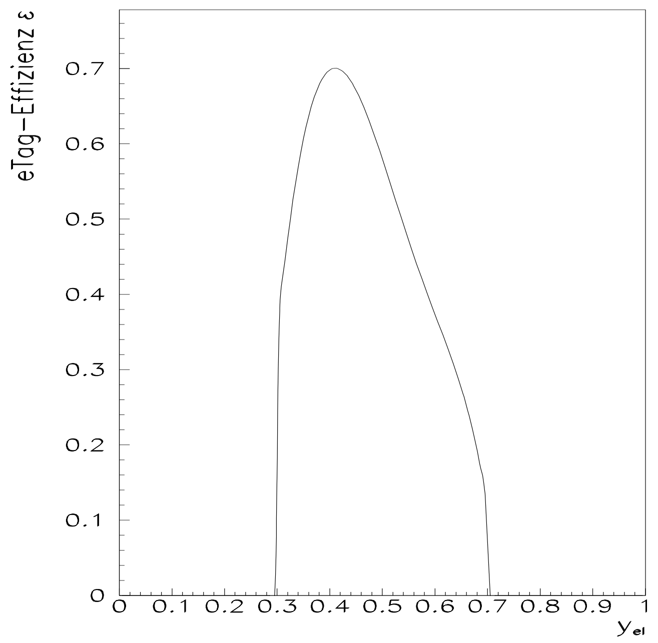

Abbildung 4.2: *Effizienz des Elektron-Taggers als Funktion der Inelastizität y. Die Kurve ist durch Gleichung (4.5) an die Daten angepaßt.*

[2]Zur Erinnerung: ϑ_e ist der Winkel zwischen der positiven $z-$Achse des H1-Koordinatensystems und der Flugrichtung des gestreuten Teilchens, hier die des Elektrons.

Als Energieauflösung des Elektron-Taggers wurde

$$\frac{\sigma(E_e)}{E_e} \approx \frac{20\%}{\sqrt{E/GeV}} \tag{4.6}$$

angenommen. Mit dem $\sigma(E_e)$ aus dieser Gleichung wurde die Energieauflösung gaußisch parametrisiert.

Die Monte-Carlo-Ereignisse wurden wegen dieser vorgenommenen Energieverschmierung in einem Bereich $y \in (0.25, 0.75)$ erzeugt, um eventuelle Migrationen in oder aus dem relevanten Bereich $y \in (0.3, 0.7)$ zu berücksichtigen.

4.3.2 Die Signalbehandlung der Elektronen und Photonen im VLQ-Spektrometer

Ziel dieser Arbeit war es ja, die Ereignisraten im VLQ-Spektrometer zu bestimmen, d.h. es interessiert das Verhalten der Teilchen im VLQ-Spektrometer. Für elektromagnetisch wechselwirkende Teilchen wurde angenommen, daß sie ihre gesamte Energie dort deponieren. Die relative Energieauflösung des VLQ-Kalorimeters für Elektronen und Photonen wurde gemäß Gleichung (3.3):

$$\frac{\sigma}{E} = \sqrt{\left(\frac{19\% \pm 6\%}{\sqrt{E/GeV}}\right)^2 + (6.4\% \pm 3\%)^2 + \left(\frac{23.4\% \pm 0.9\%}{E/GeV}\right)^2}\,. \tag{4.7}$$

simuliert.

4.3.3 Die geometrische Akzeptanz des VLQ-Spektrometers

Damit ein Teilchen im VLQ-Spektrometer registriert werden kann, muß es in dessen geometrischen Akzeptanzbereich fliegen. Durch diese zusätzliche Bedingung neben der „e-tagged“ Bedingung wird die Zahl der akzeptierten Teilchen weiter reduziert. Das VLQ-Spektrometer ist bei $z = -295.0\,cm$ positioniert (im H1-Koordinatensystem). Die zwei identischen Module des VLQ-Spektrometers sind symmetrisch ober- und unterhalb der Strahlröhre angebracht (s. Abbildung 3.5). Das obere Modul überdeckt einen $x-$Bereich zwischen $-6.2\,cm$ und $+6.2\,cm$ und einen $y-$Bereich zwischen $+3.09\,cm$ und $+13.91\,cm$. Das entspricht einem $\varphi \in (26.5°, 153.5°)$ bzw. einem $\vartheta \in (177.3°, 179.4°)$. Der Akzeptanzbereich des VLQ-Spektrometers in ϑ schließt sich, wie schon in Abschnitt 3.1 gesagt, direkt an den Akzeptanzbereich des Spacals ($\vartheta \in (152°, 177.5°)$) an. Das untere Modul überdeckt den gleichen $x-$Bereich wie das obere, nur ist hier $\varphi \in (-26.5°, -153.5°)$. Der von ihm abgedeckte $y-$Bereich liegt zwischen $y = -3.09\,cm$ und $y = -13.91\,cm$, was ebenfalls einem Winkel $\vartheta \in (177.3°, 179.4°)$ entspricht. Der $z-$Vertex wurde entsprechend einer Gaußverteilung der Breite $\sigma_{Gauß} = 11.0\,cm$ verschmiert [SWAR96]. Für die $x-$ und $y-$Koordinaten wurde jeweils eine Breite von $\sigma_{Gauß} = 0.1\,cm$ angenommen und entsprechend verschmiert [SWAR98]. Aus den so erhaltenen neuen Werten für die Koordinaten wurden die Winkel ϑ und φ neu bestimmt und zusammen mit der verschmierten Energie der Teilchen schließlich die neuen Viererimpulse.

Es wurden also im wesentlichen zwei Schnitte auf die durch EPAMC erzeugten Ereignisse angewandt:

1. Es werden nur „getaggte“ Photoproduktionsereignisse akzeptiert. Das bedeutet eine Einschränkung des kinematischen Bereichs auf (s. Abschnitt 4.3.1)

$$\boxed{y \in (0.3, 0.7)} \tag{4.8}$$

$$\boxed{Q^2 < 0.01\, GeV^2}\,. \tag{4.9}$$

2. Es werden nur Ereignisse akzeptiert, die in der geometrischen Akzeptanz des VLQ-Spektrometers liegen (s. Abschnitt 4.3.3). Das bedeutet für ϑ und φ:

$$\boxed{177.3^\circ < \vartheta < 179.4^\circ} \tag{4.10}$$

$$\boxed{26.5^\circ < \varphi < 153.5^\circ} \qquad \text{bzw.} \tag{4.11}$$

$$\boxed{-26.5^\circ < \varphi < -153.5^\circ} \tag{4.12}$$

4.4 Der Untergrund aus Photoproduktionsereignissen

Die exklusive Produktion eines pseudoskalaren Mesons, wie in Abschnitt 4.2.1 beschrieben, wird aber durch andere nicht-exklusive Ereignisse überdeckt. Trotz der Bemühungen, schon bei der Datennahme den unerwünschten Untergrund möglichst zu unterdrücken, ist es nicht möglich, ein völlig „reines“ Signal zu erhalten. Der übriggebliebene Untergrund überdeckt das eigentliche Signal und setzt ungewollt Trigger. Man sollte den Beitrag des Untergrundes möglichst gut kennen, um ihn bei der Analyse herausfiltern zu können.

Zur Simulation des störenden Untergrundes wurde in dieser Arbeit der Monte-Carlo-Generator PHOJET (s. Abschnitt 4.2.2) verwendet. Es wurden mit ihm 10^5 Photoproduktionsereignisse generiert.

4.4.1 Die Ereignisselektion

Die mit PHOJET erzeugten Ereignisse wurden auf dieselbe Art und Weise behandelt wie die mit EPAMC erzeugten. D.h. es wurden nur „getaggte“ Ereignisse (s. Abschnitt 4.3.1) und Ereignisse, bei denen zumindest ein Teilchen in den geometrischen Akzeptanzbereich des VLQ-Spektrometers (s. Abschnitt 4.3.3) flog, akzeptiert. Auch die Verschmierung der Energien der Elektronen und Photonen (s. Abschnitt 4.3.2) wurde so wie in den entsprechenden Abschnitten für EPAMC beschrieben gehandhabt. Ebenso wurden die Viererimpulse der Teilchen aus den verschmierten Koordinaten und Winkeln neu bestimmt. Man hat also auch hier die zwei Schnitte, wie in Abschnitt 4.3.3 zusammengefaßt, angewandt. Da PHOJET aber nicht nur exklusive Photoproduktionsereignisse erzeugt, mußte man zusätzlich die - bei EPAMC im Endzustand nicht vorhandenen - Hadronen berücksichtigen.

4.4.2 Die Signalbehandlung der Hadronen im VLQ-Spektrometer

Die Hadronen können sich in Materie prinzipiell auf zwei Arten verhalten. Entweder charakterisiert man sie als Teilchen, die, falls geladen, nur elektromagnetisch wechselwirken und nur einen geringen Bruchteil ihrer Energie in der durchquerten Materie durch Ionisation deponieren. Häufig sind dies sogenannte MIPs (**M**inimum **I**onizing **P**articles). Der Energieverlust $\left(\frac{dE}{dx}\right)$ durch Ionisation pro im Material zurückgelegter Strecke wird durch die Bethe-Bloch Formel [KLEIN87] beschrieben. Oder aber sie verlieren aufgrund der starken Wechselwirkung mit den Kernen des passiven Materials (hadronisches Aufschauern) zusammen mit der Ionisation der Atome in der Materie einen Großteil ihrer Energie.

Die Verteilung der im Kalorimeter deponierten Energien der nur sehr gering elektromagnetisch wechselwirkenden Hadronen kann man sehr gut durch eine Landau-Verteilung beschreiben [PHYS98]. Die Verteilung der von den inelastisch wechselwirkenden Teilchen im Kalorimeter deponierten Energien wird gut durch eine Gaußverteilung beschrieben. In dieser Arbeit wurde für die Landau-Verteilung der MIPs als Näherung ebenfalls eine Gaußverteilung angenommen. Bei gegebener Tiefe ($l \approx 5\,cm$), Dichte ($\varrho_W = 19.3\,g/cm^3$) und Kernwechselwirkungslänge ($\lambda_I = 185\,g/cm^2$) des aktiven Materials Wolfram des VLQ-Kalorimeters, ewartet man wegen

$$N(x) = N(0) \cdot e^{-\frac{x}{\lambda_I}} \tag{4.13}$$

($N(0)$: Anzahl der ursprünglich vorhandenen Teilchen, $N(x)$: Anzahl der nicht wechselgewirkten Teilchen, $x = l \cdot \varrho_W$) in ungefähr 59% der Fälle ein nur sehr gering elektromagnetisch wechselwirkendes Teilchen und in den verbleibenden 41% ein inelastisch stark wechselwirkendes Hadron, das mit einem Kern des Wolframs reagiert. Je nachdem ob es sich um ein nur sehr gering elektromagnetisch wechselwirkendes oder ein stark wechselwirkendes Teilchen handelt, wurde ein entsprechend kleinerer oder größerer Anteil der ursprünglichen Energie des Teilchens im VLQ-Kalorimeter deponiert. Für die hadronische Energieauflösung des VLQ-Spektrometers wurde

$$\frac{\sigma(E)}{E} \approx \frac{50\%}{\sqrt{E/GeV}} \tag{4.14}$$

angenommen und die Energie mit einer Gaußverteilung der Breite $\sigma(E)$ verschmiert.

Kapitel 5

Bestimmung der Ereignisraten im VLQ-Spektrometer

5.1 Bestimmung von Raten

Bei bekanntem Wirkungsquerschnitt σ für eine Reaktion und gegebener Luminosität $\mathcal{L}$ kann man mit Ereignissen aus einem Monte Carlo-Generator die Ereignisraten für verschiedene Bedingungen auf die folgende Weise bestimmen (s. a. Gleichung (2.1)):

$$R_i = \mathcal{L} \cdot \sigma \cdot \frac{N_i}{N_{MC}} \tag{5.1}$$

mit

N_i : Anzahl der eine wohldefinierte Bedingung i erfüllenden Ereignisse,

N_{MC} : Gesamtanzahl der mit einem Monte Carlo-Generator erzeugten Ereignisse.

Eine solche Bedingung kann z.B. sein, daß bei einem Ereignis eine Mindestenergie in einem Kalorimeter deponiert wurde. D.h. man setzt eine gewisse Schwelle, man fordert einen *Trigger*. Ein Trigger verlangt, daß ein Ereignis eine gewisse Signatur aufweist und startet dann gegebenenfalls die Auslese des Detektors. Die die Bedingung erfüllenden Ereignisse sind eine Teilmenge der gesamten Menge der mit dem Monte-Carlo-Generator generierten Ereignisse.

In dieser Arbeit wurden für die VLQ-Trigger, sowohl für die Ereignisse aus EPAMC als auch für die Ereignisse aus PHOJET, ursprünglich die drei Schwellen

NOISE $= 1\,GeV$,

LOW $= 3\,GeV$ und

HIGH $= 6\,GeV$

gesetzt. NOISE liegt dabei wesentlich über dem weißen Rauschen. Die NOISE-Schwelle wurde zur Beobachtung („Monitoring") des Ratenverhaltens, der Schwellen usw. gesetzt. Mit der LOW-Schwelle wollte man QED-Compton-Ereignisse selektieren, und die HIGH-Schwelle war zur Untersuchung tiefinelastischer Physik gedacht.

