Untersuchungen zur Elektron-Proton-Streuung mit Hilfe des VLQ-Spektrometers

von
Martin Wessels

Diplomarbeit in Physik
vorgelegt der
Fakultät für Mathematik, Informatik und Naturwissenschaften
der
Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen

im August 2000

angefertigt am
I. Physikalischen Institut, Lehrstuhl B
Prof. Dr. Ch. Berger

Inhaltsverzeichnis

Einleitung

Die Elementarteilchenphysik untersucht den Aufbau der Materie und die fundamentalen Kräfte der Natur im Bereich der kleinsten Längenskalen. Im Rahmen des Standardmodells der Teilchenphysik zeigt sich, daß die gesamte Materie aus einer geringen Anzahl elementarer Bausteine besteht. Aufgrund von Wechselwirkungen treten Kräfte zwischen den Teilchen auf, die zu Bindungen führen können. Dabei lassen sich drei verschiedene Arten der Wechselwirkung unterscheiden: die starke Wechselwirkung, die elektroschwache Wechselwirkung und die Gravitation.
Das Standardmodell der Teilchenphysik beschreibt den Aufbau der Materie aus zwei Klassen von, nach heutigem Stand des Wissens, punktförmigen Fermionen (Teilchen mit halbzahligem Spin), den Leptonen und Quarks. Es existieren sowohl sechs Leptonen (Elektron, Myon, Tauon sowie jeweils ein dazugehöriges Neutrino) als auch sechs Quarks (up, down, charm, strange, top, bottom), die sich auf natürliche Weise in jeweils drei Familien gliedern lassen.

Leptonen			Quarks		
e	μ	τ	d	s	b
ν_e	ν_μ	ν_τ	u	c	t

Tab. 1: Die drei Lepton- und Quark-Familien im Standardmodell.

Die Wechselwirkung von Leptonen und Quarks wird durch den Austausch von virtuellen Bosonen (Teilchen mit ganzzahligem Spin) vermittelt. Im Standardmodell beruht die Beschreibung der elektroschwachen Wechselwirkung auf der schwachen Isospin-Hyperladungs-Symmetrie ($SU(2) \otimes U(1)$). Als Feldquanten enthält sie das masselose Photon sowie die drei massiven Bosonen $W^{\pm}$ und Z_0. Die Beschreibung der starken Wechselwirkung, deren Eichbosonen die Gluonen sind, beruht auf der $SU(3)$-Farbsymmetrie. Im Gegensatz zur elektroschwachen Wechselwirkung tritt die starke Wechselwirkung nur zwischen Quarks und Gluonen selbst auf. Da noch keine zufriedenstellende Quantentheorie der Gravitation existiert, enthält das Standardmodell keine Beschreibung der Gravitation.

Schon seit dem Anfang dieses Jahrhunderts wird die Struktur der Materie durch Streuexperimente untersucht. Punktförmige Teilchen werden als Sonden auf ein Target geschossen und an einem seiner Konstituenten gestreut. Energie und Winkel der gestreuten Teilchen werden gemessen und geben Aufschluß über die Struktur des Targets. Die Objektgröße Δ, die in

einem Streuexperiment aufgelöst werden kann, wird bestimmt durch den Impulsübertrag Q^2 zwischen den Teilchen, $\Delta \simeq 0,2\ \mathrm{fm}/\sqrt{Q^2/\mathrm{GeV}^2}$. Der maximale Wert des Impulsübertrags und damit die Auflösung des Streuexperiments steigt mit der Schwerpunktsenergie der Streureaktion an.
Mit der Hadron-Elektron-Ring-Anlage HERA am Deutschen Elektronen-Synchrotron DESY steht der Wissenschaft seit 1991 ein weltweit einzigartiger Speicherring zur Verfügung. Die Experimente H1 und ZEUS untersuchen die Streureaktionen von Elektronen und Protonen, die bei einer hohen Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} \simeq 318$ GeV zur Kollision gebracht werden. Die damit verbundene Auflösung von etwa 10^{-18} m, drei Größenordungen kleiner als der Radius des Protons, ermöglicht das Studium der Eigenschaften der das Proton aufbauenden Konstituenten, der Quarks und Gluonen, und die Überprüfung der theoretischen Beschreibung ihrer Wechselwirkung durch die Quantenchromodynamik.
Im Jahr 1998 wurde der H1-Detektor im Rückwärtsbereich um eine neue Komponente erweitert, das VLQ-Spektrometer[1]. Das VLQ-Spektrometer ermöglicht Messungen im sogenannten Übergangsbereichs zwischen nicht-perturbativer und perturbativer Quantenchromodynamik für Impulsüberträge von $Q^2 \simeq 0,03\ \mathrm{GeV}^2$ bis $Q^2 \simeq 0,4\ \mathrm{GeV}^2$ und erschließt so einen neuen kinematischen Bereich für das H1-Experiment.
Zur Präzisionsmessung der Protonstrukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ bei kleinen Impulsüberträgen Q^2 und kleinen Werten von x wurde Ende des Jahres 1999 am H1-Experiment ein Minimum Bias Run durchgeführt. Eine wichtige Komponente stellte dabei das VLQ-Spektrometer dar. Die vorliegende Arbeit befaßt sich mit einer ersten Analyse der mit dem VLQ-Spektrometer aufgezeichneten Daten.

Die Arbeit ist in fünf Kapitel gegliedert:
Das erste Kapitel gibt einen Überblick über den Aufbau des H1-Detektors. Dabei werden die wichtigsten Komponenten des Detektors erläutert, wobei insbesondere auf den Aufbau und die Funktionsweise des VLQ-Spektrometers eingegangen wird.
Im zweiten Kapitel werden die physikalischen Prozesse der Elektron-Proton-Streuung bei HERA vorgestellt. Die theoretischen Grundlagen der tiefinelastischen Streuung sowie verschiedene Modelle zur Beschreibung des Übergangsbereichs werden erläutert.
Das dritte Kapitel beschreibt die technischen Aspekte der Ereignissimulation. Es werden der Monte-Carlo-Generator PHOJET sowie die Simulation des VLQ-Spektrometers vorgestellt.
Nachdem im vierten Kapitel die Aufbereitung der im Experiment gemessenen Daten beschrieben wurde, befaßt sich das fünfte Kapitel mit dem Vergleich der simulierten und gemessenen Ereignisse. Die Verteilungen der Elektrongrößen und des hadronischen Endzustands werden vorgestellt und diskutiert. Zum Abschluß der Arbeit wird das Ergebnis einer ersten Messung der Strukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ mit den während des Minimum Bias Runs 1999 mit dem VLQ-Spektrometer aufgezeichneten Daten präsentiert.

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

Kapitel 1

Das H1-Experiment bei HERA

Das Deutsche Elektronen-Synchrotron DESY wurde am 18. Dezember 1959 in Hamburg als selbständige Stiftung bürgerlichen Rechts mit dem Ziel der naturwissenschaftlichen Grundlagenforschung gegründet. Die Schwerpunkte der Arbeit bei DESY sind die Untersuchung der fundamentalen Eigenschaften der Materie auf dem Gebiet der Teilchenphysik und die Nutzung der Synchrotronstrahlung in Festkörperphysik, Biologie und Medizin.
Nach ersten Experimenten am Elektronen-Synchrotron DESY, das dem Forschungszentrum seinen Namen gab, wurde Mitte der siebziger Jahre der Speicherring DORIS[1] in Betrieb genommen, an dem u.a. Charm-Quarks und Tau-Leptonen nachgewiesen wurden. 1978 wurde das Forschungszentrum um den Speicherring PETRA[2] erweitert. Dort gelang im folgenden Jahr eine der bedeutendsten Entdeckungen bei DESY, der erste Nachweis von Gluonen in der Beobachtung von Drei-Jet-Ereignissen. Beide Anlagen werden heute zur Forschung mit Synchrotronstrahlung betrieben. Neben seiner Funktion als Quelle für Synchrotronstrahlung im harten Röntgenbereich dient der Speicherring PETRA als Vorbeschleuniger für die 1991 fertiggestellte Speicherringanlage HERA[3], an der bis heute die Forschung auf dem Gebiet der Teilchenphysik bei DESY betrieben wird.
In diesem Kapitel werden die Hadron-Elektron-Ring-Anlage HERA und der technische Aufbau des H1-Experiments vorgestellt. Im Rahmen der Beschreibung des H1-Detektors wird im besonderen auf den Aufbau des VLQ-Spektrometers eingegangen, da sich die vorliegende Arbeit mit Simulation und Analyse der Daten dieses Subdetektors befaßt.

1.1 Der Elektron-Proton-Speicherring HERA

Die Hadron-Elektron-Ring-Anlage HERA ist weltweit der einzige Speicherring, in dem Elektronen[4] und Protonen zur Kollision gebracht werden. Sie dient der Erforschung des Aufbaus

[1]**Do**ppel-**Ri**ng-**S**peicher
[2]**P**ositron-**E**lektron-**T**andem-**R**ing-**A**nlage
[3]**H**adron-**E**lektron-**R**ing-**A**nlage
[4]Hier und im folgenden bezeichnet der Begriff "Elektronen" sowohl Elektronen als auch Positronen.

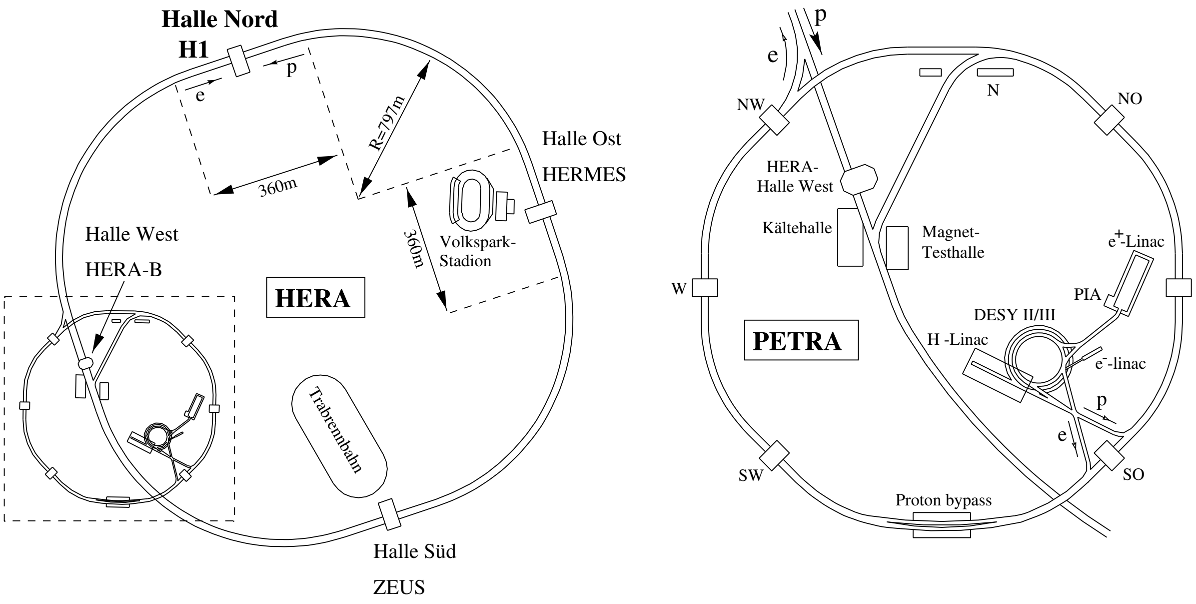

Abb. 1.1: Links der Elektron-Proton-Speicherring HERA mit seinen vier Experimenten. Rechts die Vorbeschleuniger auf dem Gelände des DESY (Endenergie jeweils in Klammern). Elektronen: LINAC II (450 MeV), Synchrotron DESY II (8 GeV), Synchrotron PETRA II (12 GeV); Protonen: LINAC III (50 MeV), Synchrotron DESY III (7,5 GeV), Synchrotron PETRA II (40 GeV).

des Protons und der fundamentalen Kräfte der Natur [31]. HERA wurde im Herbst 1990 nach sechseinhalbjähriger Bauzeit fertiggestellt. In einem ringförmigen Tunnel mit einem Umfang von 6336 m werden Elektronen mit einer Energie von 27,5 GeV und Protonen mit einer Energie von 920 GeV gespeichert. An vier Stellen des Tunnels befinden sich Experimentierhallen, in denen die Detektoren der Großexperimente H1 (Halle Nord), ZEUS (Halle Süd), HERMES (Halle Ost) und HERA-B (Halle West) aufgebaut sind.

Im Gegensatz zu sogenannten Fixed-Target-Experimenten ermöglicht das Konzept eines Speicherrings deutlich höhere Schwerpunktsenergien. Wollte man die aus den Strahlenergien bei HERA resultierende Schwerpunktsenergie[5] von 318 GeV in einem Experiment mit ruhendem Protontarget erreichen, müßte die Energie des Elektronstrahls rund 50 TeV betragen. Die Schwerpunktsenergie bei HERA liegt um mehr als einen Faktor zehn höher als die bisher erreichten Energien in Streuexperimenten von Leptonen an ruhenden Nukleonen und erlaubt so einen deutlich "tieferen Blick in das Proton".

Bevor die Elektronen und Protonen in HERA eingespeist werden, durchlaufen sie mehrere Vorbeschleuniger auf dem Gelände des DESY. Die Speicherringanlage HERA und die Vorbeschleuniger sind in Abb. 1.1 dargestellt. Die unterschiedlichen Massen von Elektronen und

[5]Die Schwerpunktsenergie zweier frontal aufeinander treffender Teilchen ist unter Vernachlässigung der Massen gegeben durch $\sqrt{s} = \sqrt{4\,E_1\,E_2}$.

Protonen erfordern die Führung der Strahlen in unabhängigen magnetischen Ringen, was HERA von Elektron-Positron- und Proton-Antiproton-Speicherringen unterscheidet[6]. Die erreichbare Energie der Elektronen ist durch Strahlungsverluste in Form von Synchrotronstrahlung beschränkt. Der Energieverlust durch Synchrotronstrahlung ist proportional zur vierten Potenz der Teilchenenergie und antiproportional zur vierten Potenz der Teilchenmasse. Daher ist eine wesentliche Erhöhung der Elektronenergie über 30 GeV bei HERA nicht möglich, die Strahlungsverluste der Protonen hingegen sind zu vernachlässigen[7]. Die Energie der Protonen wird hauptsächlich durch die maximal erreichbare Feldstärke der magnetischen Führungsfelder begrenzt. Um die hochenergetischen Protonen speichern zu können, ist der Protonring von HERA komplett mit supraleitenden Magneten ausgestattet. Die Hauptdipolmagnete besitzen mit 4,7 T ein Nominalfeld weit oberhalb der Sättigungsmagnetisierung von Eisen (etwa 1-2 T).
Aufgrund der Beschleunigung der Teilchen durch Hohlraumresonatoren sind der Elektron- und Protonstrahl aus einzelnen Teilchenpaketen ("bunches") aufgebaut. Die typische Anzahl von Paketen im Ring beträgt etwa 190 mit Längen von 8 mm für Elektron- und 110 mm für Protonpakete. Der Elektronstrom erreicht typischerweise Werte von 40 mA, der Strom der Protonen Werte von 90 mA. Die Kollision der Teilchenpakete erfolgt mit einer Frequenz von 10,4 MHz, was einem Zeitintervall von 96 ns entspricht.

Die vier Experimente H1, ZEUS, HERMES und HERA-B verfolgen unterschiedliche physikalische Zielsetzungen. H1 und ZEUS untersuchen die Streureaktionen von hochenergetischen Elektronen und Protonen. Ablenkmagnete vor und hinter den Wechselwirkungszonen lenken den Elektron- und Protonstrahl aufeinander, so daß es zur Kollision der Teilchen kommt. Die Anforderung an die Detektoren der Experimente besteht in der möglichst vollständigen Messung der bei der Streureaktion entstehenden Teilchen. Beide Experimente sind seit 1992 in Betrieb. Ihre Zielsetzungen sind die Entschlüsselung der inneren Struktur des Protons, die Erweiterung des Verständnisses der fundamentalen Kräfte der Natur sowie die Suche nach unerwarteten Phänomenen in der Teilchenphysik.
Bei den Experimenten HERMES und HERA-B hingegen handelt es sich um Fixed-Target-Experimente, die entweder nur den Elektronstrahl oder nur den Protonstrahl von HERA für Streureaktionen an ruhenden Teilchen nutzen. HERMES ist seit 1995 in Betrieb, um den Spin der Nukleonen zu untersuchen. Im Experiment werden ein internes Gastarget mit kernspinpolarisierten Atomen und der hochenergetische polarisierte Elektronstrahl genutzt. HERA-B befindet sich seit 1998 im Aufbau. Das vorrangige Ziel des Experimentes ist die Aufklärung der CP-Verletzung der schwachen Wechselwirkung durch Untersuchungen des Zerfalls von B-Mesonen. Zur Erzeugung der B-Mesonen wird der Protonstrahl von HERA an einem internen Drahttarget gestreut.

---

[6] In Teilchen-Antiteilchen-Speicherringen können beide Teilchensorten in demselben Magnetring gespeichert werden und haben somit die gleiche Energie.

[7] $\Delta E_e/\Delta E_p \approx 10^{13}/1$ bei gleicher Strahlenergie.

1.2 Der H1-Detektor

Die Hauptaufgaben des H1-Experimentes bestehen aus Tests des Standardmodells der Teilchenphysik sowie der Suche nach neuer Physik mittels der Untersuchung der Elektron-Proton-Streuung. Das breitgefächerte Spektrum der dabei stattfindenden Reaktionen verlangt eine präzise Identifikation und Messung von Elektronen und Myonen sowie hadronischen Jets. Die Auswertung von Streuprozessen mit geladenen Strömen (vgl. Kapitel 2.1), bei denen der Endzustand ein Neutrino enthält, das nicht detektiert werden kann, erfordert ein hermetisches Kalorimeter (Messung "fehlender Energie"). Aufgrund der unterschiedlichen Teilchenenergien der HERA-Strahlen bewegt sich der Massenschwerpunkt des Elektron-Proton-Systems nach der Kollision in Richtung des Protonstrahls[8] und bedingt einen asymmetrischen Detektoraufbau. In Abb. 1.2 ist die dreidimensionale Ansicht des H1-Detektors dargestellt. Der asymmetrische Aufbau spiegelt sich in der verstärkten Ansammlung von Detektormaterial in Vorwärtsrichtung wider.

Im folgenden Unterkapitel wird zunächst ein Überblick über den Aufbau des H1-Detektors gegeben. Anschließend werden das Spurkammersystem und die Kalorimeter sowie der Aufbau des VLQ-Spektrometers genauer beschrieben.

1.2.1 Der Aufbau des H1-Detektors

Der nominale Wechselwirkungspunkt im Zentrum des H1-Detektors wird umschlossen von einem System aus Spurkammern (Abb. 1.2, (2) und (3)). Das Spurkammersystem besteht aus Driftkammern und Vieldrahtproportionalkammern sowie Siliziumdetektoren [13], die die Spur von geladenen Teilchen entlang ihrer Flugbahn ausgehend vom Wechselwirkungspunkt rekonstruieren.
Die Spurkammern sind umgeben vom Hauptkalorimeter des H1-Detektors, dem LAr[9]-Kalorimeter. Es ist unterteilt in ein elektromagnetisches (Abb. 1.2, (4)) und ein hadronisches Kalorimeter (Abb. 1.2, (5)) und dient zur Messung der Energie durch möglichst vollständige Absorption der Teilchen im Detektormaterial. Zur Minimierung der toten Materie befinden sich beide Komponenten in einem einzigen Kryostaten (Abb. 1.2, (15)). Zur Messung der Hadronenstreuung unter kleinen Winkeln befindet sich im vorderen Bereich des H1-Detektors das Plug-Kalorimeter (Abb. 1.2, (13)), welches im Vorwärtsbereich den hadronischen Teil des Kalorimeters zum Strahlrohr abschließt. Unter kleinen Winkeln gestreute Elektronen und hadronische Aktivität im rückwärtigen Bereich werden in einem Blei-Szintillationsfaser-Kalorimeter (Abb. 1.2, (12)), dem Spacal[10], gemessen. Ähnlich wie das LAr-Kalorimeter

[8] Im H1-Koordinatensystem definiert die Richtung des Protonstrahls die z-Achse und wird als Vorwärtsrichtung bezeichnet (vgl. Abb. 1.2). Wie üblich wird der Polarwinkel im folgenden mit θ und der Azimutalwinkel mit ϕ bezeichnet.

[9] **L**iquid **Ar**gon

[10] **Spa**ghetti **Cal**orimeter

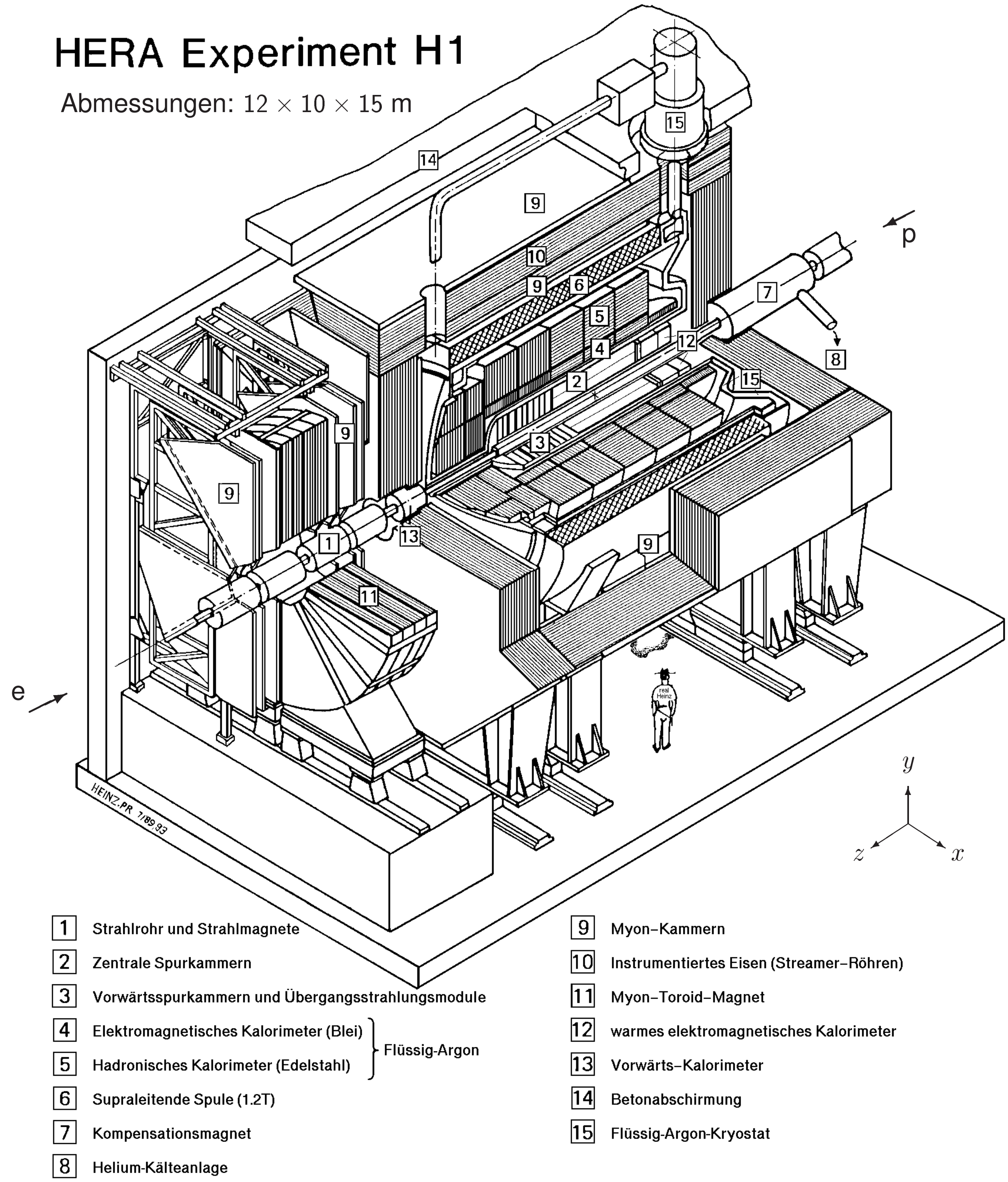

Abb. 1.2: Dreidimensionale Ansicht des H1-Detektors.

besteht das Spacal aus einem inneren elektromagnetischen und einem äußeren hadronischen Teil. Zur Messung von Elektronen, die unter extrem kleinen Winkeln gestreut werden, befindet sich seit 1998 im rückwärtigen Bereich direkt am Strahlrohr das VLQ-Spektrometer (in Abb. 1.2 nicht dargestellt). Weitere hadronische Komponenten des Kalorimetersystems, die sogenannten Tail Catcher, befinden sich im Instrumentierten Eisen (Abb. 1.2, (10)) und erfassen die aus dem LAr-Kalorimeter entweichenden hadronischen Schauer.
Das zur Impulsmessung benötigte Magnetfeld wird von einer großen supraleitenden Spule (Abb. 1.2, (6)) erzeugt, welche das LAr-Kalorimeter umschließt. Sie befindet sich in einem Helium-Kryostaten und liefert ein homogenes Magnetfeld von 1,2 T parallel zur Strahlführung. Das Eisenjoch dient zur Rückführung des magnetischen Flusses. Auswirkungen des Feldes auf den Strahl werden durch einen Kompensationsmagneten verhindert (Abb. 1.2, (7)).
Das Myon-System des H1-Detektors besteht aus einem vorderen Spektrometer (Forward Muon Spectrometer) und dem Instrumentierten Eisen. Das Forward Muon Spectrometer besteht aus einem Toroid-Magneten (Abb. 1.2, (11)) und Driftkammern (Abb. 1.2, (9)), die Impulse und Spuren von durchdringenden Teilchen im Vorwärtsbereich messen. Das Instrumentierte Eisen, welches alle Hauptkomponenten des Detektors umschließt, ist mit Detektoren bestückt, die einerseits als Tail Catcher genutzt werden und andererseits zur Identifikation und Messung von Myonen dienen. Dazu befinden sich zwischen den zehn 7,5 cm starken Eisenplatten Lagen aus Streamerrohrkammern und Streifendetektoren. Vervollständigt wird die Myonendetektion des H1-Detektors durch Myonkammern (Abb. 1.2, (9)), die das Instrumentierte Eisen umgeben.