Die Kombinationen, auf die getriggert wurde, sind:

$$\text{TOPHIGH.OR.BOTHIGH,} \tag{5.2}$$
$$\text{TOPLOW.AND.BOTLOW} \quad \text{und} \tag{5.3}$$
$$\text{TOPNOISE.OR.BOTNOISE} \tag{5.4}$$

TOPHIGH.OR.BOTHIGH bedeutet, daß ein Ereignis nur dann als interessant gilt, wenn die im oberen VLQ-Modul deponierte Energie größer als $6\,GeV$ (TOPHIGH) ODER die im unteren VLQ-Modul deponierte Energie größer als $6\,GeV$ ist (BOTHIGH). Nur wenn diese Bedingung i erfüllt ist, wird die Zahl N_i in Gleichung (5.1) um eins erhöht, man sagt auch, es wird getriggert, das Ereignis wird zur weiteren Verarbeitung gespeichert und trägt zur Rate bei. Die beiden anderen Triggerbedingungen TOPLOW.AND.BOTLOW und TOPNOISE.OR.BOTNOISE sind entsprechend zu verstehen.

Es wurden also für beide VLQ-Module getrennt die jeweiligen in den Kalorimetern deponierten Energien aufsummiert.

5.2 Bestimmung der Ereignisraten für EPAMC-Ereignisse

Es wurden 10^5 Ereignisse mit dem Generator EPAMC generiert. Auf diese Ereignisse wurden die Schnitte und Verfahren der Energiebehandlung und -verschmierung aus Kapitel 4 angewandt. Da mit EPAMC in Rückwärtsrichtung nur zwei Photonen, die aus dem Zerfall eines π^0's stammen (s. Reaktion (4.4)), und das gestreute Elektron erzeugt wurden, mußte man für die Energie der Elektronen und der Photonen die in Abschnitt 4.3.1 bzw. 4.3.2 beschriebenen Methoden anwenden, um die Viererimpulse der Teilchen neu zu bestimmen. Die Kinematik der Elektronen mußte dann die Bedingung aus Gleichung (4.8) bzw. (4.9) erfüllen. Auf die übriggebliebenen Ereignisse wurde dann der geometrische VLQ-Schnitt (GEOMVLQ) angewandt, der sich in den Gleichungen (4.10) und (4.11) bzw. (4.12) ausdrückt. Als letzte Bedingung wurde schließlich eine der drei VLQ-Triggerbedingungen 5.2, 5.3 oder 5.4 gefordert. Zur Bestimmung der Raten wurden letztendlich vier verschiedene Koinzidenzen betrachtet:

$$\text{(ETAG33.AND.GEOMVLQ)} \tag{5.5}$$
$$\text{(ETAG33.AND.GEOMVLQ.AND.(TOPHIGH.OR.BOTHIGH))} \tag{5.6}$$
$$\text{(ETAG33.AND.GEOMVLQ.AND.(TOPLOW.AND.BOTLOW))} \tag{5.7}$$
$$\text{(ETAG33.AND.GEOMVLQ.AND.(TOPNOISE.OR.BOTNOISE))} \tag{5.8}$$

So bedeutet z.B. (5.6), daß das gestreute Elektron eines Ereignisses durch den Elektron-Tagger bei $z = -33\,m$ detektiert wird (ETAG33), gleichzeitig zumindest ein Teilchen des Ereignisses in eines der VLQ-Module fliegt (GEOMVLQ) und im oberen (TOP) oder unteren (BOT) Modul mindestens eine Energie von $6\,GeV$ deponiert wird (TOPHIGH.OR.BOTHIGH). Diese Koinzidenzen repräsentieren nichts anderes als die durchgeführten Schnitte. Im folgenden Text und in folgenden Abbildungen werden für die Triggerbedingungen folgende Abkürzungen verwendet:

- OHNE: Raten bei Triggerbedingung (5.5). OHNE steht dafür, daß keine der Triggerschwellen NOISE, LOW, HIGH als Triggerbedingung verwendet werden.

- HOH: Raten bei Triggerbedingung (5.6). HOH steht dabei für **H**IGH **O**R **H**IGH, wobei sich ein HIGH auf das obere (TOP) das andere HIGH auf das untere (BOT) VLQ-Modul bezieht.

- LAL: Raten bei Triggerbedingung (5.7). Gleiche Nomenklatur wie bei HOH nur auf die LOW-Schwelle bezogen: **L**OW **A**ND **L**OW.

- NON: Raten bei Triggerbedingung (5.8). Gleiche Nomenklatur wie bie HOH nur auf die NOISE-Schwelle bezogen: **N**OISE **O**R **N**OISE.

Um überprüfen zu können, welche dieser Koinzidenzen erfüllt sind, mußten nur noch die Energiesummen jeweils in dem oberen und unteren VLQ-Modul gebildet werden, da die Ereignisse, die die tagged-Bedingung und die geometrische Bedingung nicht erfüllen, schon weggeschnitten wurden:

$$S_k^E = \sum_j E_j^k \ . \tag{5.9}$$

S_k^E bezeichnet also die Summe der Energien der Photonen j (E_j) im oberen ($k =$TOP) bzw. unteren ($k =$BOT) Modul. Dabei wurde angenommen, daß die Photonen ihre volle Energie im Kalorimeter deponieren. Falls ein Ereignis eine oder mehrere der genannten Triggerbedingungen erfüllt, werden die entsprechenden Zähler N_i erhöht. Nach Überprüfung aller 10^5 generierten Ereignisse konnten dann die Raten für die verschiedenen Trigger mit Gleichung (5.1) bestimmt werden. R_i ist dabei die Rate für Triggerbedingung i ((5.5) bis (5.8)) und N_i die Anzahl der Ereignisse, die die Bedingung i erfüllen. Für die Luminosität $\mathcal{L}$ wurde die Designluminosität von HERA [ABT93a]

$$\mathcal{L} = 1.5 \cdot 10^{31}\, cm^{-2} s^{-1} \tag{5.10}$$

eingesetzt. Der Wirkungsquerschnitt für die Reaktion (4.4) beträgt gemäß EPAMC:

$$\sigma^{ep} = 78.7\, pb \ . \tag{5.11}$$

Die Anzahl der mit EPAMC erzeugten Ereignisse beträgt

$$N_{MC} = 10^5 \ . \tag{5.12}$$

Setzt man (5.10), (5.11) und (5.12) in Gleichung (5.1) ein, so ergibt sich für die Raten:

$$\boxed{R_i = 1.5 \cdot 10^{31}\, \frac{1}{cm^2 s} \cdot 78.7\, pb \cdot \frac{N_i}{10^5}} \tag{5.13}$$

($10^{31} \frac{1}{cm^2 s} \hat{=} 0.01 \frac{Hz}{nb}$). Es bleibt also nur noch N_i für EPAMC zu bestimmen. In Tabelle 5.1 sind die errechneten Ereignisraten zusammengefaßt. Das dort aufgeführte σ_{seen} wurde wie folgt berechnet:

$$\sigma_{seen} = \sigma^{ep} \cdot \frac{N_i}{N_{MC}} \ . \tag{5.14}$$

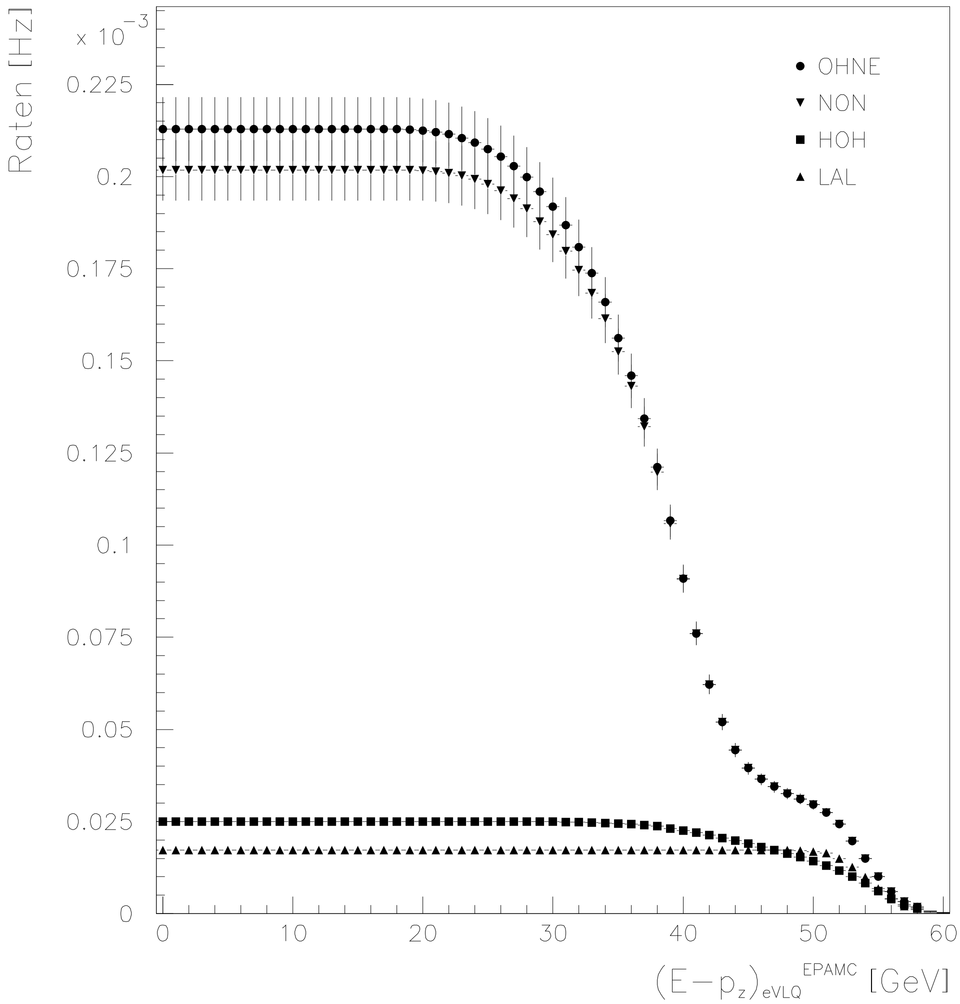

Abbildung 5.1: *Ereignisraten im VLQ-Spektrometer aufgetragen gegen* $(E - p_z)^{EPAMC}_{eVLQ}$ *für die verschiedenen Triggerbedingungen (5.5) bis (5.8) für EPAMC. Die Bedeutung der Abkürzungen OHNE, NON, HOH, LAL werden im Text beschrieben.*

Trigger	N_i	$\frac{N_i}{N_{MC}}$	R_i $[\cdot 10^{-3} Hz]$	σ_{seen} $[nb]$
(ETAG33.AND.GEOMVLQ)	18043	0.18	0.213	0.014
(ETAG33.AND.GEOMVLQ.AND. (TOPHIGH.OR.BOTHIGH))	2118	0.02	0.025	0.002
(ETAG33.AND.GEOMVLQ.AND. (TOPLOW.AND.BOTLOW))	14400	0.01	0.017	0.001
(ETAG33.AND.GEOMVLQ.AND. (TOPNOISE.OR.BOTNOISE))	17111	0.17	0.202	0.013

Tabelle 5.1: *Abschätzung der Ereignisraten im VLQ-Spektrometer für die verschiedenen Triggerbedingungen (5.5) bis (5.8) für EPAMC. Mitangegeben ist σ_{seen} (s. Gleichung (5.14)).*

Es gibt den Wirkungsquerschnitt bezogen auf die Reaktion an, die genau die geforderten Triggerbedingungen erfüllt. Zur Veranschaulichung kann man sich σ_{seen} als eine Menge vorstellen. Die Summe aus σ_{seen} und ihrem Komplement $\overline{\sigma}_{seen}$ ergibt dann σ^{ep}.

In Abbildung 5.1 sind die Raten für die verschiedenen Triggerbedingungen (5.5) bis (5.8) gegen die Größe $(E-p_z)^{EPAMC}_{eVLQ}$ aufgetragen. $(E-p_z)^{EPAMC}_{eVLQ}$ ist dabei aus den Teilchen, die im VLQ-Spektrometer nachgewiesen wurden, errechnet. Bei der Bestimmung der Raten wurde sukzessive ein Schnitt auf $(E-p_z)^{EPAMC}_{eVLQ}$ durchgeführt. D.h. zu der zu einem $(E-p_z)_i$ aufgetragenen Rate tragen nur die Ereignisse bei, deren $(E-p_z)^{EPAMC}_{eVLQ}$ größer oder gleich $(E-p_z)_i$ ist.

Allgemein ist $(E-p_z)$ in Reaktionen, in denen das Proton nur kleine Impulsüberträge erfährt, näherungsweise eine Erhaltungsgröße, und es gilt:

$$\underbrace{\sum(E_{had}-p_z^{had})+(E_{e'}-p_z^{e'})}_{\text{Endzustand}} \approx 2\cdot E^e_{beam} = 55.1\,GeV\ . \tag{5.15}$$

E_{had} und p_z^{had} sind dabei die Energien bzw. die z-Komponenten der Impulse der Hadronen im Endzustand. E_e' und $p_z^{e'}$ sind die Energie bzw. die z-Komponente des gestreuten Elektrons. E^e_{beam} ist die Strahlenergie des Elektrons.

Daß Gleichung (5.15) gilt, kann man sich folgendermaßen überlegen. Es ist

$$\underbrace{p_e+p_p}_{\text{vor der Reaktion}} = \underbrace{p_{e'}+p_{had}+p_{Remnant}}_{\text{nach der Reaktion}} \tag{5.16}$$

Dabei sind die p's Viererimpulse. Daraus ergibt sich:

$$E_e+E_p = E_{e'}+E_{had}+E_{Remnant} \tag{5.17}$$

$$p_z^e+p_z^p = \sum\left(p_z^{e'}+p_z^{had}\right)+p_z^{Remnant} \tag{5.18}$$

Subtrahiert man (5.18) von (5.17) so erhält man:

$$(E_e-p_z^e)+(E_p-p_z^p) = \sum\Big((E_{e'}-p_z^{e'})+(E_{had}-p_z^{had})\Big)+(E_{Remnant}-p_z^{Remnant}) \tag{5.19}$$

Unter Vernachlässigung der Massen und der Annahme, daß das Proton nur sehr schwach gestreut wurde, wird in Gleichung (5.19):

$$(E_e - p_z^e) \approx 2 \cdot E_{beam}^e \qquad \text{und} \qquad (E_p - p_z^p) = (E_{Remnant} - p_z^{Remnant}) \approx 0 \; .$$

Daraus folgt schließlich Gleichung (5.15).

Speziell für die in EPAMC betrachtete Reaktion (4.3) gilt:

$$(E - p_z)_{e\pi^0} = 2 \cdot E_1 = 55.1\,GeV \; . \tag{5.20}$$

Bildet man $(E - p_z)_{eVLQ}^{EPAMC}$ aus den im VLQ-Spektrometer detektierten Teilchen und dem getaggten Elektron, wie hier geschehen, so kann man dabei folgende Näherung machen: Da die Teilchen, die im VLQ-Spektrometer nachgewiesen wurden, nur sehr schwach gestreut sind, ist $\vartheta \approx \pi$ (s. (4.10)). Das gleiche gilt für das getaggte Elektron (s. (4.8)). Damit ergibt sich:

$$\begin{aligned} (E - p_z)_{eVLQ}^{EPAMC} &= E \cdot (1 - \cos\vartheta) \\ &\approx E \cdot (1 - \cos\pi) \\ (E - p_z)_{eVLQ}^{EPAMC} &\approx 2 \cdot E \; . \end{aligned} \tag{5.21}$$

Bildet man $(E - p_z)_{eVLQ}^{EPAMC}$ auf diese Weise, so ergeben sich die Verteilungen in Abbildung 5.2. Sie entsprechen den Triggerbedingungen (5.5) bis (5.8). Ein Schnitt auf $(E - p_z)_{eVLQ}^{EPAMC}$ ist hervorragend dazu geeignet, die interessierenden exklusiven Ereignisse zu selektieren, da ein Ereignis nur dann vollständig durch das VLQ-Spektrometer detektiert wird, wenn $(E - p_z)_{eVLQ}^{EPAMC} = 55.1\ GeV$ ist, da dann beide Photonen aus dem π^0-Zerfall in einem VLQ-Modul ein Signal hinterlassen haben. Weicht der Wert für $(E - p_z)_{eVLQ}^{EPAMC}$ also von $55.1\,GeV$ ab, weiß man, daß nicht beide Photonen das VLQ-Spektrometer trafen. Das ist störender Untergrund, den man mit einem Schnitt auf $(E - p_z)_{eVLQ}^{EPAMC}$ reduzieren kann. Wegen der Energieauflösung des VLQ-Kalorimeters sind die Werte für vollständig detektierte Ereignisse um den exakten Wert von $55.1\,GeV$ verteilt.

5.2.1 Fehlerrechnung zu den Ereignisraten

Die Ereignisraten wurden gemäß Gleichung (5.1):

$$R_i = \mathcal{L} \cdot \sigma \cdot \varepsilon_i^{ges}$$

berechnet. Hier ist $\varepsilon_i^{ges} = \frac{N_i}{N_{MC}}$ gesetzt. ε_i^{ges} enthält sowohl die Akzeptanz des VLQ-Spektrometers als auch die Effizienz des Elektron-Taggers, d.h. es ist $\varepsilon_i^{ges} = \varepsilon_i^{VLQ} \cdot \varepsilon_i^{etagger} = \frac{N_i^{VLQ}}{N_{MC}} \cdot \varepsilon_i^{etagger}$. Die Effizienz $\varepsilon_i^{etagger}$ des Elektron-Taggers wird durch die Gleichung (4.5) beschrieben.

Da die einzelnen Faktoren unabhängig voneinander sind, kann man zur Berechnung des relativen Fehlers auf die Raten die einzelnen relativen Fehler quadratisch summieren. Für den relativen Fehler auf die einzelnen Raten R_i erhält man dann:

$$\frac{\Delta R_i}{R_i} = \sqrt{\left(\frac{\Delta\mathcal{L}}{\mathcal{L}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta\sigma}{\sigma}\right)^2 + \left(\frac{\Delta\varepsilon_i^{VLQ}}{\varepsilon_i^{VLQ}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta\varepsilon_i^{etagger}}{\varepsilon_i^{etagger}}\right)^2} \; . \tag{5.22}$$

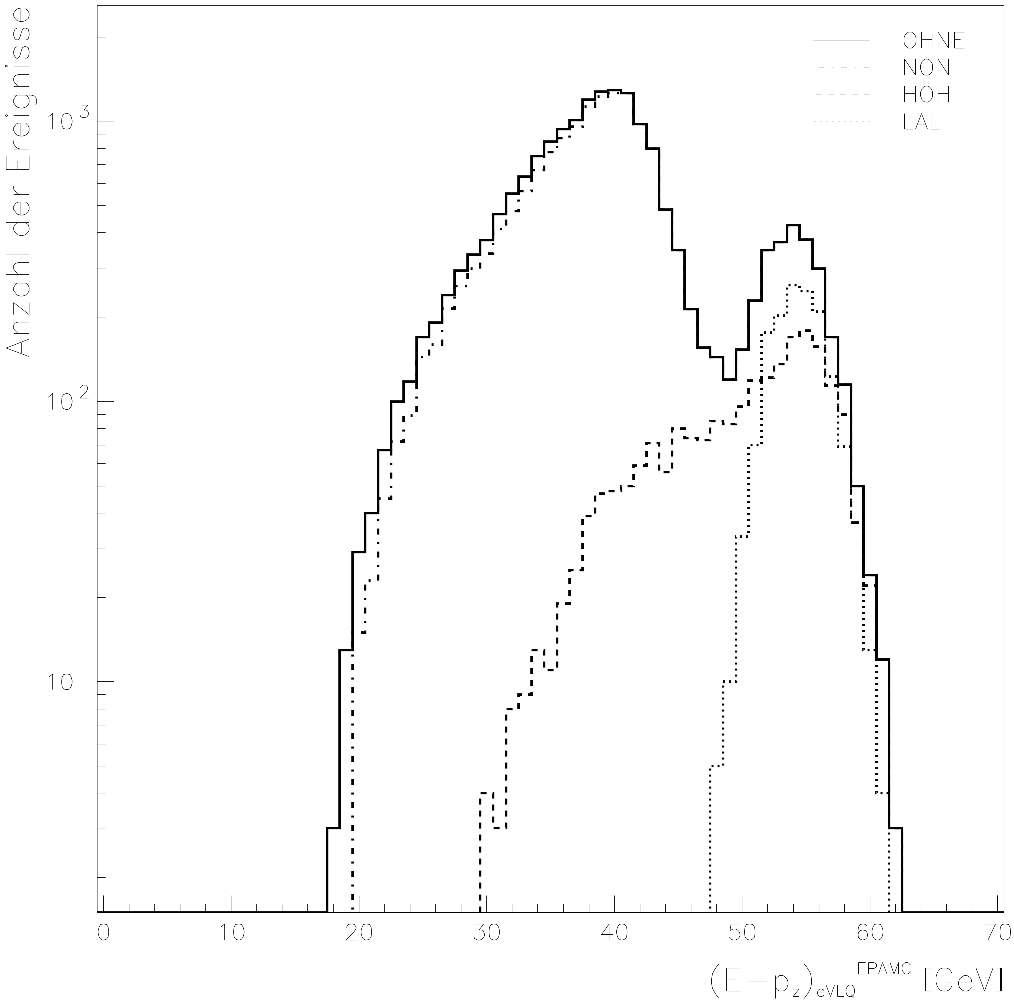

Abbildung 5.2: $(E - p_z)_{eVLQ}^{EPAMC}$*-Verteilungen für die verschiedenen Triggerbedingungen (5.5) bis (5.8) für EPAMC-Ereignisse. Die Bedeutung der Abkürzungen OHNE, NON, HOH, LAL werden im Text beschrieben.*

Da N_i^{VLQ} und N_{MC} sehr stark miteinander korreliert sind, darf man die relativen Fehler dieser beiden Größen nicht einfach quadratisch addieren, um den relativen Fehler von $\varepsilon_i^{VLQ} = \frac{N_i^{VLQ}}{N_{MC}}$ zu erhalten, sondern man berechnet $\Delta\varepsilon_i^{VLQ}$ wie folgt:

$$\Delta\varepsilon_i^{VLQ} = \sqrt{\frac{(1-\varepsilon_i^{VLQ})\varepsilon_i^{VLQ}}{N_{MC}}} \,. \tag{5.23}$$

Für $\Delta\sigma$ wurde $0.249\,pb$ gesetzt, für $\frac{\Delta\varepsilon_{etagger}}{\varepsilon_{etagger}}$ wurde 0.04 angenommen [SWAR98]. Da für die Luminosität $\mathcal{L}$ die Designluminosität (5.10) eingesetzt wurde, wurde für $\Delta\mathcal{L}$ Null gesetzt. Die Effizienz des VLQ-Kalorimeters wurde als hundert Prozent angenommen. Der dominierende Beitrag in der obigen Gleichung ist der absolute Fehler $\Delta\sigma$ auf den Wirkungsquerschnitt σ.

5.3 Bestimmung der Ereignisraten für PHOJET-Ereignisse

Um die Raten für die mit PHOJET generierten Ereignisse zu bestimmen, wurde wie in Abschnitt 5.2 bei der Ratenbestimmung für EPAMC vorgegangen. D.h. es wurden ebenfalls $N_{MC} = 10^5$ Ereignisse generiert, auf die dann die Schnitte und Verfahren der Energiebehandlung und -verschmierung aus Kapitel 4 angewandt wurden. Im Falle der mit PHOJET generierten Ereignisse mußte man allerdings zusätzlich die Hadronen berücksichtigen, da PHOJET im Gegensatz zu EPAMC auch Hadronen in Rückwärtsrichtung generiert. Diese wurden wie in Abschnitt 4.4.2 beschrieben behandelt, die Elektronen und Photonen wie in Abschnitt 4.3.1 bzw. 4.3.2. Die dann neu berechneten Viererimpulse der Elektronen mußten die Bedingung in (4.8) bzw. (4.9) erfüllen. Auf die akzeptierten Ereignisse wurden anschließend die Schnitte aus Gleichung (4.10) und (4.11) bzw. (4.12) angewandt (geometrischer VLQ-Schnitt GEOMVLQ). Um die Raten bestimmen zu können, wurden wieder die in Abschnitt 5.2 definierten Koinzidenzen (5.5) bis (5.8) untersucht, wozu die jeweiligen Energiesummen in dem oberen und unteren VLQ-Modul nach Gleichung (5.9) berechnet wurden. N_i mußte nun für PHOJET-Ereignisse bestimmt werden. Für den $ep-$Wirkungsquerschnitt wurde jetzt der totale Wirkungsquerschnitt σ_{tot}^{ep} eingesetzt.