Im Gegensatz zu den bisher beschriebenen Komponenten des H1-Detektors befinden sich die Detektoren des Luminositätssystems bis zu 100 m entfernt vom Wechselwirkungspunkt in negativer z-Richtung im HERA Tunnel. Das System besteht insgesamt aus drei Elektron-Taggern (ET08, ET33 und ET44), einem Photon-Detektor (PD) sowie einem Veto-Counter (VC). In Abb. 1.3 sind der Elektron-Tagger ET33 und der Photon-Detektor im HERA Tunnel dargestellt. Das Luminositätssystem ermöglicht einerseits die Bestimmung der Luminosität ohne Totzeit, andererseits können Elektronen aus Photoproduktionsereignissen (vgl. Kapitel 2.5) und Photonen aus radiativen Ereignissen gemessen werden.
Die Bestimmung der Luminosität erfolgt durch Messung der Rate von Bethe-Heitler-Ereignissen. Als Bethe-Heitler-Ereignisse ($e\,p \rightarrow e\,\gamma\,p$) werden hier elastische Bremsstrahlungsprozesse bezeichnet, bei denen das Elektron unter sehr kleinen Winkeln gestreut wird und kollinear ein Photon abstrahlt. Der Wirkungsquerschnitt dieser Prozesse ist sehr groß und innerhalb der QED genau berechenbar, da die Struktur des Protons nicht eingeht. Das gestreute Elektron wird im Elektron-Tagger ET33 bei $z = -33,4$ m in Koinzidenz mit dem kollinear abgestrahlten Photon gemessen, welches im Photon-Detektor bei $z = -103,1$ m nachgewiesen wird. Beide Detektoren sind aus mehreren Kristall-Čerenkovzählern aufgebaut, die durch Photovervielfacher ausgelesen werden.

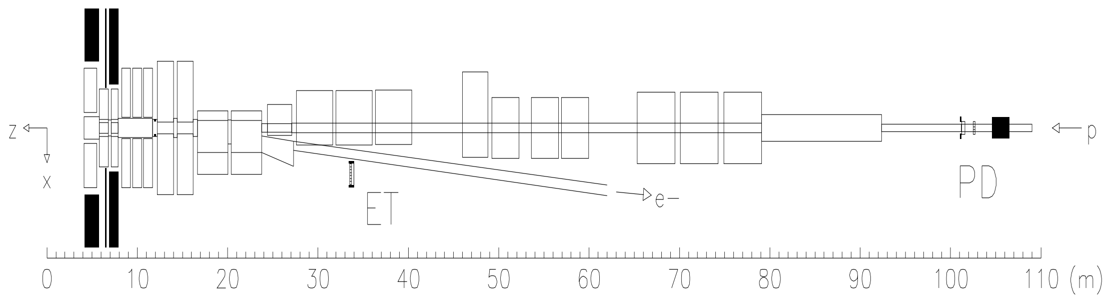

Abb. 1.3: Das Luminositätssystem des H1-Detektors. Dargestellt sind der Elektron-Tagger ET33 und der Photon-Detektor. Die hier nicht abgebildeten Elektron-Tagger ET08 und ET44 befinden sich bei $z = -8,0$ m und $z = -43,2$ m, der Veto-Counter befindet sich bei $z = -102,8$ m.

1.2.2 Die Spurkammern

Die Anforderungen an die Spurkammern bestehen in der Messung von Impuls und Richtung der gestreuten Teilchen mit großer Genauigkeit. Da die Streuung dominant in Richtung des Protonstrahls stattfindet, unterteilt sich das Spurkammersystem zur optimalen Messung in drei Hauptkomponenten. Die Seitenansicht des Spurkammersystems des H1-Detektors ist in Abb. 1.4 dargestellt.
Die zentralen und vorderen Spurkammern sind zylindersymmetrisch um das Strahlrohr im Bereich von $z = -1,5$ m bis $z = 2$ m angeordnet bei einer Akzeptanz des Polarwinkels im Bereich $5° < \theta < 165°$. Die rückwärtige Driftkammer BDC[11] befindet sich vor dem Spacal und deckt den Polarwinkelbereich $153° < \theta < 177,5°$ ab.
Das zentrale Spurkammersystem besteht aus vier Driftkammern und zwei Proportionalkammern. Die Spurrekonstruktion im zentralen Bereich beruht auf Messungen der Jet-Driftkammern CJC1[12] und CJC2, die konzentrisch um die Strahlachse angeordnet sind. Die Drähte verlaufen in diesen Kammern parallel zur z-Richtung, wodurch eine genaue Ortsbestimmung der Spuren mit einer Auflösung von $170\,\mu$m in der $r\phi$-Ebene erzielt wird. Durch Messung des spezifischen Energieverlustes dE/dx kann eine Teilchenidentifikation durchgeführt werden.
Die Auflösung der z-Koordinate wird durch Messungen der Driftkammern CIZ[13] und COZ[14] verbessert. Bei diesen Kammern verlaufen die Drähte in der $r\phi$-Ebene, wodurch eine Auflösung der z-Koordinate von typischerweise $300\,\mu$m erreicht wird.

[11]**B**ackward **D**rift **C**hamber
[12]**C**entral **J**et **C**hamber
[13]**C**entral **I**nner **Z**-Chamber
[14]**C**entral **O**uter **Z**-Chamber

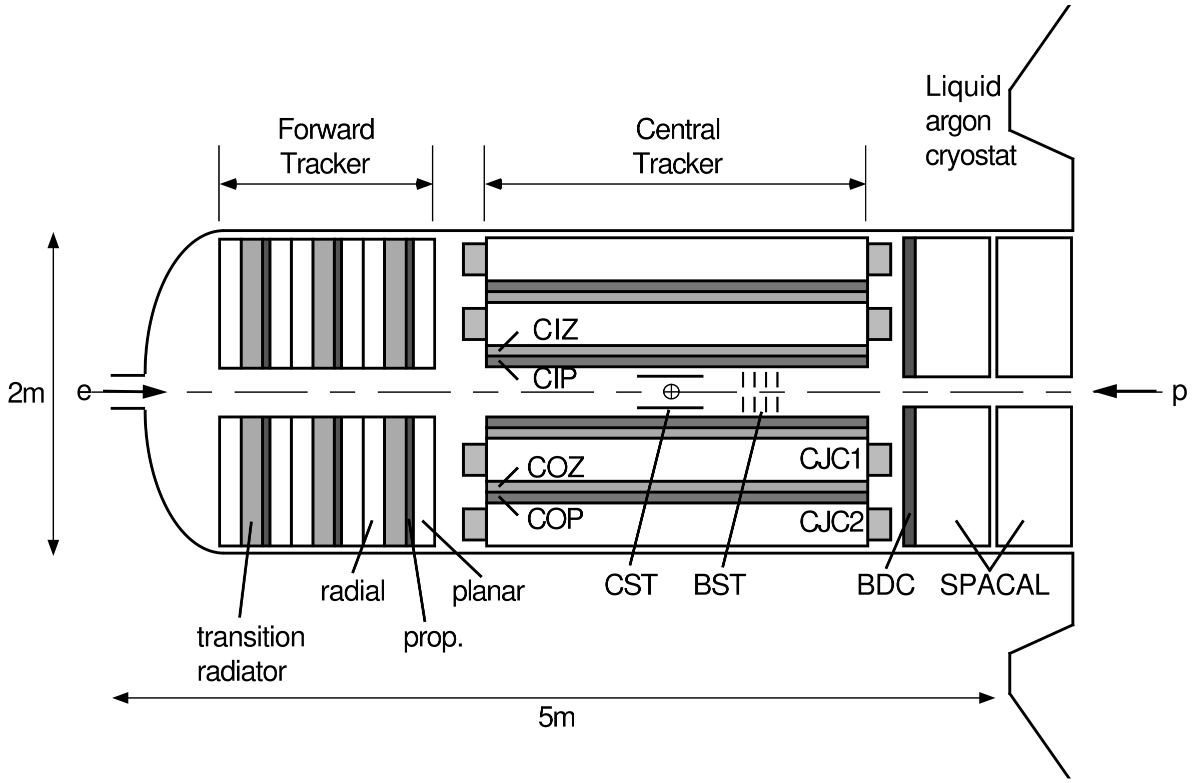

Abb. 1.4: Das Spurkammersystem des H1-Detektors.

Die zentralen Vieldraht-Proportionalkammern CIP[15] und COP[16] unterstützen die Rekonstruktion des Wechselwirkungspunktes und dienen zur Triggerung von Ereignissen.
Das vordere Spurkammersystem besteht aus drei identischen Modulen, welche im Wechsel aus einem Übergangsstrahlungsmodul, einer Proportionalkammer sowie einer planaren und einer zylindrischen Driftkammer aufgebaut sind. Es erlaubt die Impuls- und Winkelmessung von Spuren im Vorwärtsbereich für $5^\circ < \theta < 25^\circ$.
Das Spurkammersystem des H1-Detektors wird ergänzt durch die Detektoren CST[17] und BST[18], die sich innerhalb der zentralen Spurkammern direkt am Strahlrohr befinden [15]. Das CST besteht aus zwei zylinderförmigen, mit Siliziumstreifendetektoren besetzten Lagen, die das Strahlrohr im zentralen Bereich konzentrisch in einem Radius von 5,7 cm bzw. 9,7 cm umgeben. Es ermöglicht aufgrund der hohen Ortsauflösung von Siliziumstreifendetektoren eine sehr genaue Rekonstruktion des Wechselwirkungspunktes und die Auflösung sekundärer Vertizes. Mit Hilfe des BST werden die Spuren von Teilchen gemessen, die in Rückwärtsrichtung gestreut werden. Es besteht aus acht mit Siliziumdetektoren bestückten Lagen, die senkrecht zur Strahlachse orientiert sind.

[15] **C**entral **I**nner **P**roportional Chamber
[16] **C**entral **O**uter **P**roportional Chamber
[17] **C**entral **S**ilicon **T**racker
[18] **B**ackward **S**ilicon **T**racker

1.2.3 Die Kalorimeter

Um den gesamten Raumwinkel erfassen zu können, unterteilt sich das Kalorimetersystem des H1-Detektors in mehrere Komponenten. Die Hauptkomponente bildet das LAr-Kalorimeter, das den vorderen und zentralen Polarwinkelbereich $4° < \theta < 153°$ des H1-Detektors abdeckt. Die Akzeptanzlücke zwischen dem Strahlrohr und LAr-Kalorimeter im Vorwärtsbereich wird durch das Plug-Kalorimeter geschlossen. Im Rückwärtsbereich des H1-Detektors befindet sich das Spacal mit einem Akzeptanzbereich von $153° < \theta < 177,5°$. Das VLQ-Kalorimeter ermöglicht die Messung von Elektronen, die unter extrem kleinen Winkeln gestreut werden. Vervollständigt wird das Kalorimetersystem durch die Tail Catcher im Instrumentierten Eisen und die Kalorimeter des Luminositätssystems.

In einem Kalorimeter wird die Energie durch vollständige Absorption der Teilchen im Detektormaterial gemessen. Dazu ist das LAr-Kalorimeter [23], wie auch die meisten anderen Kalorimeter des H1-Detektors, in Samplingstruktur aufgebaut, worunter man den Wechsel von inaktiven Absorberplatten mit aktivem Material versteht.
Beim aktiven Material des LAr-Kalorimeters handelt es sich um flüssiges Argon. Tritt ein Teilchen in das Kalorimeter ein, werden im Absorbermaterial durch Wechselwirkungen Sekundärteilchen erzeugt, die das flüssige Argon ionisieren und ihrerseits Teilchen im Absorbermaterial erzeugen. Die freigesetzten Elektronen driften in einem starken elektrischen Feld zu Ausleseelektroden und erzeugen ein Ladungssignal proportional zur Energie des eingedrungenen Teilchens.
Das LAr-Kalorimeter besteht aus acht selbsttragenden Rädern, die ihrerseits aus acht Modulen aufgebaut sind. Die Räder sind in einem einzigen Flüssig-Argon Tank untergebracht. In Abb. 1.5 ist die obere Hälfte des LAr-Kalorimeters in Seitenansicht dargestellt. Die Orientierung der Absorberplatten im Kalorimeter ist so gewählt, daß der Eintrittswinkel der Teilchen nicht kleiner als 45° wird. Daher sind die Absorberplatten im vorderen und hinteren Teil des Kalorimeters senkrecht und im zentralen Bereich parallel zur Strahlachse ausgerichtet.
Das LAr-Kalorimeter besteht aus einer elektromagnetischen Komponente mit sehr feiner Granularität, die von der hadronischen Komponente mit grober Granularität eingeschlossen wird. Für die elektromagnetische Komponente des Kalorimeters wurde Blei als Absorbermaterial gewählt. Die Module bestehen aus sogenannten G10-Blei-G10 Sandwiches mit 2,35 mm breiten Zwischenräumen für das flüssige Argon. Die G10-Leiterplatten tragen im Wechsel die Auslese- und Hochspannungselektroden.

Die elektromagnetischen Schauer werden im elektromagnetischen Teil des LAr-Kalorimeters mit einer Energieauflösung von

$$\frac{\sigma_{\mathrm{elm}}(E)}{E} = \frac{0,11}{\sqrt{E/\mathrm{GeV}}} \oplus 0,01$$

vollständig erfaßt.

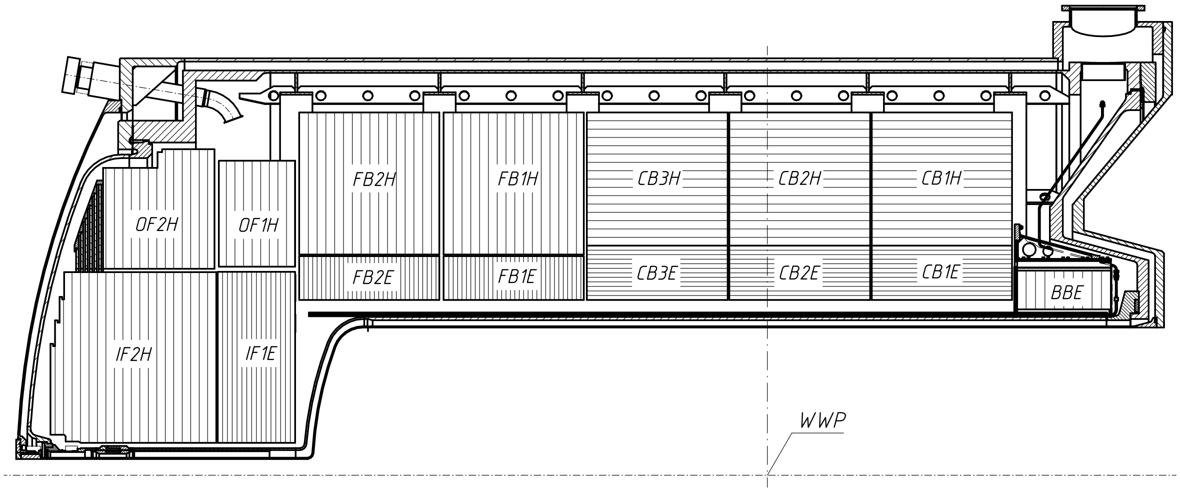

Abb. 1.5: Die obere Hälfte des LAr-Kalorimeters im Querschnitt. Der nominelle Wechselwirkungspunkt ist mit WWP bezeichnet. Die Schraffur der Module deutet die Orientierung der Absorberplatten im Kalorimeter an.

Im hadronischen Teil des Kalorimeters besteht das Absorbermaterial aus Stahl. Die Module sind aus 16 mm dicken Stahlplatten mit 12 mm großen Spalten aufgebaut, in die Auslesezellen eingeschoben werden [12]. Diese Zellen tragen Elektroden zur Auslese und Hochspannungselektroden zur Erzeugung des elektrischen Feldes. Das Ganze bildet einen Doppelspalt aus flüssigen Argon von zwei mal 2,4 mm Breite.
Die Kombination der hadronischen Komponente des LAr-Kalorimeters mit den Tail Catchern ermöglicht die vollständige Erfassung der hadronischen Schauer mit einer Energieauflösung von

$$\frac{\sigma_{\mathrm{had}}(E)}{E} = \frac{0,50}{\sqrt{E/\mathrm{GeV}}} \oplus 0,02 \quad .$$

Bei beiden Komponenten des LAr-Kalorimeters handelt es sich um nicht-kompensierende Kalorimeter. Unter Kompensation versteht man das ausgeglichene Verhältnis der Signalantworten auf die elektromagnetische und hadronische Komponente eines Schauers.

Das Spacal ist ein Blei-Szintillationsfaser-Kalorimeter und besteht aus einer vorderen elektromagnetischen und einer hinteren hadronischen Komponente mit einer aktiven Tiefe von jeweils 25 cm [19]. Die Vorderseite des Spacal befindet sich bei $z = -1,50$ m im rückwärtigen Bereich des H1-Detektors (Abb. 1.6) und besitzt einen Durchmesser von 160 cm.
Die szintillierenden Fasern des Spacal verlaufen parallel zur Strahlachse und bilden das aktive Material des Kalorimeters. Sie werden dicht von einer Absorbermatrix aus Blei umgeben. Der im Absorber durch ein eindringendes Teilchen hervorgerufene Schauer erzeugt in den Fasern des Kalorimeters Szintillationslicht. Dieses wird durch Totalreflexion in den Fasern

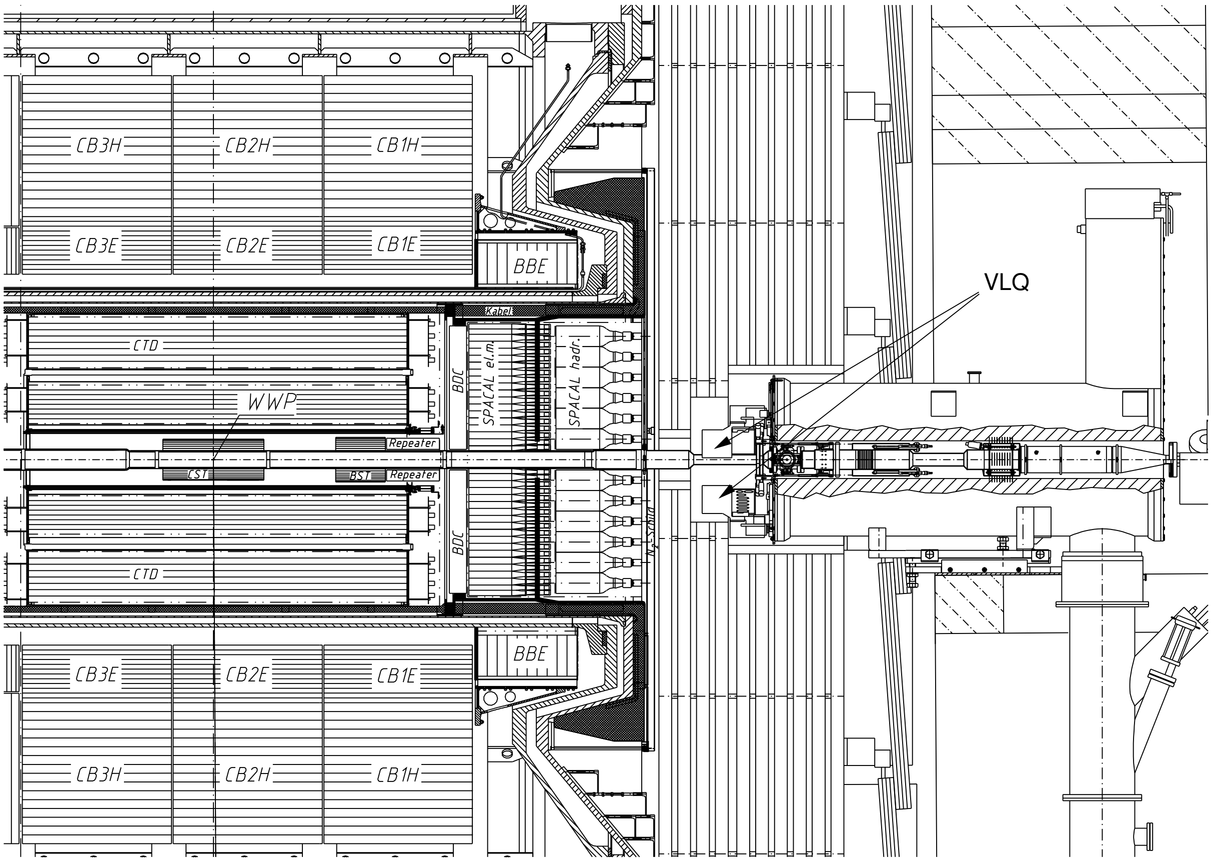

Abb. 1.6: Der rückwärtige Bereich des H1-Detektors in Seitenansicht.

über eine Bündelzone und einen Lichtmischer zu Photovervielfachern weitergeleitet und dort in einen elektrischen Spannungsimpuls umgewandelt.
Die elektromagnetische Komponente des Spacal besteht aus 1192 Zellen mit einer Oberfläche von je $4,05 \times 4,05$ cm^2. Jede dieser Zellen ist an einen Photovervielfacher angeschlossen und bildet eine Ausleseeinheit. Die hadronische Komponente ist aus 136 Zellen mit einer Oberfläche von je $12,0 \times 12,0$ cm^2 aufgebaut. Der innerste Teil des Spacal besteht aus einem aus 16 Zellen aufgebauten Spezialmodul, dem Insert. Die vier innersten Zellen dieses Moduls umschließen ringförmig das Strahlrohr in einem Abstand von 5,7 cm zum Strahl.

Das Spacal zeichnet sich durch eine sehr hohe Energieauflösung der elektromagnetischen Komponente aus [18]

$$\frac{\sigma_{\rm elm}(E)}{E} = \frac{0,07}{\sqrt{E/\mathrm{GeV}}} \oplus 0,01 \quad ,$$

die bei 30 GeV weniger als 2% beträgt.

1.2.4 Das VLQ-Spektrometer

Das VLQ-Spektrometer befindet sich drei Meter vom nominellen Wechselwirkungspunkt entfernt direkt am Strahlrohr im rückwärtigen Bereich des H1-Detektors (Abb. 1.6) und dient zur Messung von Elektronen, die unter sehr kleinen Winkeln gestreut werden [14]. Es schließt sich dem kinematischen Bereich des Spacal an und ermöglicht damit dem H1-Experiment Messungen in einem neuen Phasenraumbereich, dem Übergangsbereich zwischen Photoproduktion und tiefinelastischer Elektron-Proton-Streuung (vgl. Kapitel 2.6). Das VLQ-Spektrometer erschließt theoretisch den Polarwinkelbereich zwischen $177,3^\circ$ und $179,4^\circ$. Der äußere Bereich des VLQ wird jedoch durch das Insert des Spacal abgeschattet, so daß die Akzeptanz auf den Bereich $178,3^\circ < \theta < 179,4^\circ$ beschränkt ist.
Das Spektrometer befindet sich, montiert am Kompensationsmagneten des H1-Experiments, in einer 50 cm tiefen Aussparung des Instrumentierten Eisens, was eine kompakte Bauweise bedingt. Es besteht insgesamt aus zwei Modulen, die jeweils aus einem Siliziumspursystem und einem Kalorimeter aufgebaut sind, sowie einem Flugzeitzähler (ToF[19]). Die Module sind oberhalb und unterhalb des Strahlrohres befestigt und decken im Gegensatz zu den meisten anderen Komponenten des H1-Detektors nicht den gesamten azimutalen Winkelbereich ab[20].
Mit dem Einbau des VLQ-Spektrometers in den rückwärtigen Bereich des H1-Detektors wurde ein Teil des bestehenden Strahlrohres aus Stahl durch ein neues Teilstück aus Aluminium ersetzt. Dieses ist im Bereich des VLQ auf einen Durchmesser von 6 cm verjüngt, um einen Polarwinkelbereich möglichst kleiner Elektronstreuwinkel erfassen zu können. Spezielle Austrittsfenster verkleinern die Wegstrecke der gestreuten Elektronen durch das tote Material der Strahlrohrwand und verbessern dadurch die Energie- und Ortsauflösung.
Die Montage der VLQ-Module ober- und unterhalb des Strahlrohres verringert die direkte Bestrahlung der Detektoren durch Synchrotronstrahlung, da diese vornehmlich in der Ebene des Speicherringes tangential zur Strahlkrümmung auftritt. Um die Siliziumdetektoren der Spursysteme und die Szintillatoren der Kalorimeter vor Untergrundstrahlung bei Injektion und Ausrichtung des Elektronstrahls zu schützen, können beide Module mit einer hydraulischen Fahrmechanik aus ihrer Meßposition direkt am Strahlrohr senkrecht zur Ringebene hinter das Instrumentierte Eisen gefahren werden. In Abb. 1.7 ist das VLQ-Spektrometer im rückwärtigen Bereich des H1-Detektors dargestellt.
Da die absolute Position der Module in die Rekonstruktion der Elektronstreuwinkel eingeht, muß diese mit möglichst großer Genauigkeit bekannt sein. Daher wird die y-Position der Module relativ zu einem Referenzpunkt durch zwei optische Positionsgeber mit einer Genauigkeit von 1 μm bestimmt.

[19] **T**ime **o**f **F**light
[20] Die Statistik ist aufgrund des hohen Wertes des Wirkungsquerschnitts im betrachteten Phasenraumbereich bei der am H1-Experiment gegebenen Luminosität ausreichend groß, so daß die Einschränkung des azimutalen Winkelbereiches vertretbar ist.

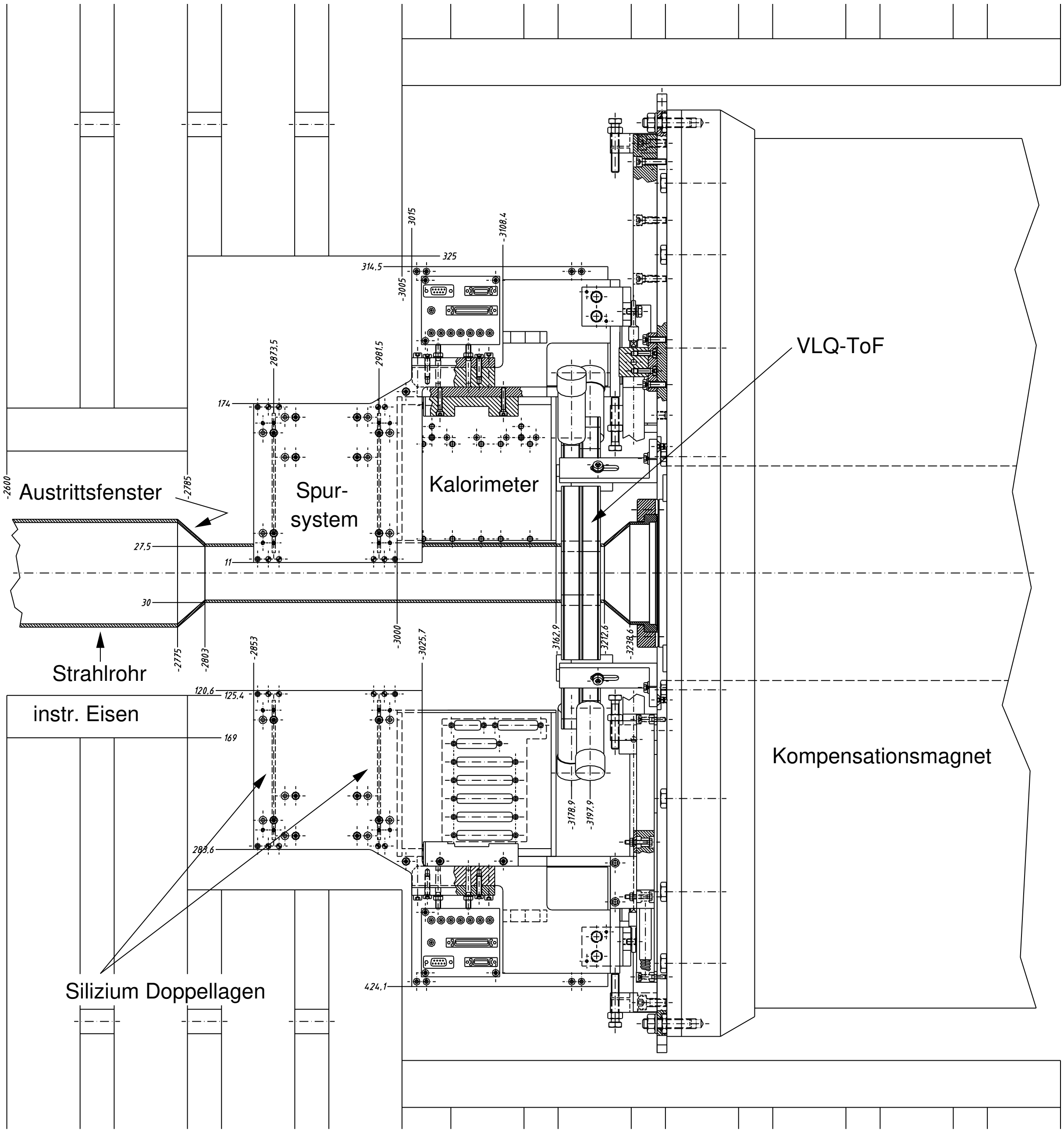

Abb. 1.7: Das VLQ-Spektrometer im rückwärtigen Bereich des H1-Detektors. Dargestellt sind neben den Komponenten des VLQ das verjüngte Strahlrohr sowie Teile des Instrumentierten Eisens und des Kompensationsmagneten. Das obere Modul des VLQ-Spektrometers befindet sich in der Position zur Datennahme, das untere in Parkposition hinter dem Instrumentierten Eisen.

Das Siliziumspursystem

Die Module des Spursystems sind jeweils aus zwei mit Siliziumstreifendetektoren bestückten Doppellagen aufgebaut. Eine Doppellage besteht insgesamt aus fünf Detektoren, von denen zwei in horizontaler und drei in vertikaler Richtung orientiert sind und so eine Ortsbestimmung in der xy-Ebene ermöglichen. In Abb. 1.8 sind die Vorder-, Seiten- und Rückansicht einer Doppellage dargestellt. Aus den rekonstruierten Spurpunkten der beiden Doppellagen läßt sich die Spur des Elektrons durch das Modul und damit der Streuwinkel bestimmen. Die Extrapolation der so gemessenen Spur zum Wechselwirkungpunkt ermöglicht eine eigenständige Rekonstruktion der z-Koordinate des Vertex (z-Vertex).
Bei den Siliziumdetektoren des VLQ-Spursystems handelt es sich um Detektoren, die baugleich zu den im CST (vgl. Kapitel 1.2.2) verwendeten sind. Sie bestehen aus n-dotiertem Substrat mit 1280 implantierten Streifen aus p-dotiertem Silizium und besitzen die Abmessungen $5,9 \times 3,4 \times 0,03$ cm^3 [8]. Auf jeden zweiten der 12 μm breiten Streifen, die in einem Abstand von 13 μm in das Substrat implantiert sind, ist zur Auslese eine Metallisierung aufgedampft. Der Abstand zwischen den 640 auslesbaren Streifen beträgt 50 μm.
Beim Durchgang eines ionisierenden Teilchens durch das Substrat werden in der Verarmungszone des in Sperrichtung geschalteten pn-Überganges Ladungspaare freigesetzt, die im angelegten elektrischen Feld zu den Ausleseelektroden driften und dadurch ein Spannungssignal erzeugen. Die erreichbare Ortsauflösung des Detektors wird dabei im wesentlichen bestimmt durch den Abstand zwischen den ausgelesenen Streifen.
Die Auslese des Siliziumdetektors wird von einem sogenannten Hybriden übernommen, der die gesamte Frontendelektronik vereint. Der Hybrid ist im wesentlichen aufgebaut aus fünf APC[21] Auslesechips, die über Bonddrähte[22] direkt mit dem Detektor verbunden sind, und einem Decoderchip, durch den die Auslesechips angesteuert werden. Je 128 der 640 auslesbaren Streifen werden von einem APC parallel ausgelesen und die Signale bis zum Eintreffen der Triggerentscheidung in Pipelinebuffern zwischengespeichert[23].
Die fünf Detektoren einer Doppellage sind über Kaptonkabel mit einem Repeaterboard verbunden, das dazu dient, die Spannungen und Steuersignale an die Siliziumdetektoren und die Hybriden weiterzuleiten. Zusätzlich werden die Signale der ausgelesenen Detektoren verstärkt und an die Ausleseelektronik, die sich im Elektronik-Trailor des H1-Experimentes befindet, weitergegeben. Die beiden Repeaterboards eines Moduls des Spursystems befinden sich aufgrund der eingeschränkten Platzverhältnisse in einem Gehäuse oberhalb der Kalorimeter.
Gesteuert wird die Auslese von einer OnSiRoC[24] VME-Karte im Elektronik-Trailor. Sie liefert die Steuersignale und Versorgungsspannungen für die Frontendelektronik an die Re-

[21] **A**nalog **P**ipeline **C**hip

[22] Ultraschall-Mikrodraht-Verbindungen (Ultrasonic Wire Bonds)

[23] Durch die Tiefe der Pipeline von 32 Ereignissen steht bis zum Eintreffen der Triggerentscheidung ein Zeitraum von ≈ 3 μs zur Verfügung.

[24] **On**line **Si**licon **R**ead**o**ut **C**ontroller. Die Karte wurde im Rahmen des H1-Experiments entwickelt und wird bei der Auslese der Detektoren CST, BST und VLQ verwendet.

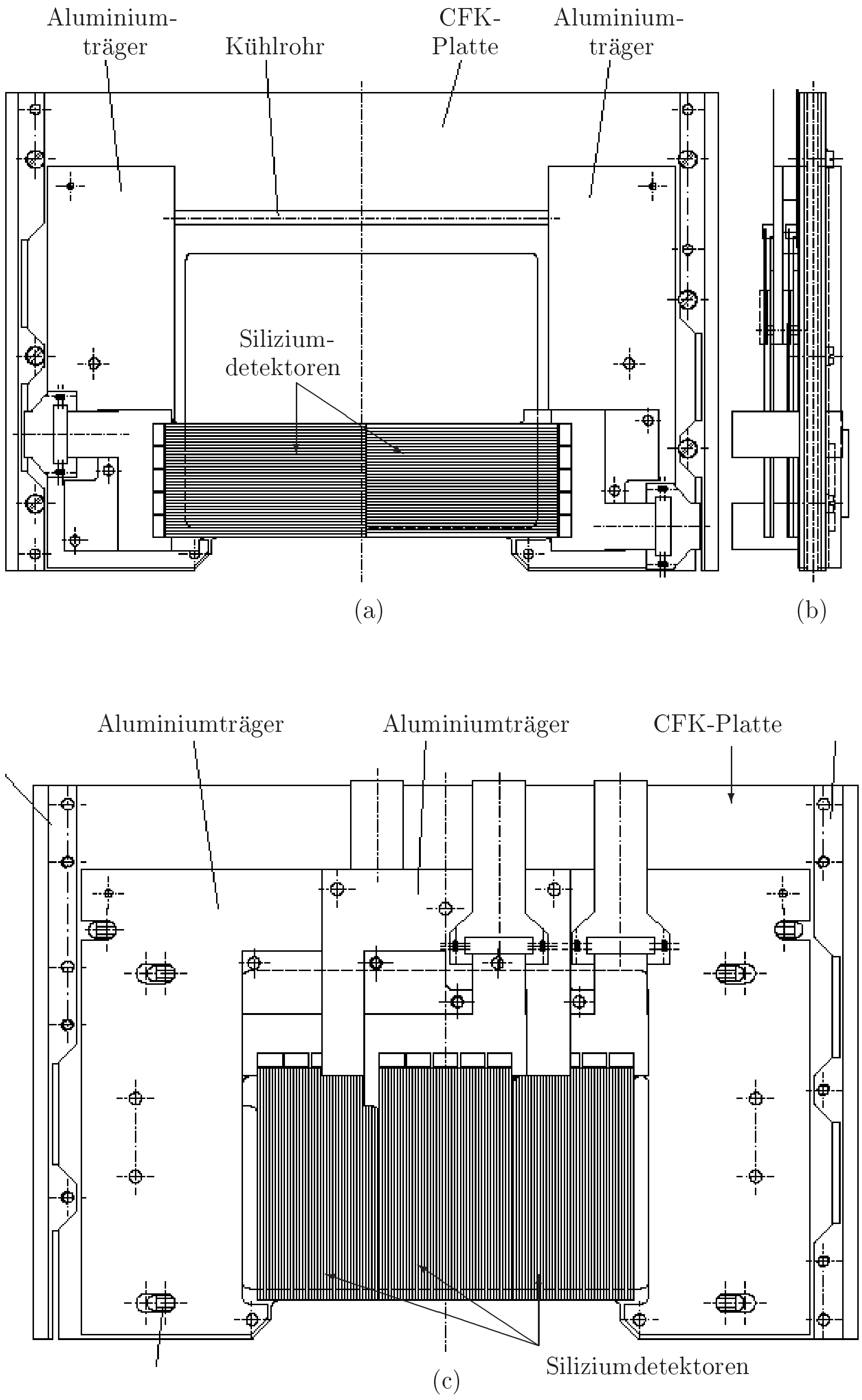

Abb. 1.8: Eine Doppellage des VLQ-Spursystems in Vorder- (a), Seiten- (b) und Rückansicht(c). Die Detektoren sind auf Trägern aus Aluminium montiert, die auf einem CFK-Rahmen (Carbon Fibre Komposit) befestigt sind.

peaterboards. Die Signale der ausgelesenen Detektoren werden von den Repeaterboards an Konverter-Karten im Elektronik-Trailor geleitet, die die Signale auskoppeln und zur Online-Datenverarbeitung an Power-PC-Karten weiterleiten. Dort werden die Signale digitalisiert und das Datenvolumen durch eine einfache Trefferidentifikation reduziert, bevor die Signale der zum Cluster gehörenden Streifen in der `SIFE`[25]-Bank[26] abgespeichert werden.

In der Spurrekonstruktion, die in die H1-Rekonstruktionssoftware `H1REC` implementiert ist, werden zunächst aus den in der `SIFE`-Bank abgespeicherten Daten die Clusterschwerpunkte auf den Siliziumdetektoren unter Berücksichtigung der Position der Fahrmechanik mit einem Clusteralgorithmus genauer berechnet. Zur Berechnung der Spur werden alle Siliziumcluster herangezogen, die sich innerhalb eines Suchradius von 3 mm um die Verbindungslinie zwischen dem Vertex und dem Auftreffpunkt des Elektrons im Kalorimeter befinden. Aus den so verifizierten Clustern auf den horizontalen und vertikalen Detektoren einer Doppellage werden die möglichen Spurpunkte der Ebenen bestimmt. Die Mehrdeutigkeit der Rekonstruktion der Spurpunkte wird hauptsächlich durch niederenergetische Synchrotronphotonen verursacht, die zwar Cluster im Siliziumspursystem erzeugen, jedoch aufgrund ihrer geringen Energie von höchstens einigen MeV im Kalorimeter nicht nachgewiesen werden. Nach einer χ^2-Methode werden anschließend Spuren vom Vertex zum Kalorimetercluster durch alle Kombinationen der Spurpunkte der beiden Doppellagen gelegt. Die Spur mit dem kleinsten χ^2-Wert wird als Ergebnis festgehalten. Optional kann durch die Spurrekonstruktion bei Weglassen der Vertexinformation eine eigenständige Bestimmung des z-Vertex durchgeführt werden. Die Methode der Spurrekonstruktion und das interne Alignment der Siliziumdetektoren werden im Detail in [20] beschrieben.

Die Kalorimeter

Bei den kompakten Kalorimetern des VLQ-Spektrometers handelt es sich um Energieprojektionskalorimeter, die neben der Energie den Auftreffpunkt des Elektrons im Kalorimeter bestimmen. Sie sind in Samplingstruktur aufgebaut, mit Wolframplatten als Absorber und Szintillatorschichten als aktivem Material.
Ein Kalorimeter besteht aus insgesamt 23 Wolframplatten mit einer Dicke von 2,5 mm und 24 Ebenen aus Plastikszintillatorstäben. Die Szintillatorstäbe sind in den 3 mm dicken Schichten abwechselnd horizontal bzw. vertikal orientiert.
Die einzelnen Szintillatorebenen bestehen aus 24 horizontal bzw. 18 vertikal ausgerichteten Stäben, die zur optischen Isolierung mit weißem Papier umwickelt sind. Das blaue Szintillationslicht wird an beiden Seiten der Stäbe von Wellenlängenschiebern absorbiert und im grünen Wellenlängenbereich reemittiert.
An den Enden der Wellenlängenschieber wird das grüne Licht von Photodioden ausgelesen. Die Signale der beiden Photodioden eines Wellenlängenschiebers werden von Auslesechips

[25]**Si**licon **F**ront**e**nd Bank
[26]Unter einer “Bank” versteht man eine zur Speicherung von Werten verwendete Datenstruktur.

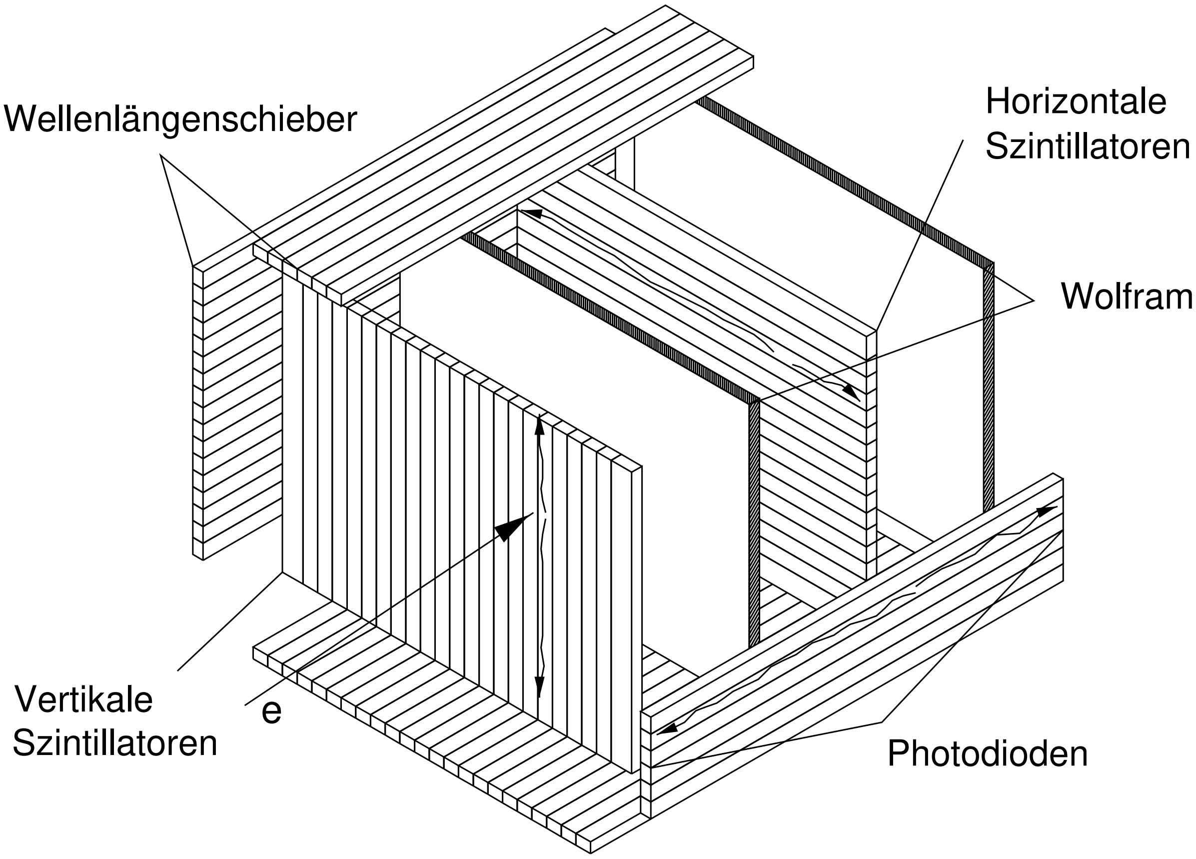

Abb. 1.9: Schematische Darstellung der aktiven Struktur eines Kalorimetermoduls.

verstärkt und aufsummiert, bevor sie an die sogenannte Analog-Box der H1-Kalorimeterauslese im Elektronik-Trailor weitergegeben werden. Die Auslese eines Wellenlängenschiebers entspricht einem Kanal, insgesamt besitzt jedes Kalorimetermodul 84 Auslesekanäle. Die Summe der in den einzelnen Kanälen gemessenen Energien wird als Rohenergie bezeichnet. In Abb. 1.9 ist schematisch die aktive Struktur eines Kalorimetermoduls dargestellt.
Durch die beidseitige Auslese der Szintillatorstäbe werden die Projektionen des Schauerprofils in x- und y-Richtung redundant gemessen, wodurch eine Korrektur auf sogenannte Single-Diode-Ereignisse ermöglicht wird. Diese Ereignisse werden hervorgerufen durch Synchrotronstrahlungsphotonen oder Teilchen des Elektronschauers, die direkt auf eine Photodiode treffen und so ein hohes Signal in einem einzigen Kanal erzeugen. Single-Diode-Treffer treten in fast der Hälfte aller Ereignisse auf und werden von der Rekonstruktionssoftware durch den Vergleich der Signale gegenüberliegender Kanäle korrigiert.