5.3.1 Der totale Elektron-Proton-Wechselwirkungsquerschnitt σ_{tot}^{ep} bei H1

Ausgangspunkt für die Berechnung des totalen Elektron-Proton-Wechselwirkungsquerschnittes σ_{tot}^{ep} war der totale Photon-Proton-Wechselwirkungsquerschnitt $\sigma_{tot}^{\gamma p}$. $\sigma_{tot}^{\gamma p}$ beträgt bei HERA für das H1-Experiment mit $W \approx 200\,GeV$ [AID95a]:

$$\sigma_{tot}^{\gamma p \to X} = (165.3 \pm 2.3(\text{stat.}) \pm 10.9(\text{syst.}))\,\mu b\,. \tag{5.24}$$

Da HERA aber ein Elektron-Proton-Beschleuniger ist, interessiert in erster Linie σ_{tot}^{ep}. Der Zusammenhang zwischen dem γp- und dem beobachteten ep-Wirkungsquerschnitt wird durch

$$\frac{d^2\sigma_{tot}^{ep}}{dy\,dQ^2} = \Phi(y,Q^2)\cdot\sigma_{tot}^{\gamma p} \tag{5.25}$$

hergestellt [GRO97, CRI97]. Der Flußfaktor $\Phi(y,Q^2)$ wird durch die Weizsäcker-Williams-Approximation

$$\Phi(y,Q^2) = \frac{\alpha}{2\pi Q^2}\left[\frac{1+(1-y)^2}{y} - \frac{2(1-y)}{y}\cdot\frac{Q^2_{min}}{Q^2}\right] \tag{5.26}$$

gegeben. Er beschreibt den effektiven Fluß virtueller Photonen, welche von den Elektronen emittiert werden. Mit der Annahme der Faktorisierung des Flusses und des Wirkungsquerschnittes $\sigma^{\gamma p}_{tot}$ ergibt sich für den betrachteten $y-$ und Q^2-Bereich ($y_{min} = 0.3$, $y_{max} = 0.7$; $Q^2_{min}(y) = \frac{m_e^2 y^2}{1-y}$, $Q^2_{max} = 0.01\,GeV^2$) aus Gleichung (5.25) für σ^{ep}_{tot}:

$$\begin{aligned}
\sigma^{ep}_{tot} &= \sigma^{\gamma p}_{tot}\cdot\int\limits_{y_{min}}^{y_{max}} dy \int\limits_{Q^2_{min}(y)}^{Q^2_{max}} dQ^2\,\Phi(y\in(0.3,0.7), Q^2 < 0.01\,GeV^2) \\
&\approx \sigma^{\gamma p}_{tot}\cdot\langle\Phi(y\in(0.3,0.7), Q^2 < 0.01\,GeV^2)\rangle \\
\sigma^{ep}_{tot} &\approx 2.244\,\mu b
\end{aligned} \tag{5.27}$$

mit

$$\langle\Phi(y\in(0.3,0.7), Q^2 < 0.01\,GeV^2)\rangle \approx \int dy \int dQ^2\,\Phi(y,Q^2) = 1.36\cdot 10^{-2}\,. \tag{5.28}$$

Setzt man nun (5.10), (5.27) und (5.12) in Gleichung (5.1) ein, so ergibt sich für die Raten:

$$\boxed{R_i = 1.5\cdot 10^{31}\,\frac{1}{cm^2 s^1}\cdot 2.244\,\mu b\cdot\frac{N_i}{10^5}}\,. \tag{5.29}$$

In Tabelle 5.2 sind die so errechneten Ereignisraten zusammengefaßt. σ_{seen} wurde wie in Gleichung (5.14) bestimmt, hier natürlich mit dem Wirkungsquerschnitt aus (5.27).

Trigger	N_i	$\frac{N_i}{N_{MC}}$	$R_i\ [Hz]$	$\sigma_{seen}\ [nb]$
(ETAG33.AND.GEOMVLQ)	5190	0.05	1.72	115.0
(ETAG33.AND.GEOMVLQ.AND. (TOPHIGH.OR.BOTHIGH))	802	0.008	0.27	18.0
(ETAG33.AND.GEOMVLQ.AND. (TOPLOW.AND.BOTLOW))	21	0.0002	0.007	0.5
(ETAG33.AND.GEOMVLQ.AND. (TOPNOISE.OR.BOTNOISE))	3862	0.04	1.3	87.7

Tabelle 5.2: *Abschätzung der Ereignisraten im VLQ-Spektrometer für die verschiedenen Triggerbedingungen (5.5) bis (5.8) für PHOJET. Mitangegeben ist σ_{seen} (s. Gleichung (5.14)).*

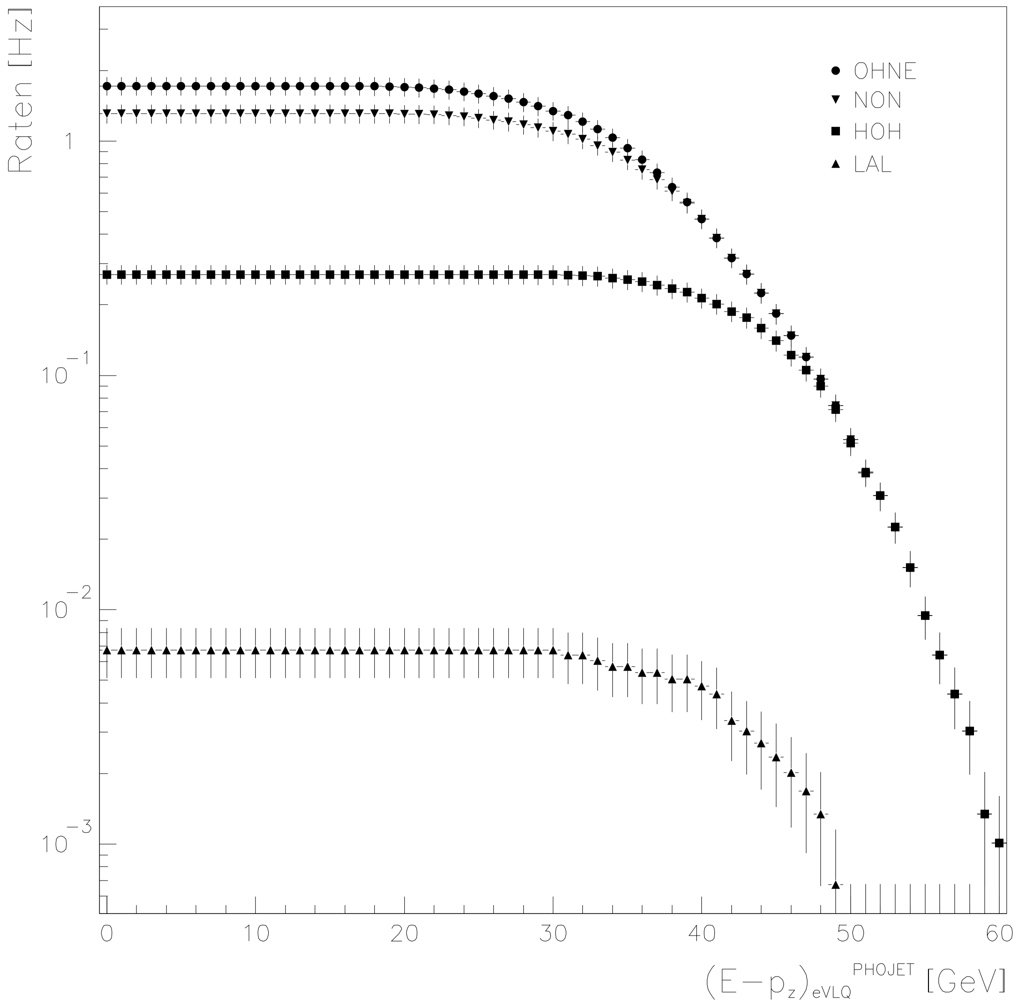

Abbildung 5.3: *Ereignisraten im VLQ-Spektrometer aufgetragen gegen* $(E-p_z)_{eVLQ}^{PHOJET}$ *für die verschiedenen Triggerbedingungen (5.5) bis (5.8) für PHOJET-Ereignisse. Die Bedeutung der Abkürzungen OHNE, NON, HOH, LAL wird im Text beschrieben.*

In der Abbildung 5.3 wurden die Ereignisraten für die verschiedenen Triggerbedingungen (5.5) bis (5.8) gegen $(E-p_z)^{PHOJET}_{eVLQ}$ aufgetragen. $(E-p_z)^{PHOJET}_{eVLQ}$ ist dabei wie in Abschnitt 5.2 bestimmt, d.h. aus den Teilchen, die in einem der VLQ-Module nachgewiesen wurden. Die Fehler auf die Ereignisraten wurden wie in Abschnitt 5.2.1 beschrieben bestimmt. Hier mit $\sigma = 2.244\,\mu b$ und $\Delta\sigma = 0.204\,\mu b$. Die Werte der anderen Größen wurden aus Gleichung (5.22) übernommen.

Die $(E-p_z)^{PHOJET}_{eVLQ}$-Verteilungen für die vier verschiedenen Triggerbedingungen (5.5) bis (5.8) für PHOJET zeigt Abbildung 5.4. Da auch für PHOJET-Ereignisse, die nach

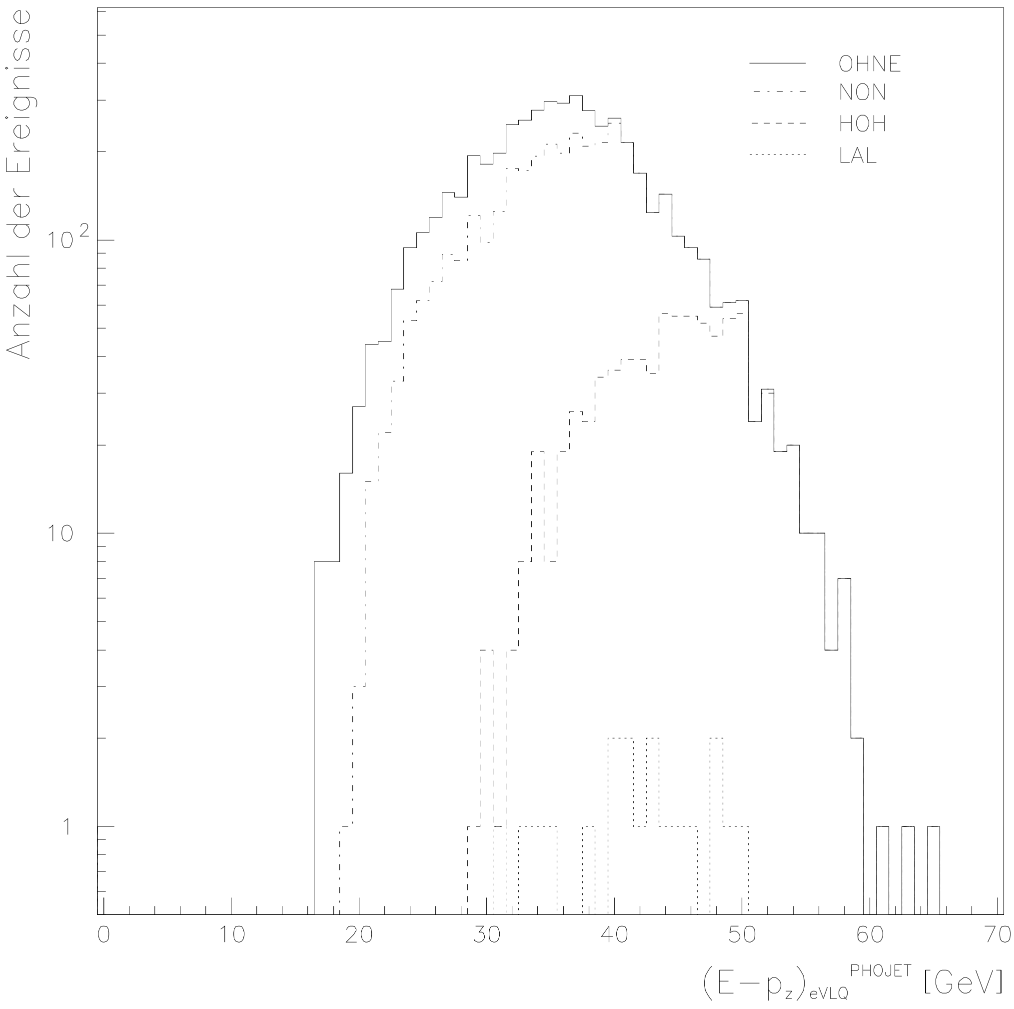

Abbildung 5.4: $(E-p_z)^{PHOJET}_{eVLQ}$-*Verteilungen für die verschiedenen Triggerbedingungen (5.5) bis (5.8) für PHOJET-Ereignisse. Die Bedeutung der Abkürzungen OHNE, NON, HOH, LAL wird im Text beschrieben.*

den angewandten Schnitten noch übrig waren, die Näherung $\vartheta \approx \pi$ gilt, konnte man zur Bestimmung von $(E-p_z)^{PHOJET}_{eVLQ}$ die Gleichung (5.21) verwenden. Auch hier kann man mit einem $(E-p_z)_{eVLQ}^{PHOJET}$-Schnitt den Untergrund teilweise wegschneiden. Man sieht in der Abbildung 5.3, daß die Raten bei einem $(E-p_z)_{eVLQ}^{PHOJET}$ von ca. $25\,GeV$ abfallen. Schneidet man bei etwa $40\,GeV$, kann man die Rate wesentlich reduzieren.