Die Linearität, Kalibration sowie Energie- und Ortsauflösung des Kalorimeters wurden in Teststrahlmessungen mit Elektronen in einem Energieintervall von 1 bis 6 GeV bestimmt. Die Ergebnisse der Teststrahlmessungen sind im Detail in [35] dargestellt.

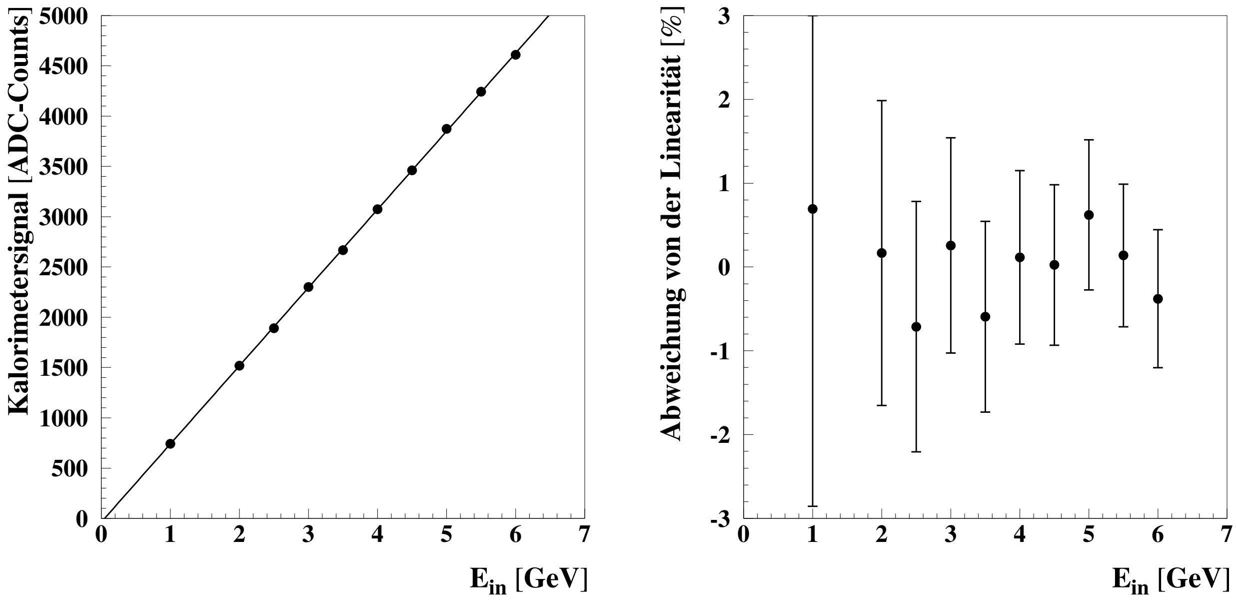

Abb. 1.10: Die Linearität des VLQ-Kalorimeters. Dargestellt ist die Abhängigkeit des Kalorimetersignals von der Elektronenergie (links) und die Abweichung vom linearen Verlauf (rechts), aus [35].

Die Energieauflösung des Kalorimeters beträgt

$$\frac{\sigma_E(E)}{E} = \frac{0,19 \pm 0,06}{\sqrt{E/\mathrm{GeV}}} \oplus 0,064 \pm 0,03 \oplus \frac{(0,234 \pm 0,009)\ \mathrm{GeV}}{E} \quad .$$

Die Ortsauflösung des Kalorimeters in x- und y-Richtung wurde bestimmt zu

$$\sigma_x(e) = \sigma_y(E) = \frac{(2,06 \pm 0,02)\ \mathrm{mm}}{\sqrt{E/\mathrm{GeV}}} \quad .$$

In Abb. 1.10 ist die Abhängigkeit des Kalorimetersignals von der Elektronenergie dargestellt. Die gemessenen Signale stimmen gut mit dem linearen Verlauf überein. Da die in den Teststrahlmessungen bestimmten Kalibrationskonstanten des Kalorimeters nur auf Messungen mit Elektronen in einem Energieintervall von 1 bis 6 GeV beruhen, wurde die Kalibration mit Hilfe von im H1-Experiment gemessenen Daten ergänzt (vgl. Kapitel 4.2).

In Abb. 1.11 ist schematisch die Energiedeposition eines Elektrons im oberen Modul des Kalorimeters dargestellt. Der Clusteralgorithmus [27], der ebenso wie die Spurrekonstruktion in die H1-Rekonstruktionssoftware `H1REC` implementiert ist, berechnet aus der gemessenen Rohenergie die Energien und Auftreffpunkte der in das Kalorimeter treffenden Teilchen.
Im ersten Schritt werden dabei die Energien der identifizierten Single-Diode-Treffer eliminiert. Anschließend werden die lokalen Maxima der vier Projektionen eines Kalorimetermoduls bestimmt und sogenannte Precluster gebildet. Dazu werden die Energien der Kanäle,

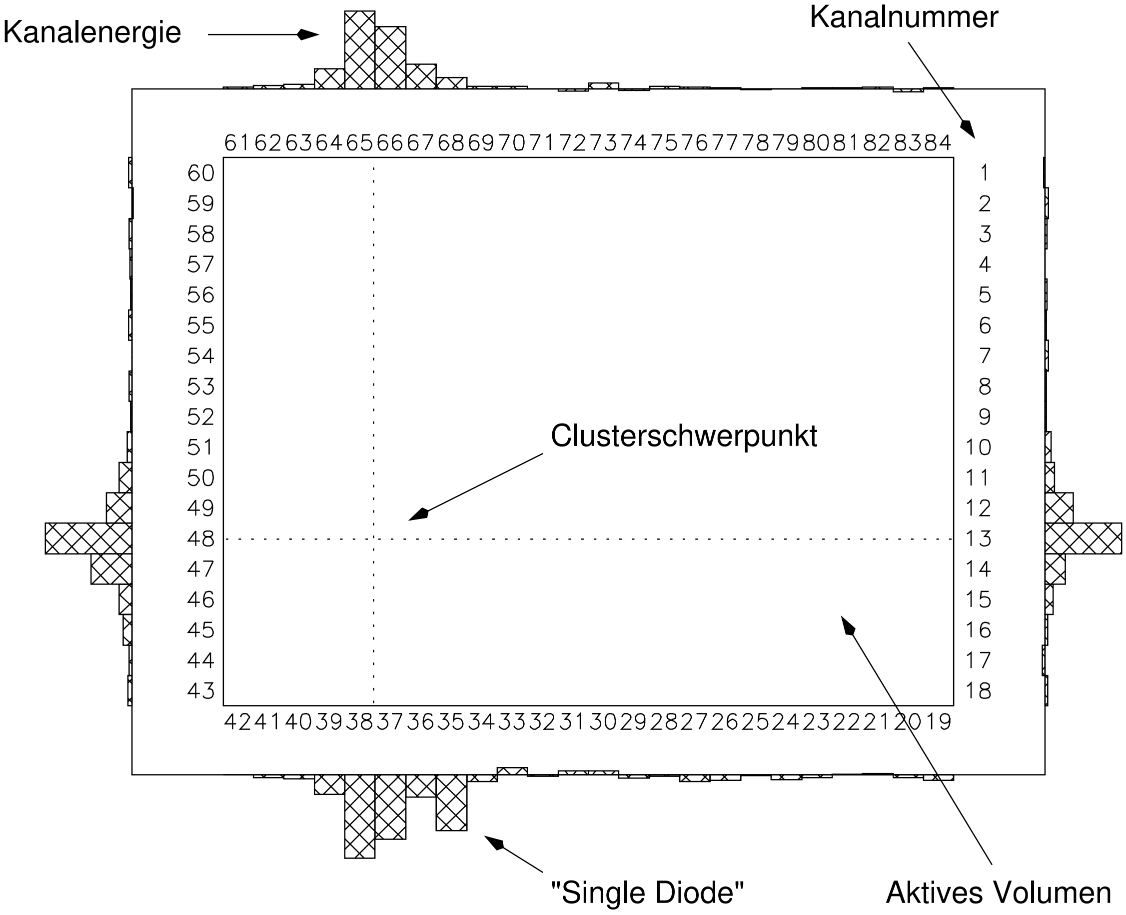

Abb. 1.11: Schematische Darstellung der Energiedeposition eines Elektrons im oberen Modul des VLQ-Kalorimeters

die sich innerhalb eines von der Signalhöhe des Maximums abhängigen Summierungsradius befinden, zur Energie des Preclusters aufsummiert und dessen Schwerpunkt bestimmt. Aus den Preclustern der vier Projektionen werden dann die eigentlichen Cluster der Module gebildet. Die Clusterenergie wird berechnet aus der Summe der Energien der Precluster, die Schwerpunkte der Precluster liefern die Koordinaten des Clusters im Kalorimetermodul.
Bei Ereignissen mit genau einem rekonstruierten Cluster wird bei der Bestimmung der zugehörigen Precluster eine Common-Mode-Subtraktion[27] durchgeführt. Der Common-Mode wird dabei aus den Energien der Kanäle berechnet, die sich mehr als 2,5 cm entfernt von den Maxima der Precluster der vier Projektionen befinden.

[27] Der Common-Mode bezeichnet kurzzeitige Signalschwankungen aller Kanäle, die durch Schwankungen der Versorgungsspannungen der Signalverstärker entstehen können.

Der Flugzeitzähler

Der Flugzeitzähler VLQ-ToF[28] besteht aus zwei scheibenförmigen Plastikszintillatoren mit einem Durchmesser von 32 cm, die zwischen den Kalorimetern des VLQ-Spektrometers und dem Kompensationsmagneten direkt am Strahlrohr montiert sind. Die Szintillatorebenen sind jeweils aus zwei Halbkreissegmenten aufgebaut und von 2 mm starken Bleiplatten umgeben, die Synchrotronstrahlungsphotonen absorbieren. Durch die Forderung der Koinzidenz der Signale beider Ebenen können Ereignisse durch Synchrotronstrahlung bis auf Zufallskoinzidenzen ausgeschlossen werden. Jedes der vier Szintillatorsegmente wird von einem Photovervielfacher mit einer Zeitauflösung von weniger als 11 ns ausgelesen.
Das VLQ-ToF dient hauptsächlich zur Unterdrückung von protoninduziertem Untergrund, der durch Wechselwirkungen von Strahlprotonen mit Restgasatomen im Strahlrohr sowie mit dem Material des Strahlrohres selbst entsteht. Im Gegensatz zu den Teilchen, die aus einer Elektron-Proton-Streuung am Wechselwirkungspunkt des H1-Detektors stammen und ungefähr 20 ns nach der Kollision das VLQ-ToF erreichen, liegen die Signale von protoninduzierten Untergrundereignissen nicht innerhalb dieses Zeitfensters und können verworfen werden.
Problematisch hingegen ist die Unterdrückung von Untergrundereignissen, die durch Satellitenpakete des Protonstrahls erzeugt werden. Die Satellitenpakete befinden sich zwischen den eigentlichen Protonpaketen und begleiten diese in einem Abstand von ± 3 m und ± 6 m. Aufgrund der Position des VLQ-Spektrometers im rückwärtigen Bereich des H1-Detektors bei $z = -3$ m passieren die Satellitenpakete, die sich 6 m hinter den eigentlichen Paketen befinden, innerhalb des Ereignisfensters das VLQ-ToF. Untergrundereignisse dieser Art können daher mit dem VLQ-ToF nicht unterdrückt werden.

1.2.5 Trigger und Datennahme

Die Aufgabe des Triggersystems besteht darin, aus der Vielzahl von Signalen der einzelnen Detektorkomponenten diejenigen zu selektieren, die aus einer Elektron-Proton-Streuung stammen und zur späteren Analyse abgespeichert werden sollen. Dabei muß die Totzeit des Triggersystems während der Auslese der Detektorkomponenten möglichst klein gehalten werden, da während dieses Zeitraums keine Ereignisse registriert werden können.
Das große Spektrum an physikalischen Prozessen, die in der Untersuchung der Elektron-Proton-Kollision zugänglich werden, überdeckt einen Wirkungsquerschnittbereich von vielen Größenordnungen. Die Ereignisraten[29] variieren dabei von 20-30 Hz im Bereich der Photoproduktion bis etwa $6 \cdot 10^{-6}$ Hz für die Produktion von W-Bosonen [13]. Die Rate von Proton-Restgas-Ereignissen hingegen beträgt etwa 50 kHz. Da die Bandbreite der Datennahme des H1-Detektors auf 5-10 Hz begrenzt ist, muß durch das Triggersystem die Ereignisrate stark reduziert werden. Dabei müssen einerseits Untergrundereignisse, hervorgerufen

[28] **T**ime **of** **F**light
[29] Die angegebenen Werte beziehen sich auf die Designluminosität von $\mathcal{L} = 1{,}5 \cdot 10^{31}$ cm^{-2}s^{-1}.

durch Synchrotronstrahlung oder protoninduzierten Untergrund, verworfen und andererseits Elektron-Proton-Streuprozesse, die kleine Wirkungsquerschnitte besitzen oder von besonderem physikalischen Interesse sind, bevorzugt werden.

Das Triggersystem des H1-Detektors besteht aus den vier Stufen L1, L2, L3[30] und L4, die schrittweise die Eingangsrate von 10,4 MHz auf eine Rate von 5-10 Hz reduzieren, mit der die selektierten Daten auf Magnetbändern abgespeichert werden.
Die Triggerstufe L1 verarbeitet die Eingangsrate von 10,4 MHz ohne Totzeit. Die meisten Subdetektoren liefern binäre Signale, die zur Triggerentscheidung verwendet werden können und als Triggerelemente bezeichnet werden. Aus den Triggerelementen werden durch logische Verknüpfungen sogenannte Subtrigger gebildet. Zur Reduktion der Rate einzelner Subtrigger, die auf Prozessen mit hohen Wirkungsquerschnitten beruhen, können diese mit einem frei wählbaren Unterdrückungsfaktor n versehen werden, so daß nur jedes n-te von diesem Subtrigger ausgelöste Ereignis akzeptiert wird.
Da das Treffen einer Triggerentscheidung in der Stufe L1 einen Zeitraum von etwa $2\,\mu$s beansprucht, ist die Auslese der Subdetektoren in Piplinestruktur organisiert. Variierend für die einzelnen Subdetektoren werden so die letzten 27 bis 35 Ereignisse zwischengespeichert. Liefert einer der Subtrigger eine positive Triggerentscheidung, wird die Datennahme gestoppt. Von diesem Zeitpunkt an beginnt die Totzeit des Experimentes, da keine neuen Daten aufgezeichnet werden. Die Ausgangsrate der Triggerstufe L1 liegt zwischen 40 Hz und 50 Hz.
Wird ein Ereignis von der Triggerstufe L1 akzeptiert, werden die Daten in der Triggerstufe L2 innerhalb von $20\,\mu$s einer topologischen Analyse unterzogen und von einem neuronalen Netzwerk klassifiziert. Dazu ist die Triggerstufe L2 in die beiden unabhängigen Teilsysteme L2TT[31] und L2NN[32] unterteilt. Bei Ermittlung einer positiven Triggerentscheidung in L2 wird die vollständige Auslese der Subdetektoren eingeleitet. Ist die Auslese aller Komponenten abgeschlossen, was einen Zeitraum von etwa 1 ms beansprucht, wird die Datennahme wieder gestartet, und die Totzeit ist beendet. Nach der Triggerstufe L2 liegt die Ereignisrate zwischen 30 Hz und 40 Hz.
Im Gegensatz zu den auf Hardwarebasis arbeitenden Triggerstufen L1 und L2 läuft die Triggerstufe L4 nicht mehr synchron zum Ereignistakt. Aus den nun zur Verfügung stehenden Rohdaten werden die Ereignisse nahezu vollständig rekonstruiert und einer auf Software basierenden Selektion unterzogen, die eine Unterteilung in physikalische Klassen vornimmt. Nicht identifizierte Ereignisse werden bis auf einen geringen Anteil zur systematischen Kontrolle des Triggersystems verworfen. Die sogenannte L4-Filterfarm besteht aus etwa 30 Prozessorkarten, die die Ereignisse parallel bearbeiten und die Ausgangsrate auf 5 Hz bis 10 Hz reduzieren.

Das VLQ-Spektrometer besitzt eigenständige Trigger innerhalb der Triggerstufen L1 und

[30] Die Triggerstufe L3 wird zur Zeit nicht verwendet.
[31] **T**opological **T**rigger
[32] **N**eural **N**etwork

L4, die in Kapitel 4.1 im Zusammenhang mit der Datennahme vorgestellt werden.

Die durch das Triggersystem selektierten Ereignisse werden durch das Rekonstruktionsprogramm `H1REC` vollständig rekonstruiert. Dabei werden aus den Rohdaten der Subdetektoren physikalische Größen wie Teilchenspuren und kalibrierte Clusterenergien berechnet. Die vollständig rekonstruierten Daten werden als POT[33] oder in reduzierter Form als DST[34] gespeichert und stehen zur weiteren Auswertung zur Verfügung.

[33] **P**roduction **O**utput **T**ape
[34] **D**ata **S**ummary **T**ape

Kapitel 2

Theorie der Inelastischen Streuung

Die Struktur der Materie wird heute von Teilchenphysikern nach demselben Prinzip untersucht, nach dem schon Rutherford im Jahr 1911 seine Streuexperimente durchführte. In seinen Experimenten schoß Rutherford α-Teilchen auf eine Goldfolie und entdeckte durch die Analyse dieser Streuprozesse, daß Atome einen Kern besitzen, in dem die gesamte positive Ladung und nahezu die komplette Masse in einem äußerst kleinen Bereich lokalisiert ist [28]. Dieses grundlegende Konzept zur Erforschung der Materie hat sich bis heute nicht geändert und dient beim H1-Experiment zur Untersuchung der Struktur des Protons. Im allgemeinen werden punktförmige Teilchen als Sonden auf ein Target geschossen und an einem seiner Konstituenten gestreut. Die Wechselwirkung zwischen den Teilchen wird dabei durch den Austausch virtueller Bosonen vermittelt. Durch Messung der Energie, des Winkels und der Zahl der gestreuten Teilchen kann der Streuquerschnitt bestimmt und mit theoretischen Vorhersagen verglichen werden, welche Aussagen über die Struktur des Targets machen.
Im allgemeinen unterscheidet man bei Streuexperimenten zwischen elastischen und inelastischen Prozessen. Als elastische Streuprozesse bezeichnet man diejenigen, bei denen die Summe der kinetischen Energien während der Reaktion erhalten ist und keine inneren Freiheitsgrade der Stoßpartner angeregt werden. Betrachtet man moderat energetische Reaktionen, so ist die Elektron-Proton-Streuung elastisch. Das Proton erfährt zwar einen Rückstoß, bleibt jedoch als Teilchen erhalten. Der Streuquerschnitt der elastischen Streuung von Elektronen an ruhenden Protonen (und Neutronen) wurde 1950 erstmals berechnet und ist als Rosenbluth-Formel bekannt [11]. Sie ermöglicht die Bestimmung der elastischen Formfaktoren des Protons, deren Verlauf durch die phänomenologische "Dipol"-Funktion wiedergegeben wird.
Erhöht man die Schwerpunktsenergie des Systems, so kommt es bei zusammengesetzten Teilchen zur Anregung innerer Freiheitsgrade. Prozesse dieser Art, bei denen die kinetische Energie während der Reaktion nicht mehr erhalten ist, bezeichnet man als inelastische Streuung. Im Jahr 1964 postulierten Gell-Mann und Zweig in ihrem Quarkmodell, daß sich alle Hadronen aus elementaren Bestandteilen zusammensetzen, die von Gell-Mann als Quarks bezeichnet wurden [2].

In der inelastischen Elektron-Proton-Streuung beginnt man bei Schwerpunktsenergien von einigen GeV die Struktur des Protons aufzulösen. Das vom Elektron abgestrahlte virtuelle Boson koppelt dann nicht mehr an das Proton als Ganzes, sondern "sieht" statt dessen die Struktur des Protons. Die elastische Elektron-Quark-Streuung wird demnach beobachtbar in der inelastischen Elektron-Proton-Streuung[1]. So ermöglicht die Reaktion das Studium der Eigenschaften der das Proton aufbauenden Partonen (Quarks und Gluonen) und die Überprüfung der theoretischen Beschreibung ihrer Wechselwirkung durch die QCD.

2.1 Definition der kinematischen Variablen

Die theoretische Beschreibung der inelastischen Streuung von Elektronen an Protonen liefern die elektroschwache Theorie und die Quantenchromodynamik. Dabei erfolgt eine Einteilung der Prozesse in zwei grundlegende Klassen, je nach Art des die Wechselwirkung vermittelnden Eichbosons. Die Diagramme in niedrigster Ordnung der Störungstheorie sind in Abbildung 2.1 dargestellt.

Im allgemeinen lassen sich die beiden inklusiven Fälle wie folgt beschreiben:

$$e(k) + P(p) \rightarrow e(k') + X(p') \qquad \text{(NC, neutral current)} \quad ,$$

$$e(k) + P(p) \rightarrow \nu_e(k') + X(p') \qquad \text{(CC, charged current)} \quad .$$

Das einlaufende Elektron mit dem Viererimpuls k wechselwirkt mit dem einlaufenden Proton mit Viererimpuls p durch Austausch eines Eichbosons der elektroschwachen Wechselwirkung. Der Endzustand besteht aus einem gestreuten Lepton mit Viererimpuls k' und dem hadronischen Endzustand X mit Viererimpuls p'.
In Prozessen mit neutralen Strömen (NC) handelt es sich bei dem ausgetauschten Boson entweder um ein virtuelles Photon γ^* oder ein Z_0, und der Endzustand enthält ein Elektron. Bei Prozessen mit geladenen Strömen (CC) enthält der Endzustand aufgrund des Austausches eines elektrisch geladenen $W^{\pm}$ ein Neutrino.

Die Kinematik der inelastischen Elektron-Proton-Streuung ist bei fester Schwerpunktsenergie durch zwei unabhängige Variablen eindeutig bestimmt. Im allgemeinen benutzt man zur Definition der Kinematik die folgenden Größen, die eine lorentzinvariante Beschreibung der Elektron-Proton-Streuung erlauben. Sie werden aus den Viererimpulsen der an der Reaktion beteiligten Teilchen (vgl. Abb. 2.1) bestimmt:

[1] Aufgrund des "color confinements", welches die Existenz von Farbladung tragenden freien Teilchen verbietet, ist die elastische Elektron-Quark-Streuung einer direkten experimentellen Überprüfung nicht zugänglich (vgl. Kapitel 2.4).

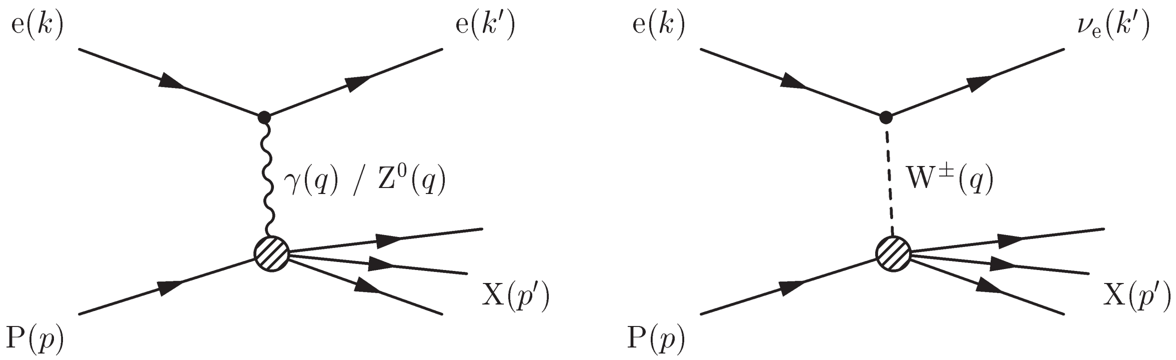

Abb. 2.1: Die Feynmangraphen der Elektron-Proton-Streuung in niedrigster Ordnung für Prozesse mit neutralen (links) und geladenen Strömen (rechts).

$$\begin{aligned} Q^2 &:= -(k-k')^2 = -q^2 \quad , \\ x &:= \frac{Q^2}{2\,(p\cdot q)} \quad , \\ y &:= \frac{p\cdot q}{p\cdot k} \quad , \\ W^2 &:= (p+q)^2 = (p')^2 \quad . \end{aligned}$$

Q^2 ist das negative Quadrat des Viererimpulsübertrages zwischen Elektron und Proton und ein Maß für die Virtualität des ausgetauschten Bosons[2]. Die Größen x und y sind dimensionslose Variablen im Intervall von null bis eins und können in ausgezeichneten Bezugssystemen physikalisch interpretiert werden: x bezeichnet die sogenannte Bjørken-Skalenvariable, die im Quark-Parton-Modell (vgl. Kapitel 2.2) eine anschauliche Bedeutung erhält. In einem Bezugssystem, in welchem der Impuls des Protons sehr hoch ist (infinite momentum frame), kann x als der vom gestreuten Parton getragene Bruchteil des Protonimpulses interpretiert werden. Die Inelastizität y gibt im Ruhesystem des Protons den relativen Energieverlust des gestreuten Elektrons an[3]. Die Größe W bezeichnet die invariante Masse des hadronischen Endzustandes. Bei Vernachlässigung von Elektron- und Protonmasse stehen x, y, Q^2 und s über folgende Gleichung miteinander in Beziehung:

$$Q^2 = s\,x\,y \quad .$$

Das Quadrat der Schwerpunktsenergie s läßt sich bei HERA unter Vernachlässigung der Massen aus den Energien des Elektronstrahls E_0 und des Protonstrahls E_p berechnen durch:

$$s \equiv (k+p)^2 \approx 4\,E_0\,E_p \quad .$$

[2] Für reelle Photonen gilt $q^2 = {q_0}^2 - \vec{q}^{\,2} = {E_\gamma}^2 - {\vec{p}_\gamma}^{\,2} = m_\gamma^2 \equiv 0$.

[3] Im Ruhesystem des Protons gilt die Beziehung $y = \frac{E_{\vec{k}} - E_{\vec{k}'}}{E_{\vec{k}}}$.

2.2 Wirkungsquerschnitt und Strukturfunktionen

Ausgehend von Abb. 2.1 (links) tragen zum Wirkungsquerschnitt der inelastischen Elektron-Proton-Streuung mit neutralen Strömen im allgemeinen drei Anteile bei, die sich aus der Überlagerung der Graphen mit elektromagnetischer und schwacher Wechselwirkung ergeben:

$$\sigma_{NC} = \sigma(\gamma) + \sigma(Z_0) + \sigma(\gamma/Z_0) \quad .$$

Hierbei beschreibt der Term $\sigma(\gamma)$ den reinen Photonaustausch, $\sigma(Z_0)$ den Austausch des Z_0 Bosons, und der Term $\sigma(\gamma/Z_0)$ ist der Beitrag der Interferenz von Photon- und Z_0-Austausch. Da die einzelnen Querschnitte proportional zu den Propagatoren der ausgetauschten Bosonen sind, ist der Interferenzterm aufgrund der endlichen Masse des Z_0 um den Faktor $\frac{Q^2}{Q^2+M_{Z_0}^2}$, der Beitrag des reinen Z_0-Austausches um den Faktor $\frac{1}{(Q^2+M_{Z_0}^2)^2}$ gegenüber dem reinen Photonaustausch unterdrückt[4]. Beschränkt sich der kinematische Bereich auf Werte von $Q^2 \ll M_{Z_0}^2$ so können die Beiträge der schwachen Wechselwirkung in guter Näherung vernachlässigt werden.

Der Ausgangspunkt zur theoretischen Beschreibung der inelastischen Elektron-Proton-Streuung ist die Annahme, daß das Proton in einem Bezugssystem hoher Impulse (infinite momentum frame) als Strahl kollinearer freier Quarks angesehen werden kann. Das Elektron streut an einem dieser Quarks, wodurch dieses einen hohen Transversalimpuls erhält und aus dem Proton herausgeschlagen wird. Die zwischen dem gestreuten Quark und dem Protonrest wirkenden Kräfte führen anschließend zur Fragmentierung, d.h. zur Bildung von Hadronen, die im Endzustand vorliegen. Von entscheidender Wichtigkeit für die theoretische Beschreibung der inelastischen Streuung in diesem Bild ist, daß die elastische Elektron-Quark-Streuung und die Fragmentierung auf unterschiedlichen Zeitskalen ablaufen und die Hadronisierung den Wirkungsquerschnitt der Streuung deshalb nicht wesentlich beeinflußt.
Da der inelastischen Elektron-Proton-Streuung die elastische Elektron-Quark-Streuung zugrunde liegt, trägt die Quarkstruktur des Protons zum Wirkungsquerschnitt maßgeblich bei. Das Unwissen über das Geschehen am Photon-Proton-Vertex, angedeutet durch die "Blase" in Abb. 2.1, erfordert die Einführung sogenannter Strukturfunktionen, die in größtmöglicher Allgemeinheit den Einfluß der unbekannten Struktur des Protons parametrisieren. Damit läßt sich der doppelt differentielle Wirkungsquerschnitt der inelastischen Elektron-Proton-Streuung in niedrigster Ordnung der Störungstheorie unter Vernachlässigung der Beiträge der schwachen Wechselwirkung in folgender Form darstellen:

$$\frac{d^2\sigma_{NC}}{dx\, dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{Q^4\, x} \left[xy^2\, F_1(x,Q^2) + (1-y)\, F_2(x,Q^2) \right] \quad .$$

$F_1(x,Q^2)$ und $F_2(x,Q^2)$ bezeichnen die elektromagnetischen Strukturfunktionen des Protons. In den späten sechziger Jahren machte Bjørken die Vorhersage, daß im Bereich hoher

[4]Die Masse des Z_0 beträgt 91,187 GeV [29].

Energien[5] die Abhängigkeit der Strukturfunktionen von Q^2 verschwinden würde und sie nur noch Funktionen von x seien, was unter dem Begriff "Skalenverhalten" bekannt ist:

$$F_1(x, Q^2) \to F_1(x) \quad \text{und} \quad F_2(x, Q^2) \to F_2(x) \quad .$$

Das Skalenverhalten der Strukturfunktionen ist eine direkte Konsequenz der Tatsache, daß das Proton aus punktförmigen Partonen aufgebaut ist, und wurde durch Experimente der SLAC-MIT Gruppe in den frühen siebziger Jahren experimentell bestätigt [11].

Die Einführung der "longitudinalen Strukturfunktion" F_L führt zu einer anderen Formulierung des Wirkungsquerschnitts:

$$F_L(x, Q^2) \equiv F_2 - 2xF_1 \quad ,$$

$$\frac{d^2\sigma_{NC}}{dx\, dQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{Q^4\, x} \left[(2(1-y) + y^2)\, F_2(x, Q^2) - y^2\, F_L(x, Q^2) \right] \quad .$$

Im Jahr 1969 wurde von Callan und Gross eine Abhängigkeit der Strukturfunktionen $F_1(x)$ und $F_2(x)$ formuliert, die zum Verschwinden der longitudinalen Strukturfunktion führt:

$$F_L = 0 \Leftarrow\ 2x\, F_1(x) = F_2(x) \qquad \text{Callan-Gross-Beziehung} \quad .$$

Die Gültigkeit der Callan-Gross-Beziehung begründet sich in der Tatsache, daß die das Parton aufbauenden geladenen Partonen Spin $\frac{1}{2}$ tragen. Analoge Überlegungen für geladene Partonen mit Spin 0 ergeben statt der Callan-Gross-Beziehung $2xF_1(x)/F_2(x) = 1$ die Abhängigkeit $2xF_1(x)/F_2(x) = 0$, welche den experimentellen Daten deutlich widerspricht.

Die Strukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ läßt sich interpretieren als die Summe der ladungsquadratgewichteten Impulsdichten der Quarks und Antiquarks im Proton:

$$F_2(x, Q^2) = x \sum_f e_f^2 \left[q_f(x, Q^2) + \bar{q}_f(x, Q^2) \right] \quad .$$

Die Summe läuft dabei über alle Quarksorten (flavors), $q_f(x, Q^2)$ und $\bar{q}_f(x, Q^2)$ bezeichnen die Impulsverteilungsfunktionen der Quarks und Antiquarks der Sorte f, und e_f gibt deren elektrische Ladungen an.

Die Beobachtung des Skalenverhaltens und der Callan-Gross-Beziehung begründete die Einführung des Quark-Parton-Modells (QPM). Im QPM ist das Proton aus punktförmigen Partonen mit Spin $\frac{1}{2}$ aufgebaut, die Strukturfunktionen des Protons F_1 und F_2 sind ausschließlich Funktionen der Bjørken-Skalenvariablen x und erfüllen die Callan-Gross-Beziehung.

[5] Unter dem sog. Bjørken-Limes versteht man den Grenzübergang $Q^2 \to \infty$ und $p \cdot q \to \infty$ bei festen Werten von $x = \frac{Q^2}{2\,(p \cdot q)}$. Man bezeichnet die Elektron-Proton-Streuung in diesem kinematischen Bereich meist als "tiefinelastisch".

Die experimentell gemessenen geringfügigen aber systematischen Abweichungen von der Callan-Gross-Beziehung und die später bei kleinen Werten von x beobachtete Brechung des Bjørken-Skalenverhaltens lassen sich im Rahmen der Quantenchromodynamik (QCD) verstehen, worauf genauer in Kapitel 2.4 eingegangen wird.

2.3 Virtuelle Photon-Proton-Streuung

Abgesehen von der in Kapitel 2.2 beschriebenen Darstellung kann die inelastische Elektron-Proton-Streuung unter Vernachlässigung der schwachen Wechselwirkung auch als Absorption virtueller Photonen durch das Proton aufgefaßt werden, wobei das Elektron als Abstrahlungsquelle virtueller Photonen angesehen wird:

$$\gamma^*(q) + P(p) \to X(p') \quad .$$

Der doppelt differentielle Wirkungsquerschnitt der Elektron-Proton-Streuung nimmt in diesem Bild die folgende Form an [2]:

$$\begin{aligned}
\frac{d^2\sigma_{NC}}{dy\,dQ^2} &= \Gamma_T\,\sigma_T(Q^2,W^2) + \Gamma_L\,\sigma_L(Q^2,W^2) \\
&= \Gamma_T\,\left[\sigma_T(Q^2,W^2) + \epsilon\,\sigma_L(Q^2,W^2)\right] = \Gamma_T\,\sigma^{\text{eff}}_{\gamma^* p}(y,Q^2,W^2) \quad ,
\end{aligned}$$

$$\text{mit}\quad \Gamma_T(y,Q^2) = \frac{1}{\epsilon(y)}\,\Gamma_L(y,Q^2) = \frac{\alpha}{2\pi\,Q^2 y}\,(1+(1-y)^2) \quad \text{und} \quad \epsilon(y) = \frac{2(1-y)}{1+(1-y)^2} \quad .$$

Dabei bezeichnet Γ_T den Fluß der vom Elektron abgestrahlten transversal polarisierten virtuellen Photonen und σ_T den zugehörigen Absorptionsquerschnitt. Γ_L und σ_L sind entsprechend der Flußfaktor und Absorptionsquerschnitt von longitudinal polarisierten Photonen[6]. Der Polarisationsparameter ϵ ist definiert als das Verhältnis von longitudinalem zu transversalem Photonenfluß und $\sigma^{\text{eff}}_{\gamma^* p} = \sigma_T + \epsilon\,\sigma_L$ bezeichnet man als effektiven $\gamma^* p$ Querschnitt.

Die Strukturfunktionen F_1 und F_2 stehen mit den Absorptionsquerschnitten σ_T und σ_L in folgender Beziehung[7]:

$$2x\,F_1 = \frac{Q^2}{4\pi^2\alpha}\,\sigma_T \quad , \qquad F_2 = \frac{Q^2}{4\pi^2\alpha}\,(\sigma_T + \sigma_L) \quad .$$

Der totale Wirkungsquerschnitt der Streuung virtueller Photonen an Protonen ist definiert als Summe des transversalen und longitudinalen Querschnittes und läßt sich demnach wie

[6] Im Gegensatz zu reellen Photonen besitzen virtuelle Photonen transversale und longitudinale Polarisation.

[7] Der angegebene Zusammenhang zwischen Strukturfunktionen und Absorptionsquerschnitten ist nicht zwingend und weicht von der ursprünglichen Ableitung der Flußfaktoren von L. Hand leicht ab. Die hier benutzten Darstellungen der Flußfaktoren Γ_T und Γ_L sowie der Photonenpolarisation ϵ sind identisch mit den in [2] aus der Quantenelektrodynamik (QED) hergeleiteten Formeln.

folgt darstellen:

$$\sigma_{\gamma^* p}^{\mathrm{tot}} = \sigma_T(Q^2, W^2) + \sigma_L(Q^2, W^2) = \frac{4\pi^2\alpha}{Q^2}\, F_2(Q^2, W^2) \quad .$$

Im Gegensatz zum effektiven Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma^* p}^{\mathrm{eff}}$ hängt der so definierte totale Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma^* p}^{\mathrm{tot}}$ nur von den Variablen Q^2 und W^2 (oder x) ab.

2.4 Der Einfluß der Quantenchromodynamik

Im QPM besteht das Proton aus drei punktförmigen Quarks (zwei up- und einem down-Quark), die Spin $\frac{1}{2}$ tragen. Die inelastische Elektron-Proton-Streuung wird in diesem Modell als die elastische Streuung des Elektrons an einem freien Quark mit dem Impulsbruchteil x des Protons interpretiert. Nicht betrachtet werden die Wechselwirkungen der Quarks untereinander, die zu systematischen Abweichungen von den Vorhersagen des QPM führen. Eine Beschreibung dieser Wechselwirkung, die als "starke Kraft" bezeichnet wird, liefert die Quantenchromodynamik (QCD).

Die QCD ist die Feldtheorie der starken Wechselwirkung. Sie ist eine nichtabelsche Eichtheorie und beruht auf der Symmetriegruppe $SU(3)$. Beschrieben durch die QCD wird die Wechselwirkung der sechs existierenden Quarks (up, down, charm, strange, top, bottom) und jeweiligen Antiquarks durch den Austausch von acht verschiedenen Gluonen, den Eichbosonen der QCD. Jedes der Quarks kann in drei verschiedenen Zuständen (rot, grün, blau) vorkommen, welche als Farbe (color) bezeichnet werden. Die in der Natur beobachtbaren Hadronen (Baryonen und Mesonen) hingegen sind Farbsingletts, d.h. sie sind farbneutral. Diese Tatsache begründet sich in einer Eigenschaft der QCD, die die Existenz freier Farbladung tragender Teilchen verbietet und als "color confinement" (Einschluß der Farbe) bezeichnet wird. Mesonen sind aus Quark-Antiquark-Zuständen und Baryonen aus Drei-Quark-Zuständen aufgebaut.
Im Gegensatz zu den Photonen in der Quantenelektrodynamik (QED)[8] tragen die Gluonen selbst Farbladung, so daß sie untereinander wechselwirken (Selbstkopplung, Abb. 2.2, rechts). Als direkte Konsequenz der Selbstkopplung der Gluonen ergibt sich die funktionale Abhängigkeit der Kopplungskonstanten der starken Wechselwirkung α_S von Q^2 in niedrigster Ordnung der Störungstheorie [2] zu:

$$\alpha_S(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f)\,\ln(\frac{Q^2}{\Lambda^2})} \quad ,$$

wobei n_f die Zahl der Quarksorten angibt. Λ wird als Abschneideparameter der QCD bezeichnet, dessen Wert nicht von der Theorie vorhergesagt wird, sondern aus Experimenten

[8] Die QED ist die Feldtheorie der elektromagnetischen Wechselwirkung. Das Eichboson der QED ist das Photon.

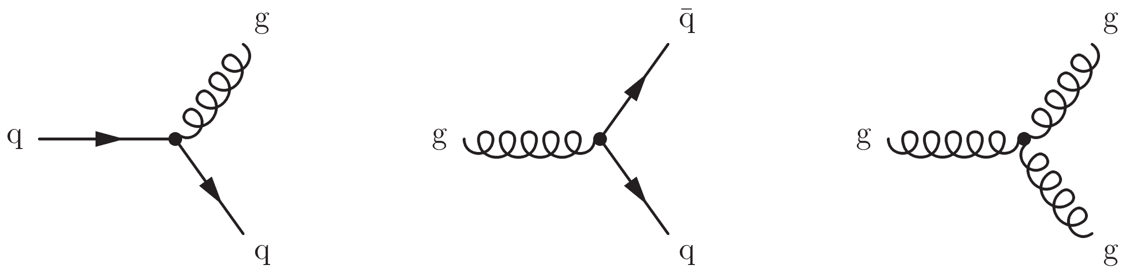

Abb. 2.2: Feynmangraphen der Gluonabstrahlung (links), Quark-Antiquark-Paarbildung (Mitte) und Gluonselbstkopplung (Drei-Gluon-Vertex, rechts) in der QCD

bestimmt werden muß ($\Lambda \approx 200$ MeV [29]).
Durch obige Formel wird die bemerkenswerte Eigenschaft der QCD ausgedrückt, die als "asymptotische Freiheit" (asymptotic freedom) bezeichnet wird. Für große Werte von Q^2 wird α_S klein mit $\left(\ln(Q^2)\right)^{-1}$, d.h. die in den Hadronen gebundenen Quarks können als "quasi freie" Teilchen betrachtet werden. Für kleine Werte von Q^2 ($Q^2 \to \Lambda^2$) wird die Kopplung dagegen sehr groß. Die Wechselwirkungen von Quarks und Gluonen können deshalb nur für Skalen $Q^2 \gg \Lambda^2$ im Rahmen der perturbativen QCD berechnet werden[9]. Mathematisch folgt die oben angegebene Gleichung für $\alpha_S(Q^2)$ aus der Lösung der Renormierungsgruppengleichung [30].

Die Beschreibung des Aufbaus der Nukleonen durch das QPM enthält die Wechselwirkung der Quarks durch die starke Kraft nicht. Im Rahmen der QCD werden nun zusätzlich auch Prozesse berücksichtigt, in denen die Quarks Gluonen abstrahlen ($q \to qg$) oder Gluonen in Quark-Antiquark-Paare konvertieren ($g \to q\bar{q}$) (Abb. 2.2, links und Mitte). Diese Prozesse führen in der Beschreibung der tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuung sowohl zur Brechung des Bjørken-Skalenverhaltens als auch zur Verletzung der Callan-Gross-Beziehung. Im Übergang zum Bjørken-Limes geht das QPM als Näherung aus der QCD hervor.

Die Abstrahlung von Gluonen führt im Bezugssystem hoher Protonimpulse (infinite momentum frame) zu transversalen Quarkimpulsen, so daß die Kollinearität der Quarks nicht mehr strikt gilt. Die Quarks haben damit die Möglichkeit, auch an die vom Elektron abgestrahlten virtuellen Photonen mit longitudinaler Polarisation zu koppeln, wodurch die Callan-Gross-Beziehung gebrochen wird, da die longitudinale Strukturfunktion F_L nicht länger identisch Null ist. Die Quark-Antiquark-Paarproduktion der Gluonen führt dazu, daß der Quarkinhalt des Protons nicht nur aus den drei sogenannten Valenzquarks besteht, sondern einen zusätzlichen Anteil mit weichem Impulsspektrum ("Seequarks") besitzt. Weiterhin verschieben sich die Impulsverteilungen der Quarks durch Gluonenabstrahlung zu kleineren Werten. Da das Auflösungsvermögen des Photons mit größer werdenden Werten von Q^2 wächst, erhöht sich

[9]Bei $Q^2 = 10$ GeV^2 beträgt $\alpha_S(Q^2) \approx 0.4$.

die Wahrscheinlichkeit, daß das Photon an eines der Seequarks koppelt. Die Strukturfunktion F_2 steigt somit bei kleinen Werten von x, bei denen das Proton von Seequarks und Gluonen (weiche Partonen) dominiert wird, mit steigendem Q^2 an und fällt bei großen Werten von x, bei denen der Protoninhalt durch die Valenzquarks bestimmt ist, mit steigendem Q^2 leicht ab (Brechung des Bjørken-Skalenverhaltens). Bei festen Werten von Q^2 steigt F_2 mit kleiner werdenden Werten von x aufgrund der wachsenden Quarkdichten an.

Für das Verhältnis von longitudinalem zu transversalem Absorptionsquerschnitt R gilt nach Kapitel 2.2 und 2.3:

$$R = \frac{\sigma_L}{\sigma_T} = \frac{F_L}{F_2 - F_L} = \frac{F_L}{2x\,F_1} \quad .$$

Damit nimmt der doppelt differentielle Wirkungsquerschnitt der inelastischen Elektron-Proton-Streuung die folgende Form an:

$$\frac{d^2\sigma_{NC}}{dx\,dQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{Q^4\,x}\left[2 - 2y + \frac{y^2}{1+R}\right] F_2(x,Q^2) \quad .$$

Die Strukturfunktion $F_2(x,Q^2)$ kann unter Voraussetzung der Kenntnis von F_L bzw. R anhand dieser Gleichung aus dem experimentell gemessenen Wirkungsquerschnitt extrahiert werden. Die Abhängigkeit der Strukturfunktion F_2 von Q^2, wie sie im H1-Experiment und in früheren Experimenten gemessen wurde, ist in Abbildung 2.3 dargestellt. Die Brechung des Bjørken-Skalenverhaltens ist in den Daten deutlich sichtbar.

2.5 Das Verhalten bei kleinen Werten von Q^2

Betrachtet man die inelastische Streuung von Elektronen an Protonen über den gesamten kinematischen Bereich von $Q^2 \approx 0$ GeV^2 bis zum kinematischen Limit $Q^2 \to s$, so kommen in der physikalischen Beschreibung zwei grundlegend verschiedene Konzepte zum Tragen.
Nimmt Q^2 Werte oberhalb eines Grenzwertes von $Q^2 \approx 4$ GeV^2 an, so dominiert der sogenannte harte Streuprozeß. Das Photon wird als punktförmiges Gebilde angesehen, das in der inelastischen Elektron-Proton-Streuung an einem der Konstituenten des Protons gestreut wird. Die zugrunde liegende Theorie ist die perturbative QCD, die aufgrund der hinreichend kleinen Werte von α_S störungstheoretische Aussagen über den Wirkungsquerschnitt der Streuung und die Q^2 Abhängigkeit der Strukturfunktionen erlaubt.
Für Werte von Q^2 unterhalb der oben genannten Grenze ist eine störungstheoretische Beschreibung aufgrund der Größe von α_S nicht mehr möglich. In diesem kinematischen Bereich müssen nicht-perturbative Konzepte zur Beschreibung des Wirkungsquerschnittes und der Strukturfunktionen des Protons herangezogen werden.
Für sehr kleine Werte von Q^2, d.h. im Grenzfall $Q^2 \to 0$, geht die inelastische Elektron-Proton-Streuung in den Bereich der sogenannten Photoproduktion über. In diesem Bereich wird die Streuung dominiert von "weichen Streuprozessen", die starke Ähnlichkeiten mit Hadron-Hadron-Wechselwirkungen aufweisen.