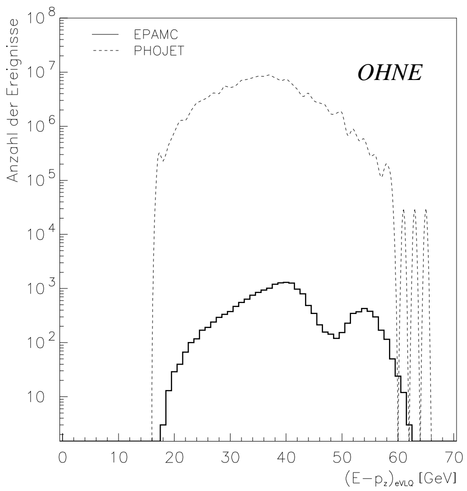

Abbildung 5.5: *Vergleich der $(E-p_z)_{eVLQ}^{EPAMC}$- mit der $(E-p_z)_{eVLQ}^{PHOJET}$-Verteilung für Triggerbedingung OHNE. Die Verteilungen sind auf dieselbe Luminosität normiert.*

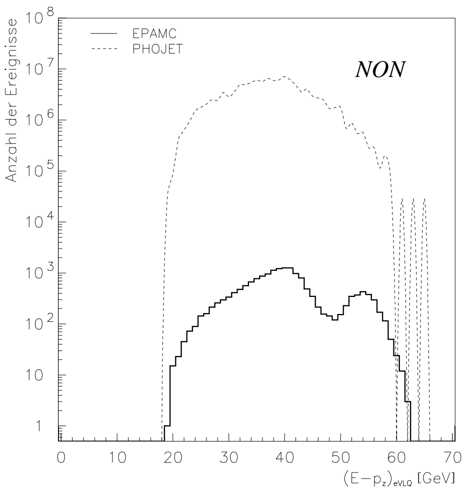

Abbildung 5.6: *Vergleich der $(E-p_z)_{eVLQ}^{EPAMC}$- mit der $(E-p_z)_{eVLQ}^{PHOJET}$-Verteilung für Triggerbedingung NON. Die Verteilungen sind auf dieselbe Luminosität normiert.*

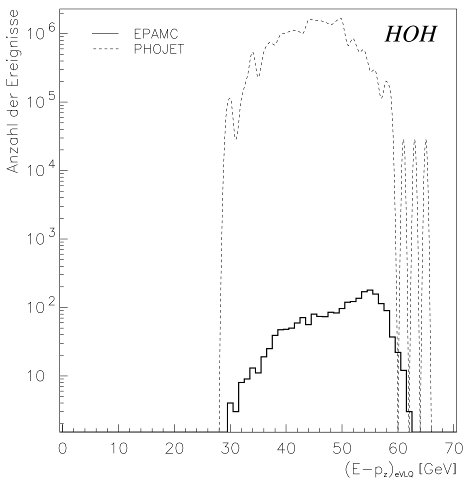

Abbildung 5.7: *Vergleich der $(E-p_z)_{eVLQ}^{EPAMC}$- mit der $(E-p_z)_{eVLQ}^{PHOJET}$-Verteilung für Triggerbedingung HOH. Die Verteilungen sind auf dieselbe Luminosität normiert.*

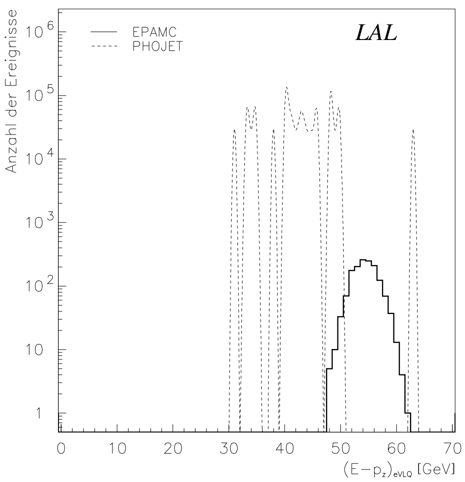

Abbildung 5.8: *Vergleich der $(E-p_z)_{eVLQ}^{EPAMC}$- mit der $(E-p_z)_{eVLQ}^{PHOJET}$-Verteilung für Triggerbedingung LAL. Die Verteilungen sind auf dieselbe Luminosität normiert.*

In den Abbildungen 5.5 bis 5.8 sind jeweils die $(E-p_z)_{eVLQ}^{EPAMC}$- und die $(E-p_z)_{eVLQ}^{PHOJET}$-

Verteilungen für jede der vier Triggerbedingung einzeln miteinander verglichen. Die Verteilungen in Abbildung 5.5 beziehen sich auf Bedingung 5.5 (OHNE), die in Abbildung 5.6 auf Bedingung 5.8 (NON), die in Abbildung 5.7 auf Bedingung 5.6 (HOH) und die Verteilungen in Abbildung 5.8 auf Bedingung 5.7 (LAL).

Die PHOJET- und EPAMC-Ereignisse wurden auf eine gemeinsame Luminosität normiert. Dadurch kann man die Verteilungen in den Abbildungen direkt miteinander vergleichen.

Kapitel 6

Erweiterung des Triggers um das „Forward-Neutron-Calorimeter“ FNC

6.1 Motivation

Nach dem Einbau des VLQ-Spektrometers in den Detektor H1 stellte man fest, daß aus der Detektorumgebung kohärentes Rauschen in die Triggerkanäle der VLQ-Module einkoppelt. Dies führte zu einer Triggerschwelle von ungefähr 17 GeV. Um das Problem in den Griff zu bekommen, wurde unter anderem auch die Hardware des VLQ-Spektrometers modifiziert. Das führte zu einer Reduzierung des kohärenten Rauschens um einen Faktor von 1.7 und der Triggerschwelle auf etwa 10 GeV bezogen auf einen Trigger, der nur aus dem VLQ besteht (“stand-alone“ trigger). Man kann diese Schwelle noch weiter reduzieren, wenn man die VLQ-Triggerbedingung mit einem vom VLQ-Spektrometer unabhängigen Trigger kombiniert, da Zufallskoinzidenzen zwischen dem kohärenten Rauschen und dem VLQ unabhängigen Trigger sehr unwahrscheinlich sind. Allerdings spielt dann auch das weiße Rauschen des VLQ-Spektrometers von etwa 6 GeV eine Rolle.

Aufgrund der durch das kohärente Rauschen im VLQ-Kalorimeter hervorgerufenen Probleme wurden die alten Schwellen NOISE=1 GeV, LOW=3 GeV und HIGH=6 GeV (s. Abschnitt 5.1) nun auf

NOISE=6 GeV,

LOW=8 GeV und

HIGH=10 GeV

gesetzt.

In Abbildung 6.1 sind die Energien der Photonen aus einem Odderon-induzierten Prozeß gegeneinander aufgetragen für den Fall, daß beide Photonen aus dem π^0-Zerfall im VLQ-Kalorimeter nachgewiesen wurden, egal in welchen Modulen (EPAMC-Ereignisse). Man entnimmt der Abbildung, daß bei einer Schwelle von 8 GeV der AND-Trigger niemals anspricht und bei einem OR-Trigger nur bei einem kleinen Bruchteil der seltenen Odderon-Ereignisse. Ein alleiniger VLQ-Trigger, d.h. die Verknüpfung der

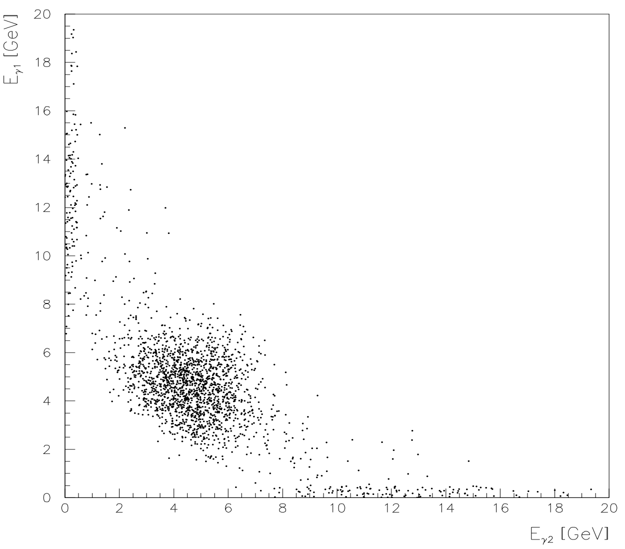

Abbildung 6.1: *Energien der Photonen aus einem π^0−Zerfall in einem Odderon-induzierten Prozeß gegeneinander aufgetragen für den Fall, daß beide Photonen im VLQ-Kalorimeter nachgewiesen wurden (EPAMC-Ereignisse). Die Photonen stammen aus dem Zerfall des π^0's.*

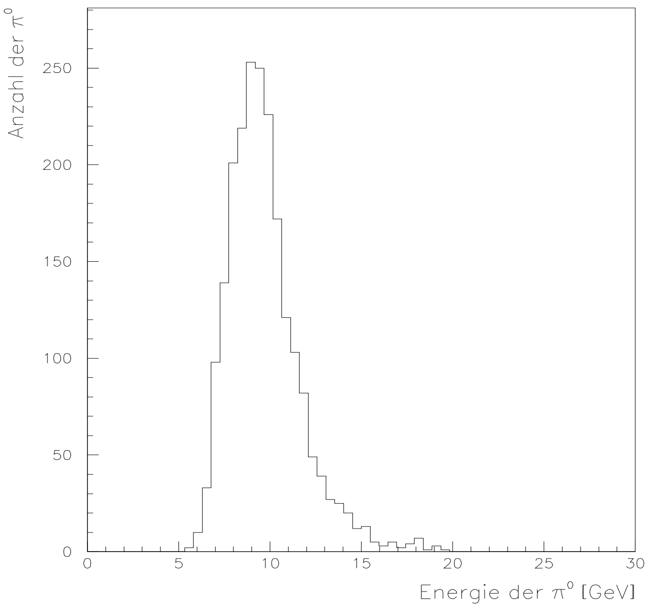

Abbildung 6.2: *Energieverteilung der π^0's aus einem Odderon-induzierten Prozeß (EPAMC-Ereignisse).*

beiden VLQ-Module mit AND oder OR, bei einer (TOPHI.AND.BOTHI)-Bedingung zum Zwecke physikalischer Untersuchungen ist also wenig sinnvoll, es sei denn man ist an QED-Comptonereignissen interessiert. Eine (TOPHI.OR.BOTHI)-Bedingung wird auf hochenergetische Elektronen triggern (DIS-Ereignisse mit kleinem Q^2). Man erwartet eine Rate von einigen $10\,Hz$. Damit ist man z.B. in der Lage die Strukturfunktion F_2 zu bestimmen. Abbildung 6.2 zeigt die Energieverteilung der π^0's aus der Odderonreaktion. Da dies ein Prozeß ist, der in der „getaggten"-Photoproduktion auftritt, muß ein VLQ-Trigger durch die Zerfallsphotonen des elastisch produzierten π^0's ausgelöst werden.

Aufgrund dieser Situation bietet es sich an, einen vom VLQ-Trigger unabhängigen Trigger zu bauen, der zwar den störenden Untergrund aus der Photoproduktion unterdrückt aber die exklusiven Odderonereignisse erkennt. Dabei sind folgende Betrachtungen ausschlaggebend.

Der Wirkungsquerschnitt $\sigma^{\gamma p}$ für die Reaktion

$$\gamma p \longrightarrow \pi^0 p \tag{6.1}$$

wurde innerhalb des *Modells des stochastischen Vakuums (MSV)* [DOS87, DOS88] untersucht und bestimmt [RUE97, RUE98]. Für den Fall, daß das Proton bei dieser Reaktion in den Zustand $N^*(1520)$ oder $N^*(1535)$ angeregt wird, erhält man für den Wirkungsquerschnitt [1] [DOS98]:

$$\sigma^{\gamma p}_{diss} = 26\,nb\ . \tag{6.2}$$

Dieses $\sigma^{\gamma p}$ und $\langle \Phi(y, Q^2) \rangle = 1.36 \cdot 10^{-2}$ (s. Gl. (5.28)) in Gleichung (5.27) eingesetzt, ergibt den für HERA interessierenden $ep-$Wirkungsquerschnitt:

$$\sigma^{ep}_{diss} = 354\,pb\ . \tag{6.3}$$

Dieser Wirkungsquerschnitt ist etwa um den Faktor fünf größer als der Wirkungsquerschnitt in (5.11) ($\sigma^{ep} = 78.7\,pb$), der ohne die spezielle Annahme der obigen Protonanregung errechnet wurde. Entsteht nun bei der Dissoziation des angeregten Protonzustands ein hochenergetisches („führendes") Neutron, das in dem Forward-Neutron-Calorimeter nachgewiesen werden kann, und wird zusätzlich ein Elektron im Elektron-Tagger nachgewiesen, so ist das ein Indiz für die interessierende Reaktion (4.4) und damit eine Hilfe bei der Suche nach dem Odderon. Ein N^{*+} zerfällt nach diffraktiver Anregung aufgrund der Isospininvarianz in zwei Dritteln der Fälle in ein Neutron und ein π^+ und in einem Drittel in ein Proton und ein π^0. Die hochenergetischen Neutronen erzeugen im Forward-Neutron-Calorimeter ein charakteristisches Signal. Die mit dem höheren Wirkungsquerschnitt verbundenen höheren Raten möchte man ausnutzen, indem man das Forward-Neutron-Calorimeter mit in die Triggerbedingung aufnimmt.

6.2 Das Forward-Neutron-Calorimeter

Das Forward-Neutron-Calorimeter (FNC) mißt die Energie und den Winkel des bei der Reaktion $ep \to e'nX$ entstehenden Neutrons [BECK95]. Das Kalorimeter ist unter

[1] Für den totalen Wirkungsquerschnitt gilt: $\sigma_{tot}^{\gamma p\, diss} = 300\,nb$

$0°$ bezüglich der positiven $z-$Achse bei $z = +107\,m$ relativ zum nominellen Wechselwirkungspunkt positioniert. Die Neutronen, die aus dieser Reaktion stammen, haben einen Impuls zwischen $200\,GeV$ und $920\,GeV$. Ihre zugehörigen Winkel sind, bezogen auf die einlaufenden Protonen, kleiner als $1\,mrad$. In $100\,m$ Entfernung vom nominellen Wechselwirkungspunkt entspricht das einer kreisscheibenförmigen Verteilung der Auftreffpunkte der Neutronen auf der Frontfläche des Kalorimeters um die $0°$-Richtung mit einem Radius von $10\,cm$. Um diese Neutronen mit ausreichender Genauigkeit messen zu können, ist das FNC als kompensierendes[2] hadronisches Blei-Szintillator-Spaghetti-Kalorimeter gebaut worden. Die auf die Frontfläche des FNC auftreffenden Teilchen bilden innerhalb des 9.5 Wechselwirkungslängen (λ_i) tiefen Detektors Schauer ($\lambda_I = 194\,g/cm^2$). Der Durchmesser der aktiven Fläche beträgt ungefähr $95\,cm$.