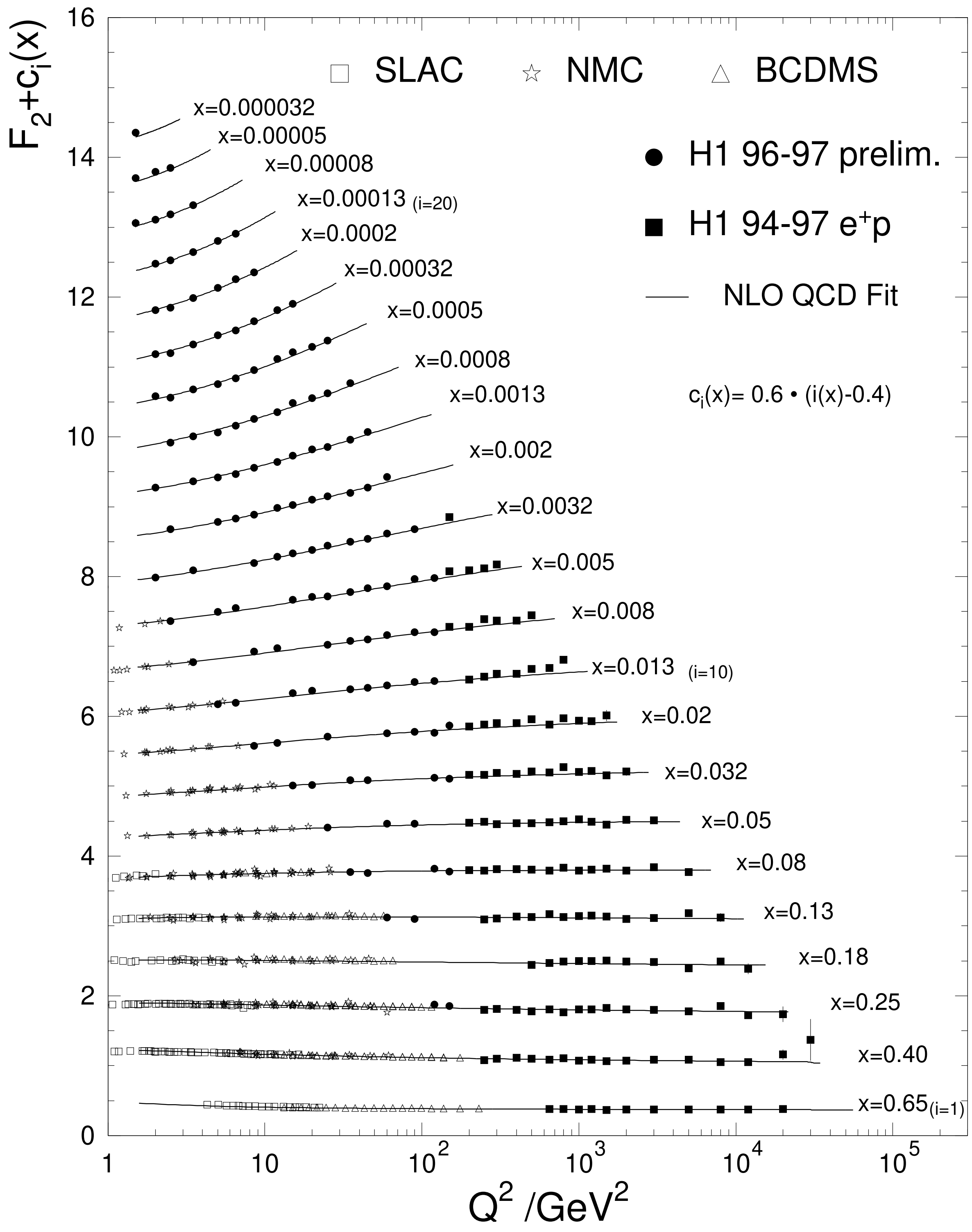

Abb. 2.3: Die Abhängigkeit der Strukturfunktion F_2 von Q^2 für verschiedene Werte von x. Aufgetragen sind die Resultate des H1-Experiments zusammen mit den Ergebnissen früherer Experimente.

Die Photoproduktion

Unter dem Begriff der Photoproduktion versteht man die Produktion von Hadronen in der Streuung reeller Photonen an Nukleonen $\gamma + N \to X$. Betrachtet man den Grenzfall $Q^2 \to 0$ in der inelastischen Elektron-Proton-Streuung, so geht der totale Wirkungsquerschnitt der virtuellen Photon-Proton-Streuung $\sigma^{\rm tot}_{\gamma^* p}$ (vgl. Kapitel 2.3) in den Querschnitt der Photoproduktion $\sigma_{\gamma p}$ über:

$$\sigma_{\gamma p} = \lim_{Q^2 \to 0} \left[\sigma_T(Q^2, W^2) \right] = \lim_{Q^2 \to 0} \left[\frac{4\pi^2 \alpha}{Q^2} F_2(Q^2, W^2) \right] \quad .$$

Der longitudinale Absorptionsquerschnitt σ_L verschwindet, da die vom Elektron emittierten Photonen "quasi reellen" Charakter annehmen und somit ihre longitudinale Feldkomponente verschwindet. Der differentielle Wirkungsquerschnitt der Elektron-Proton-Streuung im Grenzfall der Photoproduktion läßt sich wie folgt darstellen [2]:

$$\frac{d\sigma}{dy} = f_{\gamma/e}\, \sigma_{\gamma p} \quad .$$

Der Flußfaktor $f_{\gamma/e}$ ist die Verteilungsfunktion der Photonen im Elektron und gibt die Dichte der vom Elektron in das Intervall dy abgestrahlten Photonen an[10]:

$$f_{\gamma/e}(y, Q^2_{max}) = \frac{\alpha}{2\pi y} \left[\left(1 + (1-y)^2\right) \ln \frac{(1-y)\, Q^2_{max}}{m_e^2\, y^2} - 2(1-y) \right] \quad .$$

Dabei bezeichnet m_e die Masse des Elektrons. Der Wert von Q^2_{max} wird bestimmt durch den maximal erlaubten Streuwinkel der Elektronen.

Das Vektormeson-Dominanz-Modell

Die Streuung von Photonen an Nukleonen weist starke Ähnlichkeiten mit Hadron-Hadron-Wechselwirkungen auf. Eine Beschreibung dieser experimentellen Beobachtung gelingt durch die Annahme, daß das Photon neben seinem durch die QED beschriebenen Zustand einen hadronischen Anteil besitzt und als Superposition dieser "nackten" und hadronischen Komponenten dargestellt werden kann:

$$|\gamma\rangle = |\gamma\rangle_{bare} + |\gamma\rangle_{had} \quad .$$

Der hadronische Zustand des Photons ist dabei im Rahmen der Energieunschärfe durch Fluktuationen des Photons in Quark-Antiquark-Paare gegeben, die die Quantenzahlen des Photons tragen.

Das Vektormeson-Dominanz-Modell (VDM) geht von der Annahme aus, daß zur hadronischen Komponente des Photons nur die drei leichtesten Vektormesonen ρ^0, ω und ϕ beitragen

[10] Die Zahl der vom Elektron in das Intervall dy abgestrahlten Photonen ist definiert durch $dN_\gamma = f_{\gamma/e}\, dy$.

und die Wechselwirkung in Photon-Nukleon-Reaktionen auf der Wechselwirkung des hadronischen Anteils des Photons basiert. Die Gültigkeit dieser Annahme ist nur gegeben, falls die Dauer der Wechselwirkung klein ist gegenüber der Lebensdauer der Fluktuation τ_f. Diese kann im Rahmen der Unschärferelation abgeschätzt werden aus der Differenz der Energie des nackten Photons und der Energie des produzierten Vektormesons mit der Masse M_V und dem Impuls des nackten Photons:

$$\tau_f \approx \frac{2\,p \cdot q}{Q^2 + M_V^2} \quad .$$

Der hadronische Anteil des Photons ist im Rahmen des VDM gegeben durch:

$$|\gamma\rangle_{had} \propto \sum_{V=\rho^0,\omega,\phi} \frac{1}{f_V} \left(\frac{M_V^2}{Q^2 + M_V^2} \right) |V\rangle \quad .$$

Die Stärke der Kopplung des Photons an das Vektormeson wird durch f_V angegeben. Ausgehend von dieser Darstellung des hadronischen Photonanteils $|\gamma\rangle_{had}$ lassen sich der transversale und longitudinale Absorptionsquerschnitt der inelastischen Elektron-Proton-Streuung berechnen.

Die Reggetheorie

Die Reggetheorie ist eine Theorie der analytischen Eigenschaften der Streuamplitude als Funktion des Drehimpulses [4, 24]. In dieser Theorie, die auf einer in die komplexe Ebene fortgesetzten Partialwellenzerlegung der Streuamplitude beruht, werden hadronische Streureaktionen als t-Kanal-Austausch von Teilchen mit verschiedenen Drehimpulsen beschrieben. Trägt man den Drehimpuls gegen den Wert der Mandelstam-Variablen t auf, so liegen Teilchen mit gleichen internen Quantenzahlen auf einer Geraden, die als Regge-Trajektorie bezeichnet wird. Der totale Wirkungsquerschnitt einer hadronischen Streureaktion ist in diesem Bild gegeben durch

$$\sigma_{tot}(s) \sim \sum\nolimits_i A_i(s)\, s^{\alpha_i(0)-1} \quad ,$$

wobei $\alpha_i(0)$ die Schnittpunkte der Regge-Trajekorien mit der t-Achse (Interzept) und s das Quadrat der Schwerpunktsenergie bezeichnet. Da die Interzepte von allen bekannten Trajektorien existierender Teilchen Werte kleiner eins besitzen, müßte der totale Wirkungsquerschnitt mit zunehmender Schwerpunktsenergie abnehmen, was dem Verhalten im Experiment gemessener Daten deutlich widerspricht[11]. Zur Aufrechterhaltung des Modells wurde eine Trajektorie mit einem Interzept etwas größer als eins eingeführt, die nach Pomeranchuk den Namen Pomeron-Trajektorie erhielt.

[11] Nach ersten Annahmen, der totale Wirkungsquerschnitt nähere sich einem konstanten energieunabhängigen Wert an, zeigten Messungen bei höheren Schwerpunktsenergien stattdessen sogar einen erneuten Anstieg des Wirkungsquerschnitts.

Im folgenden werden drei auf der Reggetheorie beruhende Modelle und die jeweiligen Parametrisierungen der Protonstrukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ für kleine Impulsüberträge Q^2 und kleine Werte von x vorgestellt.

Donnachie und Landshoff (DL):

In dem Modell von Donnachie und Landshoff [5] werden die Interzepte aller Regge-Trajektorien durch einen effektiven Reggeon-Interzept ersetzt. Die Autoren zeigten, daß sich die totalen Wirkungsquerschnitte sowohl von Hadron-Hadron-Wechselwirkungen als auch realen Photoproduktionsereignissen durch die Summe von zwei Termen, dem eines Reggeon- und dem eines Pomeron-Austausches, beschreiben lassen:

$$\sigma_{\text{tot}} = X\, s^{\epsilon_1} + Y\, s^{\epsilon_2} \quad ,$$

mit den Koeefizienten $\epsilon_1 = \alpha_{I\!P}(0) - 1 = 0,08$ und $\epsilon_2 = \alpha_{I\!R}(0) - 1 = -0,45$.
Dieser Ansatz wurde auf den Bereich der virtuellen Photon-Protonstreuung ausgedehnt, und die Strukturfunktion F_2 ist gegeben durch:

$$F_2(x, Q^2) = f_1(Q^2)\, x^{-\epsilon_1} + f_2(Q^2)\, x^{-\epsilon_2} \quad \text{mit} \quad f_i(Q^2) = A_i \left(\frac{Q^2}{Q^2 + a_i}\right)^{1+\epsilon_i} \quad .$$

In einem aktualisierten Ansatz [6] wird der Summe ein dritter Term mit $\epsilon_0 = 0,44$ hinzugefügt, den die Autoren als Austausch eines "harten" Pomerons interpretieren:

$$F_2(x, Q^2) = f_0(Q^2)\, x^{-\epsilon_0} + f_1(Q^2)\, x^{-\epsilon_1} + f_2(Q^2)\, x^{-\epsilon_2} \, .$$

Capella, Kaidalov, Merino und Tran Than Van (CKMT):

Ebenso wie das Modell von Donnachie und Landshoff beruht das Modell von Capella, Kaidalov, Merino und Tran Than Van [3] auf dem Austausch eines Reggeons und Pomerons. Es wird jedoch nicht zwischen einem weichen und harten Pomeron unterschieden. Stattdessen gehen die Autoren zur Parametrisierung der Strukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ von Q^2-abhängigen Koeffizienten der Bjørken-Skalenvariablen x aus:

$$F_2(x, Q^2) = A\, x^{-\Delta(Q^2)} (1-x)^{n(Q^2)+4} \left(\frac{Q^2}{Q^2 + a}\right)^{1+\Delta(Q^2)} + B\, x^{1-\alpha_{I\!R}} (1-x)^{n(Q^2)} \left(\frac{Q^2}{Q^2 + b}\right)^{\alpha_{I\!R}} ,$$

wobei die Koeffizienten $n(Q^2)$ und $\Delta(Q^2)$ gegeben sind durch:

$$n(Q^2) = \frac{3}{2}\left(1 + \frac{Q^2}{Q^2 + c}\right) \qquad \text{und} \qquad \Delta(Q^2) = \Delta_0 \left(1 + \frac{2\, Q^2}{Q^2 + d}\right) \, .$$

Abramowicz, Levin, Levy und Maor (ALLM):

Das Modell von Abramowicz, Levin, Levy und Maor [1] basiert auf einem Regge-Ansatz, der unter Berücksichtigung von Vorhersagen der QCD auf den Bereich größerer Werte von Q^2 erweitert wurde. Es deckt den gesamten kinematischen x-Q^2-Bereich ab, enthält jedoch deutlich mehr Parameter als die anderen Modelle. Die Strukturfunktion F_2 besitzt die Form:

$$F_2(x, Q^2) = \frac{Q^2}{Q^2 + m_0^2} \left(F_2^{I\!P}(x, Q^2) + F_2^{I\!R}(x, Q^2) \right) \ ,$$

wobei m_0 die effektive Photonmasse bezeichnet. Die Funktionen $F_2^{I\!P}$ und $F_2^{I\!R}$ beschreiben die Anteile des Pomeron- und Reggeon-Austausches:

$$\begin{aligned} F_2^{I\!P}(x, Q^2) &= c_{I\!P}(t)\, x_{I\!P}^{a_{I\!P}(t)}\, (1-x)^{b_{I\!P}(t)} \ , \\ F_2^{I\!R}(x, Q^2) &= c_{I\!R}(t)\, x_{I\!R}^{a_{I\!R}(t)}\, (1-x)^{b_{I\!R}(t)} \ . \end{aligned}$$

Die Funktion t ist dabei gegeben durch:

$$t = \ln \left(\frac{\ln \frac{Q^2 + Q_0^2}{\Lambda^2}}{\ln \frac{Q_0^2}{\Lambda^2}} \right) \ .$$

Λ gibt den Abschneideparameter der QCD an. Die Skalenvariablen $x_{I\!P}$ und $x_{I\!R}$ enthalten die Parameter $m_{I\!P}$ und $m_{I\!R}$, die als effektive Pomeron- und Reggeon-Massen interpretiert werden, sowie die Masse des Protons M:

$$\frac{1}{x_{I\!P}} = 1 + \frac{W^2 - M^2}{Q^2 + m_{I\!P}^2} \qquad \text{und} \qquad \frac{1}{x_{I\!R}} = 1 + \frac{W^2 - M^2}{Q^2 + m_{I\!R}^2} \ .$$

2.6 Der Phasenraumbereich des VLQ-Spektrometers

In Kapitel 2.5 wurden verschiedene phänomenologische Modelle zur Beschreibung der inelastischen Streuung von Elektronen und Protonen im Bereich kleiner Impulsüberträge Q^2 vorgestellt. Zur Überprüfung der Vorhersagen solcher Modelle und mit dem letztendlichen Ziel einer kontinuierlichen Beschreibung im gesamten kinematischen Bereich von $Q^2 = 0$ GeV^2 bis zum kinematischen Limit $Q^2 \to s$ sind weitere experimentelle Messungen insbesondere im Übergangsbereich zwischen Photoproduktion und tiefinelastischer Streuung notwendig.
Bis zum Einbau des VLQ-Spektrometers wurde die Protonstrukturfunktion F_2 bzw. der totale Wirkungsquerschnitt virtueller Photonstreuung an Protonen $\sigma_{\gamma^* p}^{\rm tot}$ (vgl. Kapitel 2.3) am H1-Experiment im Bereich der Photoproduktion sowie im Übergangsbereich für Werte von Q^2 oberhalb von 0,35 GeV^2 bestimmt. In Abb. 2.4 ist der totale Photon-Proton-Wirkungsquerschnitt als Funktion von W im Bereich kleiner Impulsüberträge dargestellt. Die Ergebnisse des H1-Experiments beruhen auf in den Jahren 1994 und 1995 gemessenen Daten.

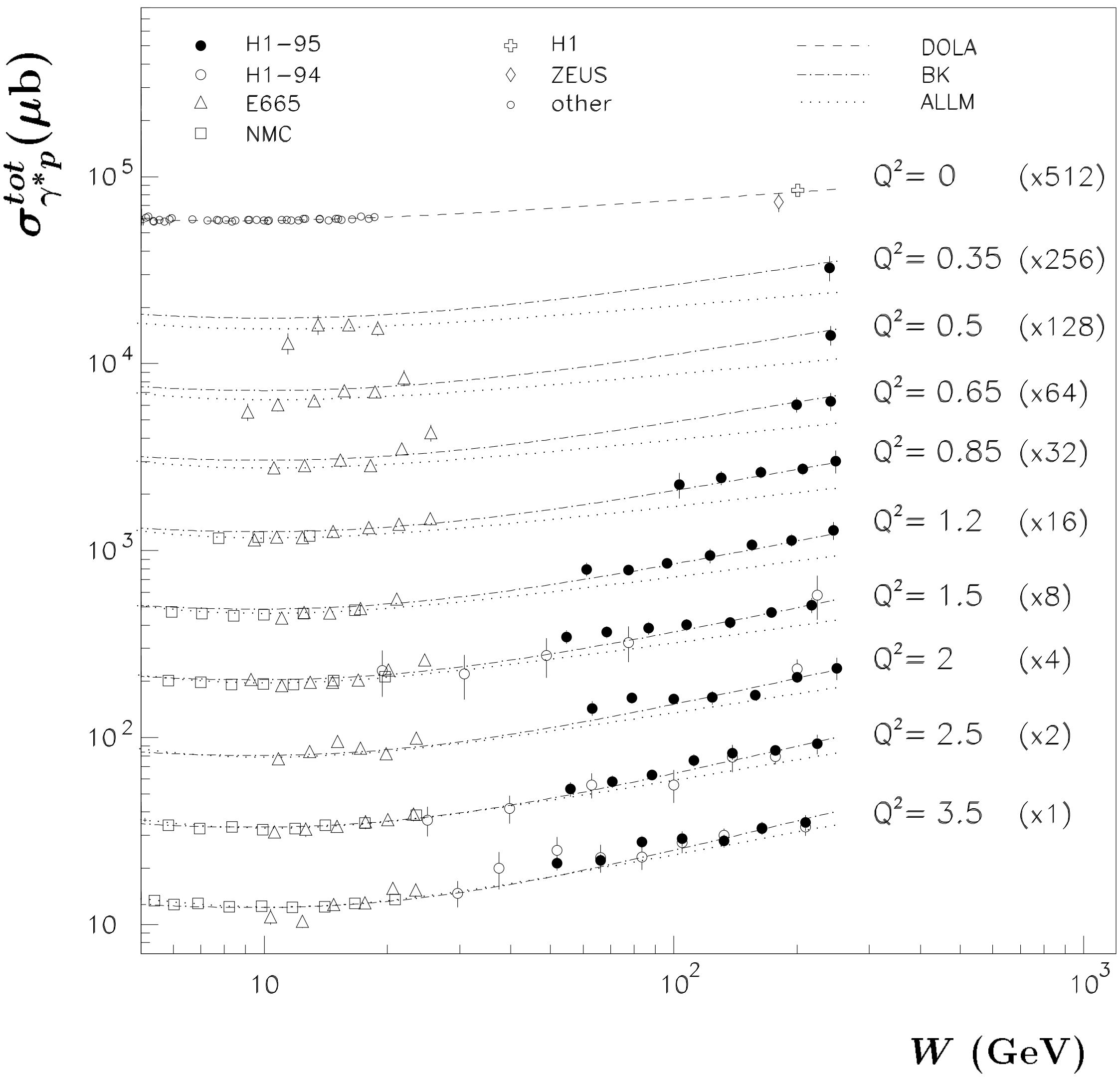

Abb. 2.4: Der mit den H1-Daten der Jahre 1994 und 1995 gemessene totale $\gamma^* p$-Wirkungsquerschnitt zusammen mit den Ergebnissen der Fixed-Target-Experimente E665 und NMC. Zusätzlich angegeben sind die Vorhersagen der Modelle von Donnachie und Landshoff (DOLA), Abramowicz et al. (ALLM) und Badelek und Kwiecinski (BK), aus [17].

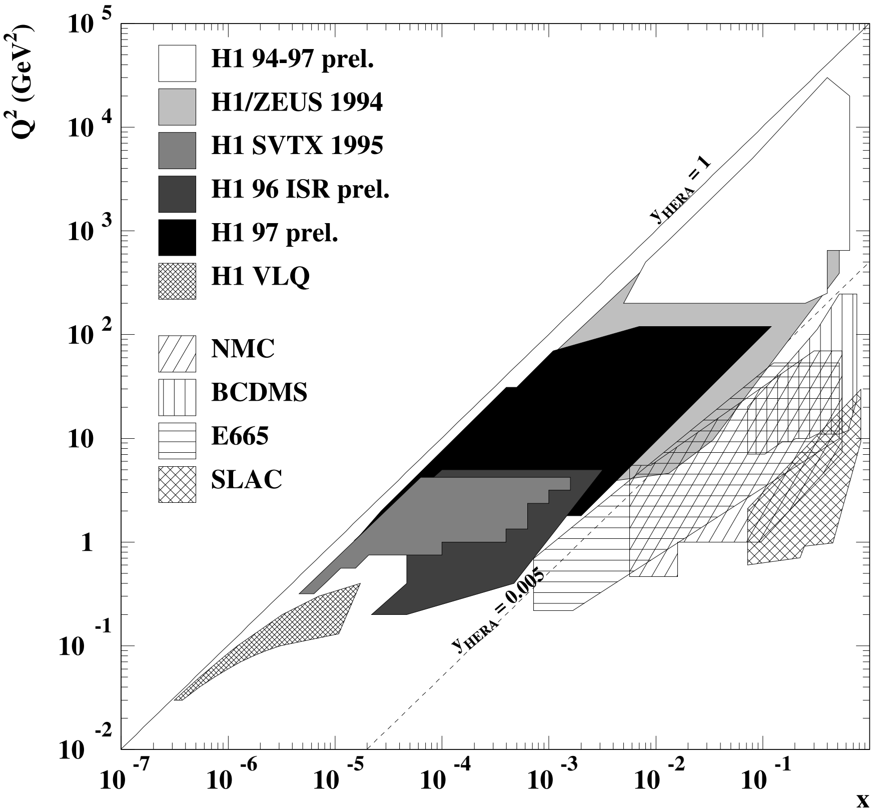

Abb. 2.5: Die Akzeptanz des H1-Detektors im x-Q^2-Phasenraum im Vergleich zu Fixed-Target-Experimenten. Das VLQ-Spektrometer erweitert den zugänglichen Phasenraum zu kleinen Q^2 und kleinen x.

Das VLQ-Spektrometer ermöglicht Messungen für Impulsüberträge von $Q^2 \simeq 0,03$ GeV^2 bis $Q^2 \simeq 0,4$ GeV^2 und erschließt so einen neuen kinematischen Bereich für das H1-Experiment. In [26] wurde in einer ersten Messung die Strukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ mit dem VLQ-Spektrometer für Impulsüberträge zwischen $0,13$ GeV^2 und $0,22$ GeV^2 bestimmt.
Die Akzeptanz des H1-Detektors in der kinematischen x-Q^2-Ebene sowie die einiger Fixed-Target-Experimente ist in Abb. 2.5 angegeben. Der Phasenraumbereich des VLQ ist ebenfalls eingezeichnet. Die Darstellung veranschaulicht die Erweiterung des Akzeptanzbereichs des H1-Experiments zu kleinen Impulsüberträgen Q^2 und kleinen Werten der Bjørken-Skalenvariablen x durch den Einbau des VLQ-Spektrometers.

2.7 Rekonstruktion der kinematischen Variablen

Die in der theoretischen Beschreibung der inelastischen Elektron-Proton-Streuung benutzten kinematischen Variablen Q^2, x, y und W^2 erlauben eine relativistisch invariante Darstellung und werden konstruiert aus den Viererimpulsen der an der Reaktion beteiligten Teilchen

(vgl. Kapitel 2.1). Sie erlauben damit eine kurze und der Problematik angepaßte mathematische Formulierung, sind jedoch der experimentellen Messung nicht direkt zugänglich und müssen aus den meßbaren Größen berechnet werden.
Bei fester Schwerpunktsenergie ist die Kinematik der inelastischen Elektron-Proton-Streuung eindeutig durch zwei Variablen bestimmt. Der Aufbau des H1-Detektors erlaubt sowohl die Messung von Energie und Winkel des gestreuten Elektrons als auch die Messung der Energien und Streuwinkel der Teilchen des hadronischen Endzustandes. Somit ergeben sich durch Kombination dieser vier unabhängig gemessenen Größen verschiedene Methoden, die Ereigniskinematik zu rekonstruieren. Die Genauigkeit der Rekonstruktion der kinematischen Variablen variiert für verschiedene kinematische Bereiche unterschiedlich für verschiedene Methoden, da die zugrunde liegenden Meßgrößen mit unterschiedlicher Genauigkeit bestimmt werden.

Im folgenden werden zwei der möglichen Methoden zur Rekonstruktion der Ereigniskinematik vorgestellt.

Die Elektron-Methode

Die Elektron-Methode basiert auf der Messung der Energie E'_e und des Polarwinkels θ_e des gestreuten Elektrons. Der Zusammenhang zwischen den gemessenen Größen und den kinematischen Variablen ergibt sich wie folgt:

$$\begin{aligned} Q_e^2 &= 2E_0 E'_e(1+\cos\theta_e) \quad , \\ y_e &= 1 - \frac{E'_e}{2E_0}(1-\cos\theta_e) \quad , \\ x_e &= \frac{Q_e^2}{y_e\, s} \quad , \end{aligned}$$

E_0 bezeichnet die Energie des einlaufenden Elektrons. Die Elektron-Methode ermöglicht eine sehr genaue Bestimmung von Q^2. Bei kleinen Werten von y nimmt die y-Auflösung jedoch stark ab. Desweiteren ist diese Methode zur Analyse von Prozessen mit geladenen Strömen ungeeignet, da es sich bei dem auslaufenden Lepton um ein Neutrino handelt, das nicht detektiert werden kann.

Die Jacquet-Blondel-Methode

Bei der Jacquet-Blondel-Methode werden zur Rekonstruktion der kinematischen Variablen ausschließlich die Meßgrößen des hadronischen Endzustandes verwendet. Eingeführt wurde diese Methode von F. Jacquet und A. Blondel zur Rekonstruktion der Kinematik bei der Analyse inelastischer Ereignisse mit geladenen Strömen. Die kinematischen Variablen ergeben sich dabei zu:

$$
\begin{aligned}
Q^2_{\mathrm{jb}} &= \frac{(\sum_h p_{x,h})^2 + (\sum_h p_{y,h})^2}{1 - y_{\mathrm{jb}}} \quad , \\
y_{\mathrm{jb}} &= \frac{\sum_h (E_h - p_{z,h})}{2E_0} \quad , \\
x_{\mathrm{jb}} &= \frac{Q^2_{\mathrm{jb}}}{y_{\mathrm{jb}}\, s} \quad .
\end{aligned}
$$

Die Summen laufen über alle im Detektor gemessenen Impulse und Energien der Teilchen des hadronischen Endzustandes. Die Auflösung der Jacquet-Blondel-Methode in der Bestimmung der Größen Q^2 und y ist im Vergleich zur Elektron-Methode geringer.

Neben den hier vorgestellten Methoden können zur Rekonstruktion der kinematischen Variablen noch die Doppel-Winkel- oder die Sigma-Methode benutzt werden, auf die jedoch an dieser Stelle nicht genauer eingegangen werden soll.

Kapitel 3

Ereignissimulation

Das Ziel der experimentellen Physik ist, theoretische Modelle durch den Vergleich der berechneten Werte ihrer Observablen mit den gemessenen Größen zu überprüfen. Zum direkten Vergleich ist es notwendig, von den allgemeinen Aussagen einer physikalischen Theorie auf konkrete Vorhersagen in einem speziellen Experiment zu schließen, um so den Einfluß der Meßapparatur auf die vorhergesagten Werte der Meßgrößen verstehen und korrigieren zu können. Dabei müssen hauptsächlich der meist eingeschränkte Akzeptanzbereich und die endliche Auflösung der Detektoren sowie Nachweis- und Selektionseffizienzen berücksichtigt werden. Weiterhin verfälschen Untergrundereignisse, die aufgrund ähnlicher Signatur im Detektor mit den Daten selektiert werden, das Ergebnis.
Um den Einfluß von Meßapparatur und Untergrundprozessen studieren zu können, werden mit Hilfe umfangreicher Softwarepakete die betrachteten physikalischen Prozesse und die Detektorantworten simuliert. Anschließend kann die Signatur der simulierten Ereignisse mit der von im Experiment gemessenen Daten verglichen und zur Korrektur verwendet werden.

Die Simulation von Ereignissen unterteilt sich in mehrere Schritte. Zunächst werden mit Hilfe eines Monte-Carlo-Generators Ereignisse erzeugt. Es existieren verschiedene Ereignisgeneratoren, die für unterschiedliche physikalische Prozesse optimiert sind und basierend auf den jeweiligen Wirkungsquerschnitten die Vierervektoren der auslaufenden Teilchen berechnen. Dabei werden störungstheoretisch nicht berechenbare Prozesse, wie der Übergang von Quarks und Gluonen zu Hadronen (Fragmentierung), mit Hilfe phänomenologischer Modelle angenähert.
In der anschließenden Detektorsimulation wird die Antwort des H1-Detektors auf die erzeugten Ereignisse ermittelt. Dazu wird mit Hilfe der H1-Simulationssoftware `H1SIM` der Durchgang der generierten Teilchen durch das Detektormaterial simuliert und die darauf folgenden Signale der einzelnen Komponenten des H1-Detektors berechnet.
Nach der Detektorsimulation werden die Ereignisse analog zu den im H1-Experiment gemessenen mit Hilfe des Rekonstruktionsprogrammes `H1REC` rekonstruiert und sind so direkt vergleichbar. Durch Vergleich der aus den simulierten Daten rekonstruierten Größen mit den

generierten Variablen können der Einfluß der Meßapparatur sowie Selektions- und Nachweiseffizienzen der Daten bestimmt werden. Um den Einfluß von Untergrundprozessen auf die Verteilungen der Daten studieren zu können, werden auch diese simuliert, rekonstruiert und identisch selektiert. Anschließend kann eine Korrektur der Daten z.B. durch statistische Subtraktion der Untergrundverteilungen vorgenommen werden.

Im Rahmen der Ereignissimulation stellt die Detektorsimulation den rechenzeitaufwendigsten Teil dar. Die H1-Simulationssoftware `H1SIM` basiert auf dem Programmpaket `GEANT`, das unter Berücksichtigung der Geometrie der einzelnen Detektorkomponenten eine detaillierte Detektorsimulation ermöglicht. Dabei werden Teilchenschauer in Samplingkalorimetern nach dem Konzept der Spurverfolgung simuliert. Die Spuren sämtlicher Sekundärteilchen werden schrittweise durch das Detektormaterial verfolgt und die Wechselwirkungen unter Berücksichtigung der Reaktionsquerschnitte statistisch ermittelt, bis eine minimale Energie erreicht ist. Die Rechenzeit steigt bei dieser Methode aufgrund der wachsenden Zahl von Sekundärteilchen linear mit der Energie der Primärteilchen an.
Zur Reduktion der Rechenzeit wird das Simulationsprogramm `H1SIM` in der Regel im Arbeitsmodus `H1FAST` betrieben, wodurch bei ausreichender Genauigkeit der Simulationsaufwand stark verringert wird. Die wichtigsten Vereinfachungen bestehen dabei in Ersetzungen detaillierter Detektorstrukturen durch homogenes Material und in der Beschreibung der Energiedeposition elektromagnetischer Schauer durch parametrisierte Energiedichteverteilungen [10]. Desweiteren werden Teilchen, die das Volumen einer Auslesezelle nicht mehr verlassen, nicht weiter zur Schauerentwicklung herangezogen. Diese Teilchen werden terminiert und ihre Energie vollständig in der zugehörigen Zelle deponiert. Auch Teilchen, die zur Energiedeposition im Kalorimeter nicht mehr beitragen, werden nicht weiterverfolgt. Hadronische Schauer hingegen werden nicht parametrisiert und weiterhin vollständig simuliert, da eine Parametrisierung keine zufriedenstellenden Ergebnisse liefert. Dennoch wird auch die Simulation hadronischer Schauer durch die vereinfachte Beschreibung der Geometrie beschleunigt.

Die vorliegende Arbeit befaßt sich mit dem Vergleich der Verteilungen von simulierten und mit dem VLQ-Spektrometer gemessenen Daten. In diesem Kapitel werden der zur Erzeugung der simulierten Ereignisse verwendete Generator PHOJET [9] und die seit Ende 1999 in die H1-Simulationssoftware `H1SIM` integrierte Detektorsimulation des VLQ-Spektrometers [33] vorgestellt.

3.1 Der Ereignisgenerator PHOJET

Ausgehend von der in Kapitel 2.3 beschriebenen Interpretation der Elektron-Proton-Streuung als Streuung eines vom Elektron abgestrahlten virtuellen Photons am Proton simuliert der Ereignisgenerator PHOJET [9] alle zum totalen $\gamma^* p$-Wirkungsquerschnitt beitragenden Komponenten. Dabei werden sowohl weiche als auch harte hadronische Prozesse berücksich-

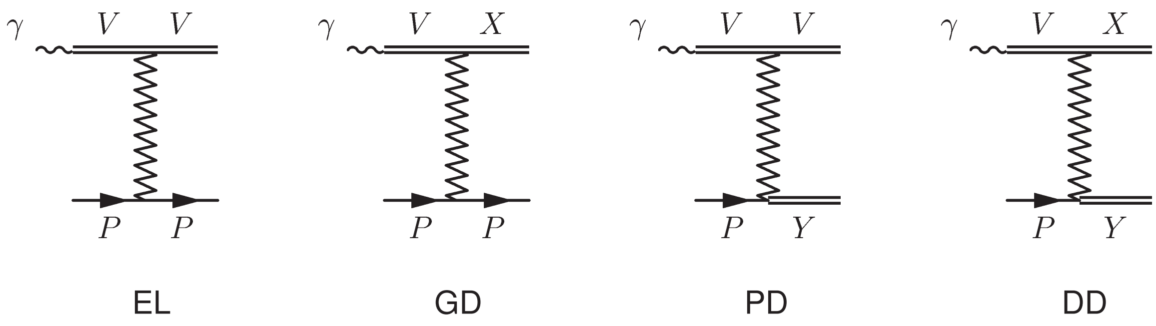

Abb. 3.1: Vier Klassen diffraktiver Prozesse. EL: quasi-elastische Vektormeson-Produktion, GD: Dissoziation des Photons, PD: Dissoziation des Protons, DD: doppelte Dissoziation.

tigt. Die Beschreibung der weichen Prozesse erfolgt nach Ansätzen der phänomenologischen Reggetheorie, harte Prozesse werden basierend auf der perturbativen QCD mit Matrixelementen in führender Ordnung berechnet. Die Simulation des Photonenflusses ist in PHOJET integriert. Die Hadronisierung wird nach dem String-Fragmentations-Modell mit Hilfe des Programms JETSET [34] berechnet. Der totale Wirkungsquerschnitt ist durch das in Kapitel 2.5 beschriebenen CKMT-Modell gegeben.
Innerhalb des Ereignisgenerators PHOJET werden die zum totalen Wirkungsquerschnitt beitragenden Prozesse in insgesamt acht verschiedene Ereignisklassen unterteilt (vgl. Kapitel 5.1). Dabei wird zwischen diffraktiven und nicht-diffraktiven Prozessen unterschieden.
In Abb. 3.1 sind die vier wichtigsten diffraktiven Prozesse dargestellt:

- quasi-elastische Vektormeson-Produktion (EL): $\gamma\, p \to V\, p$
- einfach-diffraktive Dissoziation des Photons (GD): $\gamma\, p \to X\, p$
- einfach-diffraktive Dissoziation des Protons (PD): $\gamma\, p \to V\, Y$
- doppelt-diffraktive Dissoziation (DD): $\gamma\, p \to X\, Y$

Bei der Simulation nicht-diffraktiver Prozesse wird zwischen direkten und aufgelösten Prozessen unterschieden.

Zum Vergleich mit den Daten und zur Bestimmung von Nachweis- und Selektionseffizienzen wurden insgesamt 6.500.000 Ereignisse simuliert. Der Phasenraumbereich wurde dabei auf Werte $0,001\,\mathrm{GeV}^2 < Q^2 < 1,0\,\mathrm{GeV}^2$ und $y > 0,001$ eingeschränkt. Aufgrund des starken Anstiegs des Wirkungsquerschnitts für kleine Werte von y wurden alle Ereignisse mit Werten $y < 0,05$ mit einem Faktor zehn gewichtet, so daß nur jedes zehnte Ereignis in diesem kinematischen Bereich tatsächlich simuliert wurde. Unter Berücksichtigung der Gewichtung ergibt sich eine effektive Zahl von 13.314.430 Ereignissen. Bei einem nach dem CKMT-Modell

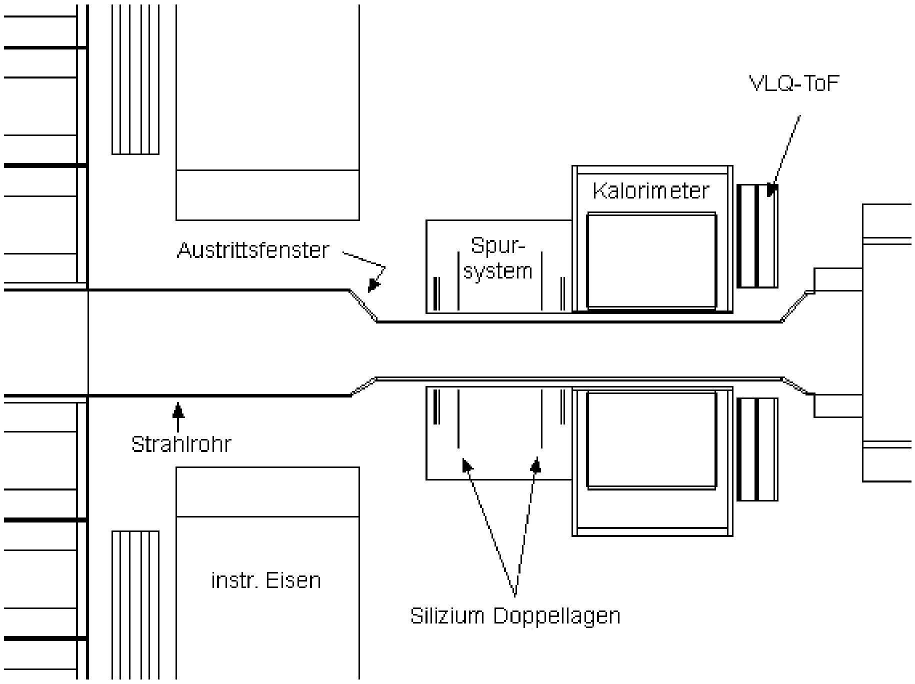

Abb. 3.2: Seitenansicht des VLQ-Spektrometers und des modifizierten Strahlrohres (GEANT-Geometrie).

berechneten totalen Wirkungsquerschnitt von 10.858 nb im betrachteten Phasenraumbereich ergibt sich die integrierte Luminosität der simulierten Daten zu $\mathcal{L}_{\text{int}} = 1226\ \text{nb}^{-1}$.

3.2 Die Simulation des VLQ-Spektrometers

Die Simulation des VLQ-Spektrometers ist seit Version 3.09/08 als Standardkomponente in die H1-Simulationssoftware H1SIM implementiert und liegt seit Version 3.09/18 in ihrer vorerst endgültigen Fassung vor. Die Kalorimeter und Spursysteme des VLQ werden in der Simulation unabhängig voneinander behandelt. Eine ausführliche Beschreibung der Simulation des VLQ-Spektrometers ist in [33] zu finden.
Bei der Simulation der Kalorimeter wird zwischen dem detaillierten und schnellen Arbeitsmodus unterschieden. Im detaillierten Simulationsmodus wird die in Kapitel 1.2.4 beschriebene Struktur des aktiven Materials, bestehend aus Absorberplatten aus Wolfram im Wechsel mit Schichten aus Szintillatorstäben, präzise berücksichtigt und die vollständige GEANT-Simulation der Teilchenschauer durchgeführt.
Im Arbeitsmodus H1FAST hingegen werden die Kalorimetermodule beschrieben als strukturlose Kästen bestehend aus einer homogenen Mischung von Wolfram, Szintillatormaterial und Papier. Die Energiedeposition elektromagnetischer Schauer wird parametrisiert. Das tote Material der Kalorimetermodule, wie Wellenlängenschieber und Kalorimetergehäuse,

wird weiterhin detailliert beschrieben. Die Simulation elektromagnetischer Schauer arbeitet im Modus `H1FAST` ungefähr 13mal schneller als im detaillierten Fall, hadronische Schauer werden aufgrund der vereinfachten Beschreibung der Geometrie etwa doppelt so schnell simuliert.
Nicht alle Eigenschaften der Detektorantworten der VLQ-Kalorimeter können mit Hilfe des Programmpakets `GEANT` simuliert werden. Daher werden das Übersprechen benachbarter Kalorimeterkanäle, verursacht durch Lichttransmission im transparenten Kleber zwischen Wellenlängenschiebern und Photodioden, die Abschwächung des Lichts in den Szintillatorstäben und das Rauschen der Auslesekanäle speziell behandelt.
Ein in der Simulation der VLQ-Kalorimeter bisher nicht berücksichtigter Effekt ist das Auftreten von Ereignissen mit Single-Diode-Treffern. Da sich eine zuverlässige Simulation solcher Ereignisse sehr schwierig gestaltet und Single-Diode-Treffer von der Rekonstruktionssoftware effizient eliminiert werden, wurde auf die Simulation dieser Ereignisse verzichtet.
Die von der Simulation der Kalorimeter unabhängige Simulation der Spursysteme beinhaltet eine genaue Beschreibung der Geometrie und basiert auf Routinen, die für die Simulation des CST benutzt werden (vgl. Kapitel 1.2.2).
Problematisch bei der Simulation des VLQ-Spektrometers erweist sich die bezüglich der y-Achse asymmetrische Anordnung der Module (vgl. Kapitel 4.4), die durch das Absinken des Kompensationsmagneten und des daran befestigten Strahlrohrs erklärt werden kann. Um den Einfluß dieser Verschiebung, durch die sich das obere Modul wesentlich näher am Strahl befindet als das untere, zu berücksichtigen, wurde in der Simulation die Geometrie des Strahlrohres im Bereich des VLQ-Spektrometers modifiziert. Unter Beibehaltung der Arretierungspunkte am Kompensationsmagneten und am Instrumentierten Eisen wurde das Strahlrohr im Bereich des VLQ-Spektrometers um den in [22] ermittelten Wert von 0,72 cm abgesenkt, wodurch sich jedoch die Fläche des oberen Austrittsfensters des Strahlrohrs vergrößert, die des unteren hingegen verkleinert. In Abb. 3.2 ist die Seitenansicht des VLQ-Spektrometers und des modifizierten Strahlrohrs in der geometrischen Beschreibung der Simulation dargestellt.

3.2.1 Die Kalibration

Um einen Einfluß des Clusteralgorithmus der Rekonstruktionssoftware auszuschließen, wurden die Kalorimeter in der Simulation des VLQ-Spektrometers ursprünglich basierend auf Rohenergien kalibriert. Dazu wurden die Parameter der Simulation derart eingestellt, daß Elektronen, die mit einer Energie von 27 GeV zentral auf die Vorderseite der Kalorimetermodule treffen, im Mittel die Rohenergie von ebenfalls 27 GeV deponieren. Da das Auftreten von Single-Diode-Treffern sowie von Ereignissen, bei denen mehrere Teilchen gleichzeitig in einem Kalorimetermodul nachgewiesen werden, die Anwendung eines Clusteralgorithmus zur Energierekonstruktion unbedingt erfordert, ist die relevante Größe zur Beschreibung der Elektronenergie die Energie der rekonstruierten Cluster. Um eine zuverlässige Beschreibung

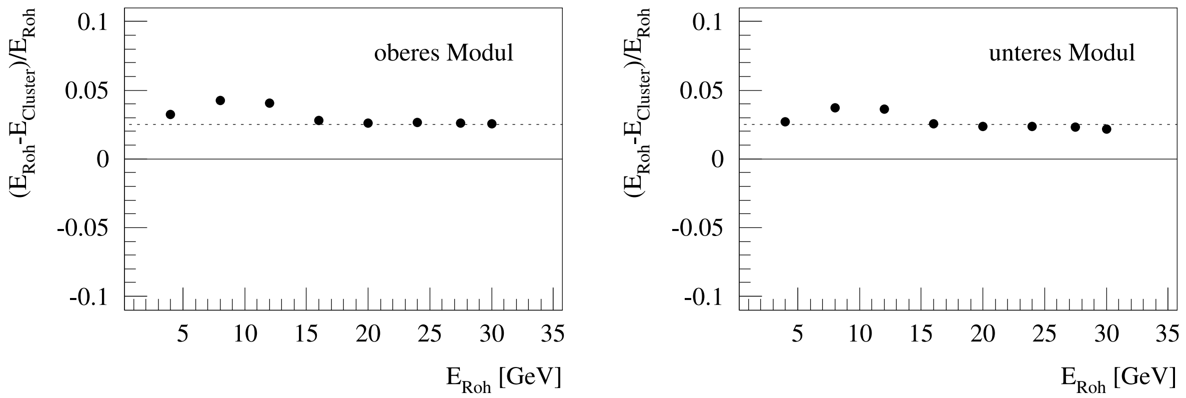

Abb. 3.3: Die relative Abweichung der Clusterenergie von der Rohenergie über der Rohenergie für simulierte Elektronen im oberen (rechts) und unteren (links) Kalorimetermodul.

der Daten durch die Simulation zu gewährleisten, muß daher eine präzise Beschreibung der simulierten Cluster sichergestellt sein.
In Abb. 3.3 sind die relativen Abweichungen der Zentralwerte der Clusterenergien von den Rohenergien über den Rohenergien für simulierte Elektronen im oberen und unteren Kalorimetermodul dargestellt. Es zeigt sich, daß die Rohenergie über den gesamtem Energiebereich oberhalb der rekonstruierten Clusterenergie liegt. Die Abweichungen betragen im Bereich hoher Elektronenergien nahezu konstant 2,5 % und nehmen für niedrige Energien zu. Aufgrund der festen aber energieabhängigen Summierungsradien des Clusteralgorithmus kann es vorkommen, daß Ausläufer der Schauer im Kalorimeter nicht berücksichtigt werden und so die Clusterenergie im Gegensatz zur deponierten Rohenergie reduziert wird. Zur Korrektur dieser Abweichungen ist eine energieabhängige Kalibration der Simulation basierend auf rekonstruierten Clusterenergien notwendig.
Neben der Festlegung der absoluten Energieskala wird durch die Kalibration die Homogenität der Kalorimeter gewährleistet. Aufgrund der Lichtabschwächung in den Szintillatorstäben und den Leckverlusten des Schauers am Kalorimeterrand weist die Clusterrekonstruktion systematische Abhängigkeiten vom Auftreffpunkt des Teilchens im Kalorimeter auf. Aus diesen Gründen wurde eine ortsabhängige Kalibration der Kalorimetermodule durchgeführt.
In diesem Kapitel werden die Methode und das Ergebnis der Kalibration der simulierten Kalorimetermodule dargestellt. Eine Beschreibung der Kalibration der realen Kalorimeter mit Hilfe von Ereignissen am kinematischen Peak ist in Kapitel 4.2 zu finden.