Die Energieauflösung des Kalorimeters für Neutronen beträgt:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{(30.6 \pm 0.5)\%}{\sqrt{E[GeV]}} \oplus (1.0 \pm 0.1)\% \,.$$

Die Ortsauflösung des Auftreffpunktes von Hadronen im Kalorimeter ist: $\sigma_y(E) = 2.4 + 31.4/\sqrt{E[GeV]}\,[mm]$.

6.3 Bestimmung der Ereignisraten unter Einbeziehung des Forward-Neutron-Calorimeters

Zur Bestimmung der Ereignisraten im VLQ-Spektrometer unter zu Hilfenahme des Forward-Neutron-Kalorimeters wurde für den FNC-Trigger die Koinzidenz folgender Bedingungen gefordert:

- Es muß zumindest ein Neutron im FNC nachgewiesen werden.
- Das Neutron muß unter einem Winkel kleiner als $1\,mrad$[3] in das FNC fliegen.
- Das im FNC nachgewiesene Neutron muß einen Transversalimpuls $p_t < 0.5\,GeV$ besitzen.
- Die Energie E_n des im FNC nachgewiesenen Neutrons muß größer oder gleich $400\,GeV$ sein.

[2]D.h. ein Hadron und ein Photon erzeugen bei gleichen Energien die gleiche Signalhöhe im Kalorimeter.

[3]bezogen auf die Protonstrahlrichtung

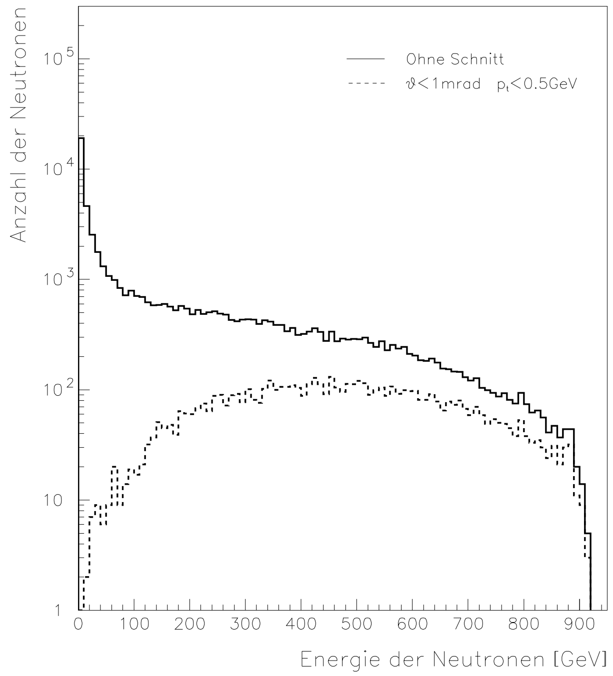

Abbildung 6.3: *Energien der Neutronen aus* 10^5 *mit PHOJET generierten Ereignissen ohne jeglichen Schnitt (durchgezogene Kurve) und Energien der Neutronen mit einem* $p_t < 0.5\,GeV$*, die unter einem Winkel kleiner als* $1\,mrad$ *in Vorwärtsrichung fliegen (gestrichelte Kurve).*

Für $E_n > 400\,GeV$ hat man im FNC-„stand-alone“ Raten, die unterhalb von $100\,Hz$ liegen [LYT98]. In Abbildung 6.3 ist zum einen die Energieverteilung der Neutronen aus 10^5 mit PHOJET generierten Ereignissen gezeigt (durchgezogene Kurve). In derselben Abbildung sieht man auch die Verteilung der Energien der Neutronen mit einem $p_t < 0.5\,GeV$, die unter einem Winkel kleiner als $1\,mrad$ in Vorwärtsrichung fliegen (gestrichelte Kurve).

Zur Bestimmung der Triggerraten wurden die in Kapitel 5 mit dem Generator PHOJET erzeugten Ereignisse verwendet. Diese erfuhren die gleichen Energieverschmierungen und Schnitte usw. wie in Kapitel 4 und 5 beschrieben.

6.3.1 Ein Trigger ohne das VLQ-Spektrometer

Aufgrund der obigen Überlegungen wurde ein Trigger konzipiert und untersucht, der das VLQ-Spektrometer als Triggerelement nicht benutzt. Er besteht aus dem FNC und dem Elektrontagger bei etwa $33\,m$ (FNC steht in der folgenden Gleichung für die Erfüllung des FNC-Triggers):

$$(\mathrm{ETAG33.AND.FNC}) \tag{6.4}$$

Die mit den bekannten PHOJET-Ereignissen durchgeführte Untersuchung läßt für diesen Trigger eine Rate in der Größenordnung von $0.5\,Hz$ erwarten. Mit solch einem

VLQ-unabhängigen Trigger werden weniger interessierende Ereignisse verworfen, dafür Untergrund durch Gas-Wand- und Strahl-Gas-Reaktionen unterdrückt.

6.3.2 Ein Trigger bestehend aus dem VLQ-Spektrometer und dem FNC

Fordert man eine Koinzidenz zwischen einem VLQ-Trigger und einem Nicht-VLQ-Trigger, ist man nicht mehr so stark durch das kohärente Rauschen des VLQ-Spektrometers beschränkt wie bei einem „stand-alone“-VLQ-Trigger, da das Auftreten von Zufallskoinzidenzen sehr gering ist. Die untersuchte Triggerbedingung, bestehend aus VLQ- und Nicht-VLQ-Triggern, setzt sich wie folgt zusammen:

$$\text{(ETAG33.AND.(TOPNOISE.OR.BOTNOISE).AND.FNC)} \tag{6.5}$$

mit NOISE=5 GeV. Durch diese Bedingung reduziert sich die Rate auf einige 10 mHz. Die mit dieser Triggerbedingung, d.h. mit der Annahme eines Neutrons aus dem $N^*(1520)$- bzw. $N^*(1535)$-Zerfall im FNC, erhaltenen Raten sind in Abbildung 6.4 zu sehen. Sie sind wieder gegen $(E - p_z)_{eVLQ}$ aufgetragen. Die Abbildung enthält zum einen den Verlauf der Raten für die interessierende Reaktion (EPAMC mit N^*-Zustand) und zum anderen den Verlauf des störenden Untergrundes (PHOJET mit FNC). Zum Vergleich sind die zugehörigen Verteilungen ohne die FNC-Bedingung (PHOJET ohne FNC, EPAMC ohne N^*), d.h. ohne die Forderung nach einem Neutron im Kalorimeter, enthalten. Die Verteilung bzgl. der Odderon-induzierten Ereignisse beziehen sich also im Falle (EPAMC mit N^*-Zustand) auf den Wirkungsquerschnitt in (6.3) und im Falle (EPAMC ohne N^*-Zustand) auf den Wirkungsquerschnitt aus (5.11).

In Abbildung 6.5 sind die zu Abbildung 6.4 gehörenden $(E - p_z)$-Verteilungen zu sehen. Die Kurven (EPAMC mit N^*) und (PHOJET mit FNC) entsprechen wieder der Forderung 6.5. für Oddron-induzierte Prozesse („Signal“) bzw. den Untergrund aus Photoproduktionsereignisse. Bei den Kurven (EPAMC ohne N^*) und (PHOJET ohne FNC) wurde zum Vergleich nur (ETAG33.AND.(TOPNOISE.OR.BOTNOISE)) gefordert, d.h. keine FNC-Bedingung. Zum Vergleich mit Abbildung 6.5 sind in Abbildung 6.6 die Verläufe der $(E - p_z)_{eVLQ}$-Verteilungen gezeigt, bei denen der Energieschnitt (TOPNOISE.OR.BOTNOISE) nicht durchgeführt wurde. Es mußte zumindest ein Teilchen mit beliebiger Energie in das VLQ-Kalorimeter geflogen sein. Ansonsten entsprechen die Bezeichnungen denen in Abbildung 6.5 und es gilt das dort Gesagte. Ein Vergleich der beiden Abbildungen zeigt, daß die Energieforderung (TOPNOISE.OR.BOTNOISE) den Untergrund aus Photoproduktionsereignissen reduziert und das „Signal“ deutlicher werden läßt.

Alle Verteilungen in Abbildung 6.5 und 6.6 sind für die normale „getaggte“ Photoproduktion erstellt. Sie sind wieder auf eine gemeinsame Luminosität normiert (s. Abschnitt 5.3.1).

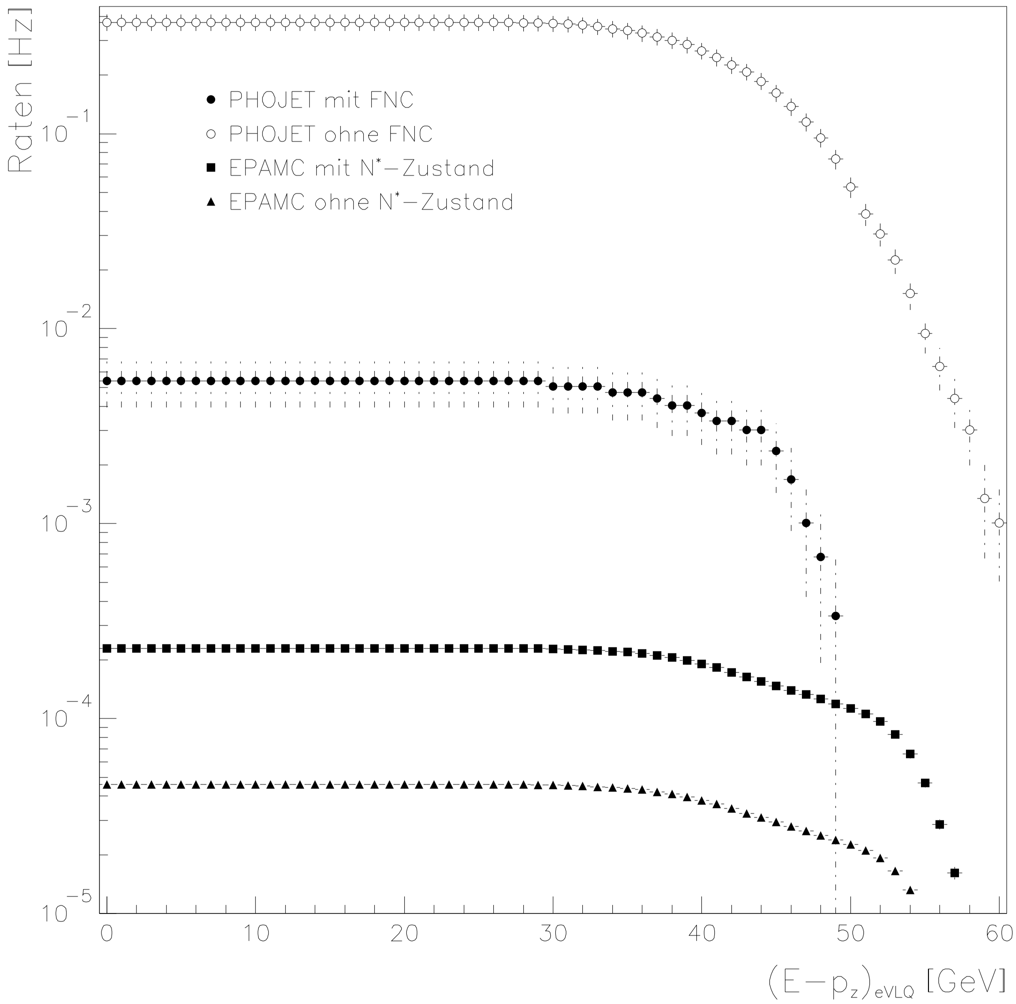

Abbildung 6.4: *Ereignisraten im VLQ-Spektrometer aufgetragen gegen $(E - p_z)_{eVLQ}$ für die Triggerbedingung (6.5) für das „Signal“ (EPAMC mit N^*-Zustand) und den Untergrund (PHOJET mit FNC). Zum Vergleich sind die zugehörigen Kurven ohne die FNC-Bedingung (EPAMC ohne N^*, PHOJET ohne FNC) miteingezeichnet.*

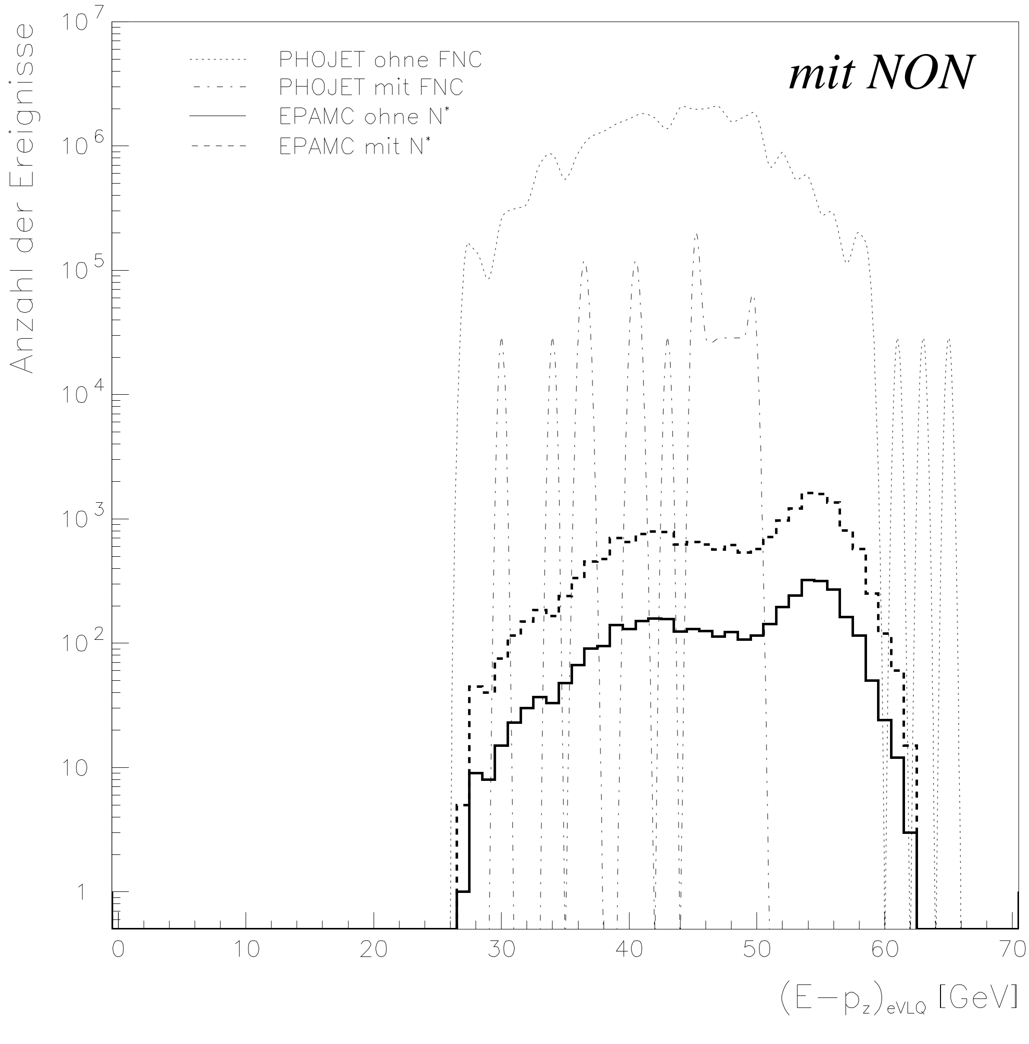

Abbildung 6.5: $(E-p_z)_{eVLQ}$-*Verteilungen für die Triggerbedingung (6.5). Es sind sowohl die Verteilungen für den interessierenden Odderon-induzierten Prozeß (EPAMC mit N^*) als auch der für den Untergrund aus Photoproduktionsereignissen (PHOJET mit FNC) dargestellt. Zum Vergleich sind die Verteilungen angegeben, bei denen die FNC-Bedingung nicht gestellt wurde (EPAMC ohne N^*, PHOJET ohne FNC).*

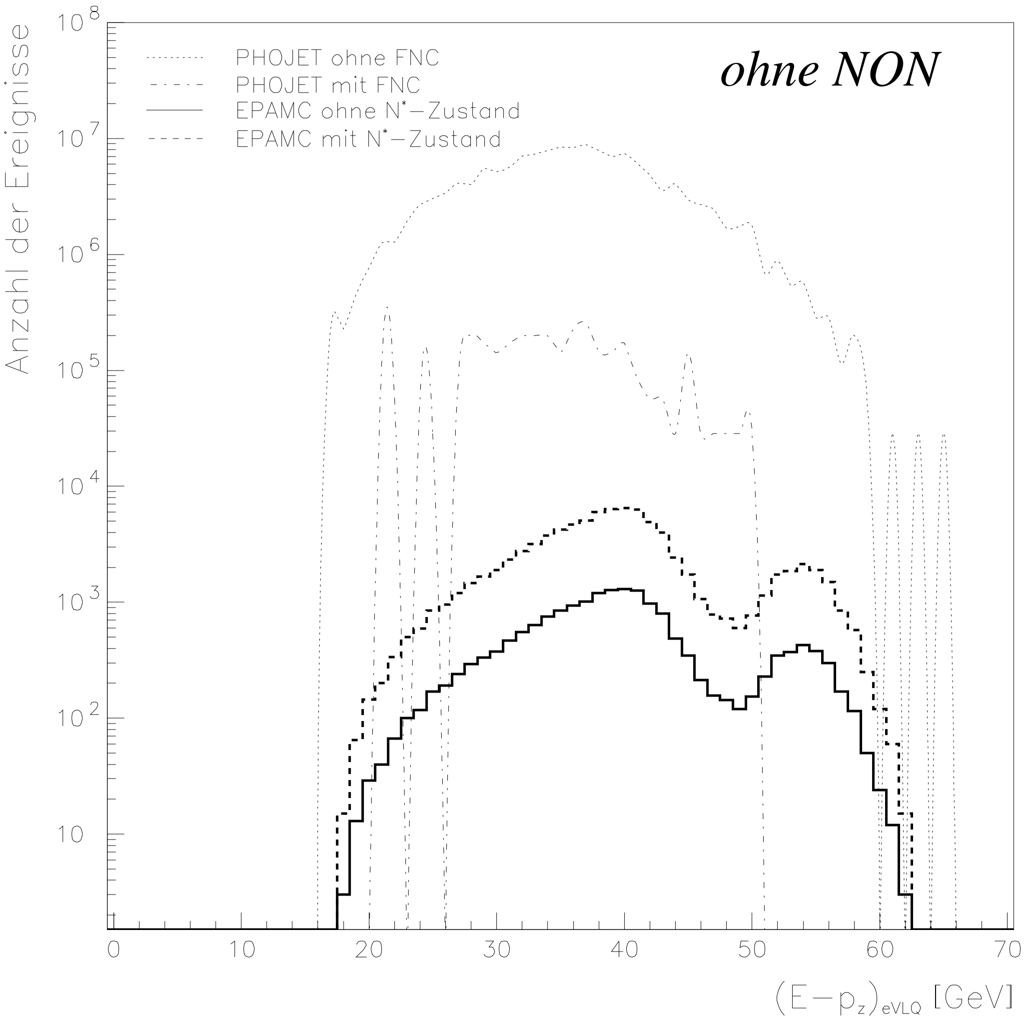

Abbildung 6.6: $(E-p_z)_{eVLQ}$ *für die Triggerbedingung (6.5) ohne die darin enthaltene Energieforderung (TOPNOISE.OR.TOPNOISE). Es sind sowohl die Verteilungen für den interessierenden Odderon-induzierten Prozeß (EPAMC mit* N^**) als auch der für den Untergrund aus Photoproduktionsereignissen (PHOJET mit FNC) dargestellt. Zum Vergleich sind die Verteilungen angegeben, bei denen die FNC-Bedingung nicht gestellt wurde (EPAMC ohne* N^**, PHOJET ohne FNC).*

Zusammenfassung

Das VLQ-Spektrometer wurde im Frühjahr des Jahres 1998 nach erfolgreichen Tests in den Detektor H1 bei HERA integriert. Es schließt damit eine Lücke in einem interessanten kinematischen Bereich, der bis dahin durch keine Detektorkomponente abgedeckt war. Dabei handelt es sich um den Bereich des Überganges zwischen Photoproduktion und tiefinelastischer Streuung ($0.01\,GeV^2 < 1.0\,GeV^2$). Man kann jetzt die inklusive Messung hochenergetischer Elektronen in dem rückwärtigen Bereich des Detektors H1 durchführen, d.h. der Bereich der tiefinelatischen Streuung mit kleinem Q^2 ist nun zugänglich. Das VLQ-Spektrometer ist auch ein idealer Detektor, um einen Prozeß der nicht-pertubativen Quanten-Chromo-Dynamik zu suchen. Dabei handelt es sich um Odderon-induzierte Prozesse wie die elastische Produktion von pseudoskalaren Mesonen, hauptsächlich π^0-Mesonen. Das Odderon ist der ($C = P = -1$)-Partner des Pomerons. Die Hauptaufgabe dieser Arbeit bestand darin, Ereignisraten im VLQ-Spektrometer zu untersuchen und zu bestimmen. Für die verschiedenen physikalischen Ereignisklassen sind bestimmte Triggerraten von der H1-Kollaboration vorgegeben. Dadurch wird festgelegt, wie viele Ereignisse zur Analyse tatsächlich auf Magnetband gespeichert werden. Um als Subdetektor in die standardmäßige Auslese des Detektors H1 aufgenommen zu werden, dürfen die Raten im Subdetektor diese Grenze nicht überschreiten. Außerdem wollte man feststellen, ob der Detektor H1 zusammen mit dem VLQ-Spektrometer in der Lage ist, die Odderon-induzierten Prozesse nachzuweisen. Da es zur Zeit noch keine Simulation des VLQ-Spektrometers gibt, mußte eine „Toy-Simulation“ geschrieben werden. Dazu wurde das Antwortverhalten des VLQ-Spektrometers durch einfache Parametrisierungen der Energie- und Ortsmessung simuliert. Der interessante Prozeß bei der Suche nach dem Odderon

$$e^- p \longrightarrow e^- p\, PS$$

(PS : Pseudoskalares Meson) wurde mit Hilfe des Monte-Carlo-Generators EPAMC simuliert, wobei man sich auf das π^0 konzentrierte. Bei der Reaktion sind die beiden Prozesse

$$\gamma\gamma \longrightarrow \pi^0 \longrightarrow \gamma\gamma$$

und

$$\gamma\mathbb{O} \longrightarrow \pi^0 \longrightarrow \gamma\gamma$$

untrennbar miteinander verbunden. Aufgrund der Konkurrenz und Interferenz dieser beiden Prozesse erwartet die Theorie bei einem Odderonanteil z.B. eine Veränderung des differentiellen Wirkungsquerschnittes $\frac{d\sigma}{dp_t}$ (p_t : Transversalimpuls) im Vergleich zum reinen $\gamma\gamma$-Prozeß [KIL97]. Einen anderen Zugang bietet das *Modell des stochastischen Vakuums (MSV)* [DOS87, DOS88]. Zusätzlich wird die Suche nach dem Odderon dadurch erschwert, daß diese Reaktion vor dem störenden Hintergrund der Photoproduktion stattfindet. Der Untergrund wurde mit der Monte-Carlo-Simulation PHOJET generiert. Es wurden sowohl für die „interessante“ Physik als auch für den Untergrund die Ereignisraten bestimmt (s. Tabellen 5.1, 5.2). Durch den sehr kleinen Wirkungsquerschnitt der Odderon-induzierten Reaktion von $\sigma^{ep} = 78.7\,pb$ verglichen mit dem größeren Wirkungsquerschnitt der Photoproduktion von $\sigma^{ep}_{tot} = 2.244\,\mu b$ erscheint es schwierig, die „goldenen“ Ereignisse zu finden. Durch geeignete Wahl von Triggerbedingungen muß man versuchen, den dominierenden Untergrund zu reduzieren, ohne dabei die gesuchten Ereignisse wegzuschneiden. Man versucht also, die Untergrundrate klein zu machen und die Rate für die zu findenden Ereignisse nicht einzuschränken. Die Triggerbedingungen wurden unter anderem durch verschiedene Kombinationen von Energieschwellen realisiert. Ursprünglich lagen diese bei NOISE=1 GeV, LOW=3 GeV und HIGH=6 GeV. Die so abgeschätzten Raten liegen für die interessierenden Odderon-Prozesse unter der von H1 gesetzten Schwelle und lassen gleichzeitig erkennen, daß die interessante Suche nach dem Odderon auf jeden Fall erfolgreich sein kann. Auch die Rate des Untergrundes kann durch geeignete Triggerbedingungen unter die vorgegebene Schwelle gedrückt werden. Neben den Triggerbedingungen ist dazu ein $(E - p_z)$-Schnitt sehr geeignet, den man aber erst nach Datennahme und -speicherung anwenden kann.

Die Rate für tiefinelastische Streuung mit kleinem Q^2 liegt etwa bei $10\,Hz$. Es stellt also für das VLQ-Spektrometer kein Problem dar, innerhalb relativ kurzer Zeit ausreichend viele Ereignisse (ca. 50000) zu sammeln, um z.B. die Protonstrukturfunktion F_2 in diesem Bereich zu bestimmen. Natürlich muß die Rate durch Präskalierung den von der H1-Kollaboration zugewiesenen Raten angepaßt werden.

Nach dem Einbau des VLQ-Spektrometers in den Detektor H1 kam es aufgrund der Einkopplung von kohärentem Rauschen in die Triggerkanäle zu Problemen. Zur Zeit liegt das Rauschen bei etwa $10\,GeV$. Das erforderte neben gewissen Hardwaremodifikationen am VLQ-Spektrometer auch neue Triggerschwellen, die im Moment bei NOISE=6 GeV, LOW=8 GeV und HIGH=10 GeV liegen. Außerdem überlegte man sich aus VLQ- und VLQ-unabhängigen-Triggern kombinierte Bedingungen, sowie gänzlich VLQ-unabhängige Triggerbedingungen. Die letzteren nutzen die theoretische Vorhersage des *Modells des stochastischen Vakuums*, daß der Wirkungsquerschnitt für die Reaktion, in der ein Proton in den Zustand $N^*(1520)$ oder $N^*(1535)$ angeregt wird und bei der anschließenden Dissoziation ein Neutron emittiert, um etwa den Faktor fünf größer ist als der Wirkungsquerschnitt σ^{ep}. Die Kombination des Forward-Neutron-Calorimeters (FNC) mit dem Elektron-Tagger bei $z \approx -33\,m$ führte zu einer Rate von Photoproduktionsereignissen von etwa $0.5\,Hz$, wieder eine durchaus mit den von der H1-Kollaboration gestellten Triggerratenbedingungen verträgliche Zahl. Zwar steigen mit dem größeren Wirkungsquerschnitt die Ereignisraten für die Odderon-induzierten Prozesse, sie werden aber immer noch durch den Photoproduktionsuntergrund überdeckt. Nimmt man das VLQ-Spektrometer wieder in die Triggerbedingung mit auf, so reduziert sich die Photoproduktionsrate auf einige mHz (bei der TOPNOISE.OR.BOTNOISE-Kombination mit NOISE=5 GeV). Um nun die Odderon-induzierten Ereignisse herauszufiltern, bieten sich aufgrund der Exklusivität der Odderon-Ereignisse, im Gegensatz zu der in der Regel hohen Multiplizität bei Photoproduktionsereignissen, kinematische Schnitte an, die auf der Impuls- und Energieerhaltung beruhen, z.B. ein $(E - p_z)$-Schnitt. Ein geeigneter Schnitt läge bei etwa $40\,GeV$. Aufgrund der Elastizität des Odderon-induzierten Prozesses bieten sich zur Selektion auch Betrachtungen zu Energie- und Impulserhaltung an. Man kann auch die Ereignisse verwerfen, die keine Spuren aufweisen. Ebenso kann man sich auf die Ereignisse beschränken, bei denen die rekonstruierte invariante Masse aller in Rückwärtsrichtung nachgewiesenen Teilchen, außer dem Elektron, die Masse eines pseudoskalaren Mesons ist. All das kann man aber erst bei der Analyse der Daten auf Level-4 des H1-Triggers genauer untersuchen.

In diesen Tagen wird das VLQ-Spektrometer im normalen Strahlbetrieb bei HERA getestet. Man möchte unter anderem Ereignisraten für verschiedene Triggerkombinationen mit und ohne VLQ untersuchen, die geeignetsten Werte für die Schwellen NOISE, LOW und HIGH festlegen, den Untergrund untersuchen und eine mögliche Präskalierung der Triggerraten bestimmen. Diese Informationen braucht man, um an den knappen Triggerraten bei H1 teilhaben zu können. Im Jahre 1999 soll das VLQ-Spektrometer standardmäßig bei der Datennahme mitlaufen und auf Level-4 integriert werden. Das VLQ-Kalorimeter wurde vor wenigen Tagen in die standardmäßige Kalorimeterauslese von H1 aufgenommen - ein weiterer wichtiger Beweis seiner Leistungsfähigkeit. Die auf Teststrahlergebnissen basierende Rekonstruktionssoftware wurde inzwischen auch erfolgreich mit Daten getestet und kann auf Level-4 eingesetzt werden. Die Simulation des VLQ-Spektrometers wird im Frühjahr nächsten Jahres bereitgestellt werden. Das VLQ-Spektrometer wird mindestens bis zum Jahre 2001 eingesetzt, neue physikalische Erkenntnisse liefern und viel zum Erfolg des Experimentes H1 beitragen.

Literaturverzeichnis

[ABT93] **I. Abt**, *Manual to IJRAY, A Monte Carlo Generator Shell to produce ep events for H1*, H1-05/93-290 (1993)

[ABT93a] **H1 Collaboration, I. Abt et al.**, *The H1 Detector at HERA*, DESY preprint 93-103, Jul 1993

[AHM95a] **H1 Collaboration, T. Ahmed et al.**, *A Measurement of the Proton Structure Function $F_2(x, Q^2)$*, Nucl. Phys. B439 (1995), 471

[AHM95b] **H1 Collaboration, T. Ahmed et al.**, Phys. Let. B348 (1995), 681

[AID95] **H1 Collaboration, S. Aid et al.**, *A Measurement and QCD Analysis of the Proton Structure Function $F_2(x, Q^2)$*, Nucl. Phys. B470 (1995), 471

[AID95a] **H1 Collaboration, S. Aid et al.**, Z. Phys. C69 (1995), 27

[AID96] **S. Aid et al.**, preprint DESY 96-023 (1996)

[AND93] **H1 Calorimeter Group, B. Andrieu et al.**, Nucl. Instr. and Meth. A336 (1993), 460

[APP95] **H1 Spacal Group, Appuhn et al.**, *Hadronic Response and $e\pi$ Separation with the H1 Lead/Fibre Calorimeter*, DESY preprint 95-250, Dec 1995

[APP96] **H1 Spacal Group, Appuhn et al.**, *The H1 Lead/Scintillating Fibre Calorimeter*, DESY preprint 96-171, Aug 1996

[APP97] **H1 Spacal Group, Appuhn et al.**, Nucl. Instr. and Meth. A386 (1997) 397-408

[BAU78] **T. H. Bauer et al.**, *Hadronic Properties of the Photon in High-Energy Reactions*, Rev. of Modern Physics, Vol. 50, No. 2, 1978

[BECK95] **H1 Collaboration, M. Beck et al.**, *Proposal for a Forward Neutron Calorimeter for the H1 Experiment at DESY*, August 1995

[BER97] **T. Berndt**, *Exklusive Produktion der Mesonen η, η' und ω in Multi-Photon-Endzuständen bei HERA*, Diplomarbeit, IHEP Universität Heidelberg, 1997

[BERG96] **H1 Collaboration, Ch. Berger et al.**, *Technical Proposal to build a Special Spectrometer covering Very Small Momentum Transfers*, TP-VLQ, 1996

[BRU96] **C. Brune**, *Bestimmung der Protonstrukturfunktion $F_2(x_{bj}, Q^2)$*, Dissertation, IHEP Universität Heidelberg, 1996

[BUC92] **W. Buchmüller, G. Ingelman**, *Proc. Workshop: Physics at HERA 1991*, ed. by W. Buchmüller and G. Ingelmann, DESY, Hamburg (1992)

[COL77] **P.D.B. Collins**, *An Introduction to Regge Theory and High Energy Physics*, Cambridge University Press, Cambridge (1977)

[CRI97] **J.A. Crittenden**, *Exclusive Production of Neutral Vector Mesons at the Electron-Proton Collider HERA*, DESY preprint 97-068, April 1997

[CUD90] **J. Cudell**, *A QCD inspired Model for the Exclusive Vector Meson Production in Deep Inelastic Scattering*, Nucl. Phys. B336 (1990), 1

[DON89] **A. Donnachie, P.V. Landshoff**, Nucl. Phys. B311 (1989), 509

[DON91] **A. Donnachie, P.V. Landshoff**, Nucl. Phys. B348 (1991), 297

[DON92] **A. Donnachie, P.V. Landshoff**, Phys. Lett. B296 (1992), 227

[DOS87] **H.G. Dosch**, Phys. Lett. B 190, 177 (1987)

[DOS88] **H.G. Dosch, Yu.A. Simonov**, Phys. Lett. B 205, 339 (1988)

[DOS92] **H.G. Dosch, E. Fereira, M. Rüter**, Phys. Rev. D50 (1994), 1992

[DOS98] **H.G. Dosch**, persönliche Mitteilung, 1998

[DUH91] **H.T. Duhme et al.**, H1 internal note, September 1991

[FEN95] **J. Fent et al.**, *A Neural Network Second Level Trigger for the H1 Experiment at HERA*, H1 internal Note H1-10/95-457 (1995)

[GEANT] *Manual zu GEANT*, CERN (1993)

[GRO97] **J. Grosse-Knetter**, *Measurement of Elastic ω Photoproduction at HERA*, Dissertation, Universität Hamburg, Internal Report F35D-97-02

[H1497] **H1 Collaboration**, Nucl. Phys. B 497 (1997) 3

[H1P86] **H1 Collaboration**, *Technical Proposal for the H1 Detector*, DESY, Hamburg (1986)

[KIL97] **W.Kilian, O. Nachtmann**, *Single Pseudoscalar Meson Production in diffractive ep Scattering*, hep-ph/9712371 (1997)

[KLEIN87] **K. Kleinknecht**, *Detektoren für Teilchenstrahlung*, Teubner Verlag 1987

[LYT98] **L. Lytkich**, persönliche Mitteilung, 1998

[NACHT90] **Otto Nachtmann**, *Elementary Particle Physics*, 1990

[NUS75] **S. Nusinov**, Phys. Rev. Let. 34 (1075), 1286

[PEC88] **R. Peccei**, *Proc. HERA Workshop 1987*, ed. by R. Peccei, DESY, Hamburg (1988)

[PERK] **Donald H. Perkins**, *Hochenergiephysik*, Addison-Wesley, 1990

[PHO95] **R. Engel et al.**, *PHOJET manual*, Universität Siegen, preprint 95-05 (revised Feb. 97) // e-mail: eng@tph200.physik.uni-leipzig.de

[PHYS98] **D. Haidt et al.**, *The European Physical Journal C, Review of Particle Physics*, Vol. 3, Nr. 1-4, Springer, 1998

[POVH94] **B. Povh et al.**, *Teilchen und Kerne*, Springer-Lehrbuch, 1994

[PRO94] **R. Prosi et al.**, *Pedestrian's Guide to the L4 Filter Farm*, H1 internal note H1-11/94-412 (1994)

[PYTH93] **T. Sjøstrand**, *PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4, Physics and Manual*, CERN-TH.7112/93

[RUE96] **M. Rüter, H.G. Dosch**, Phys. Let. B380 (1996), 177

[RUE97] **M. Rüter**, *Quark-Confinement und diffraktive Hadron-Streuung im Modell des stochastischen Vakuums*, Dissertation, Institut für Theoretische Physik Universität Heidelberg, 1997

[RUE98] **M. Rüter, H.G. Dosch, O. Nachtmann**, *Odd C-P contributions to diffractive processes*, HEP-PH/9806342

[SAU77] **F. Sauli**, *Principles of Operation of Multiwire Proportional and Drift Chambers*, CERN preprint 77-09 (1977)

[SCH91] **A. Schäfer, L. Mankiewicz, O. Nachtmann**, *Diffractive η_c, η, J/ψ and ψ' Production in Electron-Proton Collisions at HERA Energies*, Proceedings of the workshop: Physics at HERA (1991) Vol. 1, 243

[SCH93] **G.A. Schuler, T. Sjøstrand**, *Towards a Complete Description of High-Energy Photoproduction*, Nucl. Phys. B407 (1993), 593

[SEF94] **F. Sefkow et al.**, *Experience with the First Level Trigger of H1*, H1 internal note H1-11/94-407 (1994)

[STELL98] **A. Stellberger**, *Entwicklung und Bau eines kompakten elektromagnetischen Kalorimeters*, Dissertation, IHEP Universität Heidelberg, 1998

[SWAR96] **M. Swart**, *Untersuchungen zur Photoproduktion von π^0- und $\eta-$Mesonen mit dem neuen Rückwärtskalorimeter von H1*, Diplomarbeit, IHEP Universität Heidelberg, 1996

[SWAR98] **M. Swart**, persönliche Mitteilung, 1998

[TAPP96] **S. Tapprogge**, *Diffraktive Phänomene in der Elektron-Proton-Streuung bei HERA*, Dissertation, IHEP Universität Heidelberg, 1996

[WOL93] **G. Wolf**, *HERA Physics*, Vortrag gehalten auf der 42nd Scottish Universities Summer School in Physics, 1993

Danksagung

Danken möchte ich allen, die mich in der Zeit der Erstellung dieser Arbeit begleitet haben. Besonders hervorheben möchte ich dabei:

- Herrn Prof. Dr. K. Meier für die Ermöglichung dieser Arbeit und die Betreuung und Unterstützung während ihrer Entstehung,
- Herrn Dr. J. Stiewe für die willkommenen auflockernden Erzählungen aus dem außerphysikalischen Bereich, das stete und mühselige Korrekturlesen und die wertvollen Hinweise und Ratschläge,
- Thomas Berndt, der für jede Frage immer ein offenes Ohr hatte und bereitwillig Hilfestellung bei vielen Problemen leistete und für das Korrekturlesen,
- Martin Swart für die vielen Tips und Ratschläge zu PAW, die Starthilfe und das Korrekturlesen,
- Claus C. Beier für seine Hilfsbereitschaft und die konstruktive Zusammenarbeit,
- die H1- und ALEPH-Gruppe am Institut für das freundliche und tolerante Arbeitsklima,
- die Mitarbeiter aus der EDV-Abteilung, die jederzeit ansprechbar waren und sich sofort um auftretende Probleme kümmerten,
- und ganz besonders und nicht zuletzt meine Eltern, die mir das Studium ermöglichten, jede Unterstützung gewährten und immer für mich da waren.