Zur energie- und ortsabhängigen Kalibration der simulierten Kalorimeter wurden Elektronen mit diskreten Energien im Intervall von 4 bis 30 GeV simuliert, die gleichverteilt auf die Vorderseite der Kalorimetermodule auftrafen. Dazu wurden mit Hilfe eines Inline-Generators, der ohne Berücksichtigung physikalischer Wirkungsquerschnitte Teilchen mit definierter Energie und Richtung erzeugt, jeweils 100.000 Elektronen mit Energien von 4,

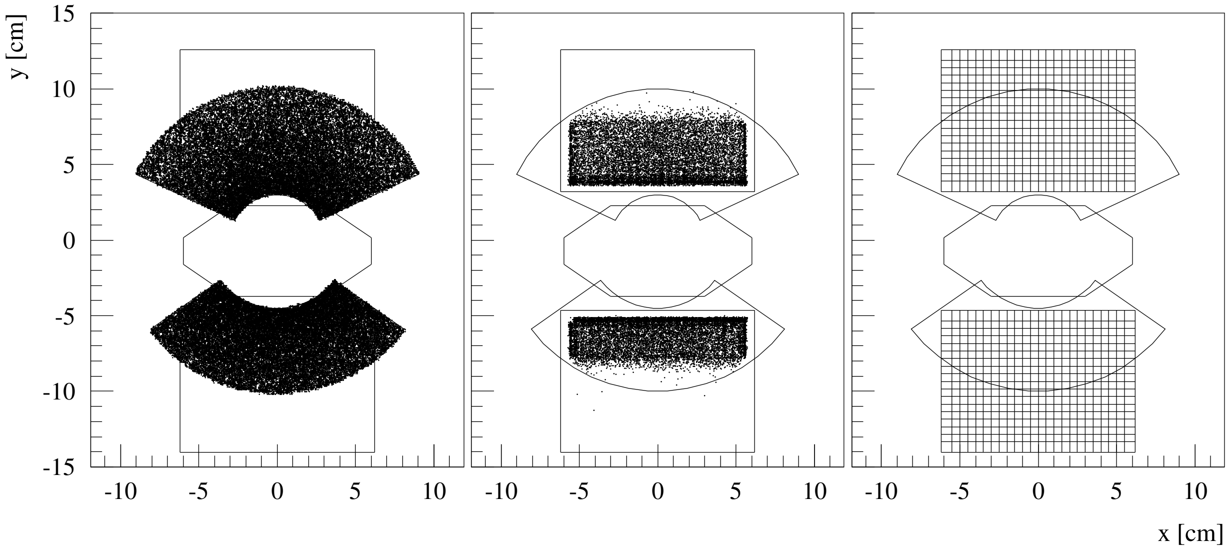

Abb. 3.4: Verteilung der Elektronen mit einer generierten Energie von 27,5 GeV in der x-y-Koordinatenebene vor (links) und nach der Simulation (Mitte) und die Gittereinteilung des Kalorimeterquerschnitts zur Bestimmung der ortsabhängigen Kalibrationskonstanten (rechts).

8, 12, 16, 20, 24, 27,5 und 30 GeV generiert. Der Winkelbereich wurde den geometrischen Akzeptanzen der Kalorimeter entsprechend eingeschränkt auf $178,10° < \theta < 179,43°$ und $25,8° < \phi < 154,2°$ für das obere sowie $178,10° < \theta < 179,15°$ und $216,0° < \phi < 324,0°$ für das untere Modul des VLQ-Kalorimeters.

In Abb. 3.4 ist die Verteilung der Auftreffpunkte der Elektronen mit der generierten Energie von 27,5 GeV in der x-y-Koordinatenebene bei $z = -306$ cm vor und nach der Simulation dargestellt. Die Begrenzung des Strahlrohres und des aktiven Materials der Kalorimetermodule sowie der in der Generation abgedeckte Bereich sind eingezeichnet. Da die Clusterschwerpunkte der Schauer am Kalorimeterrand auftreffender Elektronen frühestens in der Mitte der äußersten Wellenlängenschieber rekonstruiert werden können, kommt es in der Simulation zu einer Anhäufung von Ereignissen an den Rändern der Module. Die Abschattung durch das Insert des Spacal begrenzt den Akzeptanzbereich zu kleineren Polarwinkeln.

Um die oben genannten ortsabhängigen Effekte wie Lichtabschwächung und Leckverluste in der Kalibration zu berücksichtigen, wird die Querschnittsfläche der Kalorimeter in der x-y-Projektion basierend auf der Wellenlängenschieberstruktur in 432 Quadrate unterteilt mit einer Fläche von $0,5 \times 0,5$ cm^2 im zentralen Bereich und $0,7 \times 0,7$ cm^2 an den Rändern der Kalorimetermodule. Die Gittereinteilung der Querschnittsfläche ist in Abb. 3.4 (rechts) dargestellt, die Ereignisstatistik in den einzelnen Quadraten im zentralen Bereich beträgt etwa 150. In einer Gaußanpassung werden für die verschiedenen generierten Elektronenergien die Zentralwerte der simulierten Energieverteilungen in den einzelnen Quadraten bestimmt.

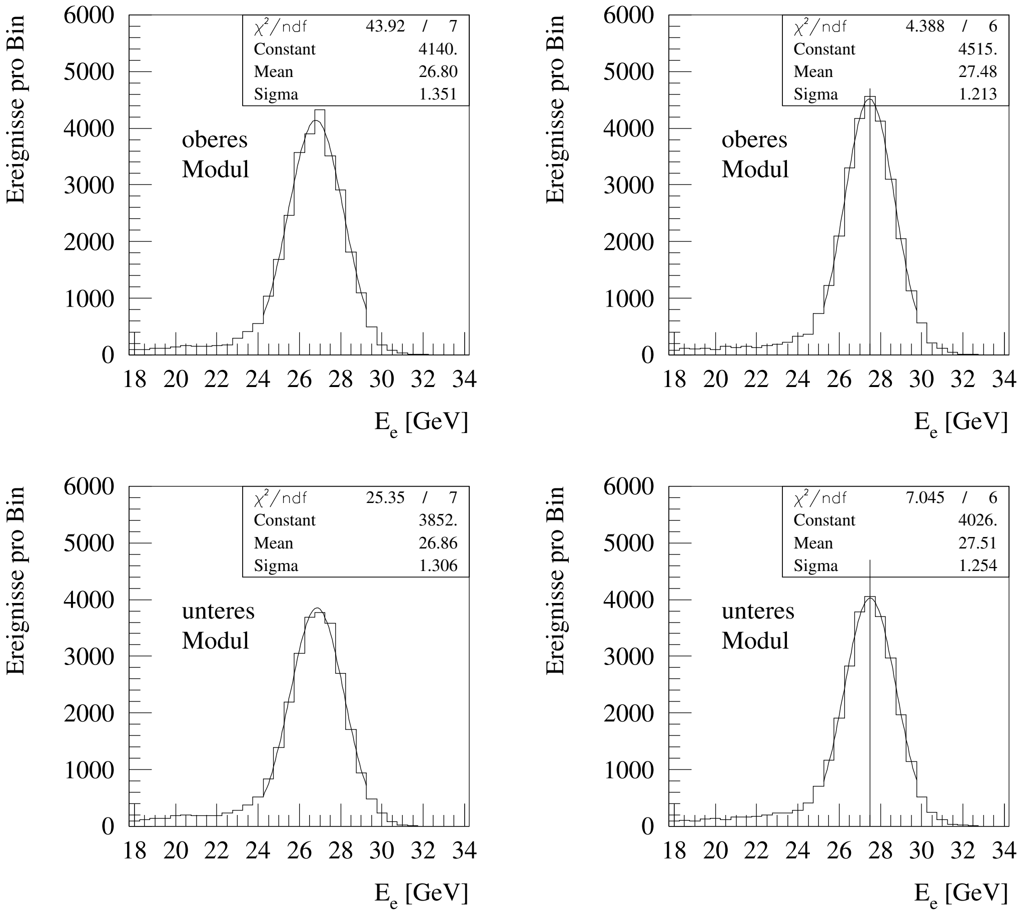

Abb. 3.5: Die Energieverteilung simulierter Elektronen mit einer generierten Energie von 27,5 GeV vor (links) und nach (rechts) der Kalibration im oberen (oben) und unteren (unten) Kalorimetermodul.

Das Verhältnis zwischen den Zentralwerten der Anpassungen und den generierten Energien liefert die orts- und energieabhängigen Kalibrationskonstanten für das obere und untere Modul des VLQ-Kalorimeters.

In Abb. 3.5 sind die Verteilungen der Clusterenergien vor und nach der Kalibration im oberen und unteren Kalorimetermodul dargestellt. Beispielhaft wurden die Ereignisse mit der generierten Elektronenergie von 27,5 GeV ausgewählt. Die Zentralwerte und Standardabweichungen der Verteilungen wurden in einer Gaußanpassung bestimmt. Es zeigt sich, daß nach Anwendung der Kalibration die zuvor zu niedrigen Zentralwerte sehr gut mit dem Sollwert von 27,5 GeV übereinstimmen. Mit einer Breite von 1,2 bis 1,3 GeV ist die Energieauflösung bei einer Elektronenergie von 27,5 GeV besser, als die Parametrisierung der Teststrahldaten mit einem Wert von 2,0 GeV vorhersagt. Der hier ermittelte Wert liegt gut mit der in [33] angegebenen Energieauflösung in Einklang, ist jedoch etwas kleiner als der bei der Kalibration der realen Daten bestimmte Wert (vgl. Kapitel 4.2).

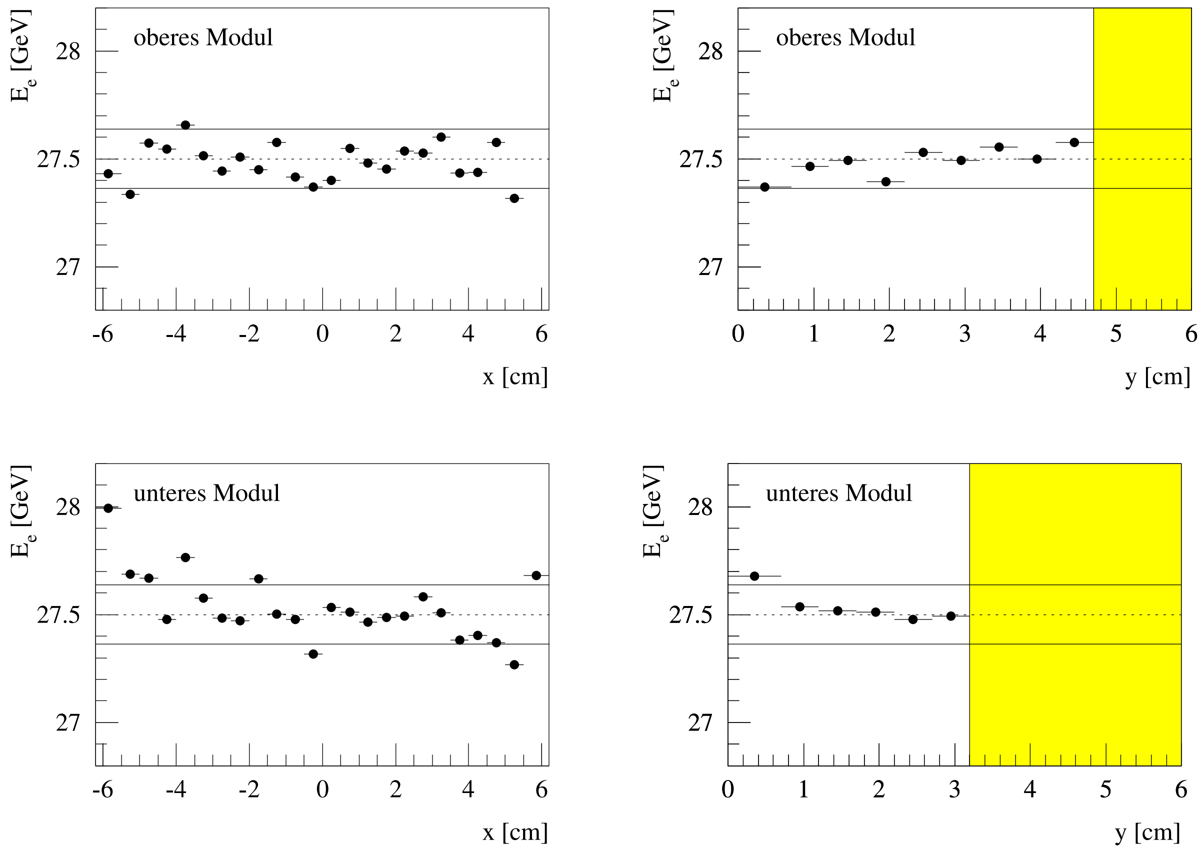

Abb. 3.6: Die kalibrierte Energie der Elektronen mit einer generierten Energie von 27,5 GeV in Abhängigkeit der x-Koordinate (links) und y-Koordinate (rechts) des Auftreffpunktes im oberen (oben) und unteren (unten) Kalorimetermodul.

Zur Überprüfung der räumlichen Stabilität der Kalibration wurde die Abhängigkeit der kalibrierten Energien vom Auftreffpunkt des Elektrons im Kalorimeter untersucht. In Abb. 3.6 sind die in einer Gaußanpassung bestimmten Zentralwerte der kalibrierten Energieverteilungen in Abhängigkeit der x- und y-Koordinate des Auftreffpunktes im oberen und unteren Kalorimetermodul dargestellt. Wiederum wurden beispielhaft die Ereignisse mit der generierten Elektronenergie von 27,5 GeV ausgewählt. Die Auflösung der x- und y-Koordinate in den Verteilungen entspricht der in Abb. 3.4 dargestellten Gittereinteilung der Querschnittsflächen der Kalorimeter. Die eingezeichneten Linien geben die Abweichung um $\pm 0,5$ % vom generierten Sollwert 27,5 GeV an, die schraffierten Flächen kennzeichnen die vom Spacal abgeschatteten Bereiche der Kalorimetermodule. Es zeigt sich, daß die kalibrierten Energien im zentralen Bereich der Kalorimeter bis auf wenige Ausreißer innerhalb des Intervalls von $\pm 0,5$ % um den Sollwert herum verteilt sind und es nur an den Rändern der Module, wo Leckverluste dominieren, zu Abweichungen kommt. Um eine gute Energierekonstruktion zu gewährleisten, werden die Randbereiche der Kalorimetermodule in der späteren Analyse der

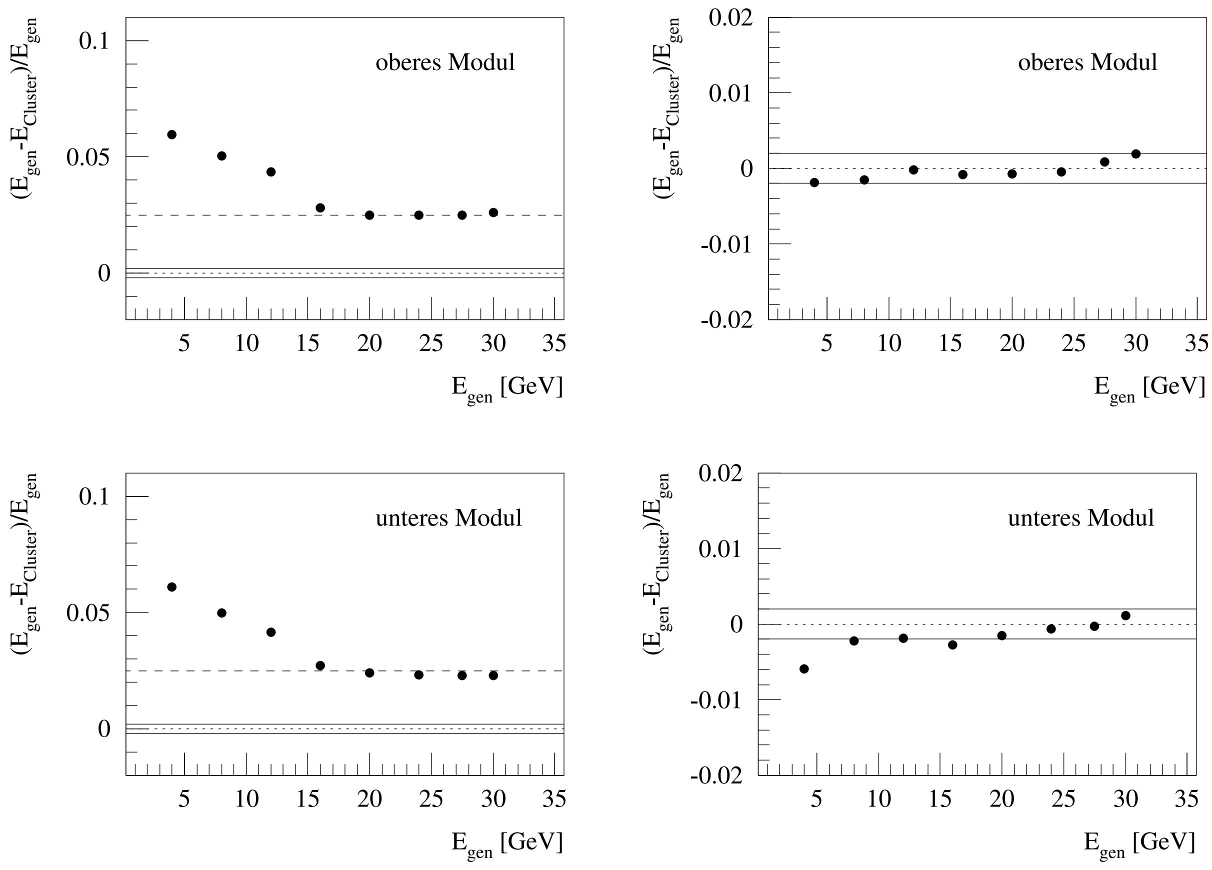

Abb. 3.7: Die relativen Abweichungen der Energien von den generierten Sollwerten über der generierten Elektronenergie vor (links) und nach der Kalibration (rechts) im oberen (oben) und unteren (unten) Kalorimetermodul.

Daten ausgeschlossen.
Als Ergebnis der Kalibration sind in Abb. 3.7 die relativen Abweichungen der Zentralwerte der Energieverteilungen von den generierten Sollwerten über der generierten Elektronenergie vor und nach der Kalibration im oberen und unteren Kalorimetermodul dargestellt. Die unkalibrierten Zentralwerte liegen im Bereich hoher Energien etwa 2,5 % unterhalb der generierten Elektronenergien und weichen für niedrige Energien immer stärker von den Sollwerten ab. Nach der Kalibration stimmen die Zentralwerte der Energieverteilungen gut mit den generierten Sollwerten überein. Die Abweichungen von den generierten Elektronenergien betragen nahezu über den gesamten Energiebereich weniger als 0,2 %.
Die durchgeführte Kalibration gewährleistet eine zuverlässige Energierekonstruktion simulierter Ereignisse für Elektronenergien zwischen 4 und 30 GeV. Dieses Resultat stellt eine wichtige Ausgangsbasis für einen sinnvollen Vergleich simulierter und gemessener Ereignisse sowie zur präzisen Bestimmung von Nachweis- und Selektionseffizienzen im Experiment gemessener Daten dar.

Kapitel 4

Die Daten

Nachdem in Kapitel 3 die technischen Aspekte der Ereignissimulation dargestellt wurden, befaßt sich dieses Kapitel mit der Aufbereitung der im H1-Experiment gemessenen Daten. Dabei wird zunächst auf die Trigger des VLQ-Spektrometers und die Datennahme während des Minimum Bias Runs 1999 eingegangen. Anschließend wird die Kalibration des Kalorimeters mit Ereignissen am kinematischen Peak und die Bestimmung der Triggereffizienzen basierend auf den während dieser Datennahmeperiode aufgenommenen Ereignissen beschrieben. Im letzten Teil des Kapitels werden die Methode und das Ergebnis des Detektoralignments in der Analyse elastischer QED-Compton-Ereignisse vorgestellt.

4.1 Trigger und Datennahme

Zur Selektion von physikalisch interessanten Ereignissen, in denen das gestreute Elektron in einem Modul des VLQ-Spektrometers nachgewiesen wird, besitzt das VLQ-Spektrometer eigenständige Trigger [26], die auf den schnell auszulesenden Signalen des Kalorimeters basieren. Als Selektionskriterium wird dabei das Überschreiten einer vorgegebenen Schwelle durch die in den Kalorimetermodulen deponierte Rohenergie gefordert.
Zur Konstruktion der Triggerelemente des VLQ-Spektrometers wird für beide Kalorimetermodule jeweils der dem Strahlrohr zugewandte Bereich der ersten 12 Auslesekanäle in zwei sich überlappende horizontale Streifen unterteilt, in denen jeweils die Energie von 9 benachbarten horizontalen Szintillatoren aufsummiert wird[1]. Die so gebildeten Summen der beiden Module werden in einem Triggermodul digitalisiert, wobei sie die drei vorgegebenen Schwellenwerte `N,L,H` überschreiten müssen. Anschließend werden die binären Ausgangssi-

[1]Das hier beschriebene Summierungsschema, in dem der vom Spacal abgeschattete Bereich zur Bestimmung der Triggersignale ausgeschlossen ist, wird erst seit der zweiten Datennahmeperiode 1999 verwendet. Zuvor wurden die Energiesummen jeweils aus 12 benachbarten horizontalen Auslesekanälen gebildet, so daß die aktive Fläche der Kalorimetermodule vollständig abgedeckt wurde. Durch die Änderung des Summierungsschemas konnte das Rauschen signifikant verringert werden, so daß ein Absenken der Triggerschwellen auf niedrigere Werte in der zweiten Datennahmeperiode 1999 möglich wurde.

Triggerschwelle	Energieschwelle [GeV]
`N`	3
`L`	6
`H`	8

Triggerelement	Rate [Hz]
`VLQ_top_noise`	3000
`VLQ_top_low`	1100
`VLQ_top_high`	800
`VLQ_top_SDE`	450
`VLQ_bot_noise`	2200
`VLQ_bot_low`	770
`VLQ_bot_high`	550
`VLQ_bot_SDE`	410

Tab. 4.1: Die Schwellenwerte und Triggerelemente des VLQ-Kalorimeters.

gnale des Triggermoduls in einer GPTP[2]-Karte logisch zu den acht Triggerelementen des VLQ-Spektrometers verknüpft.
In Tabelle 4.1 sind die in der zweiten Datennahmeperiode 1999 verwendeten Schwellenwerte sowie die acht Triggerelemente des VLQ-Spektrometers angegeben. Die Abkürzungen `top` und `bot` kennzeichnen die Triggerelemente des oberen bzw. unteren Moduls, die Bezeichnungen `noise`, `low` und `high` entsprechen den im Triggermodul angewendeten Schwellenwerten `N,L,H`. Die auf der niedrigsten Energieschwelle basierenden Triggerelemente mit der Bezeichnung `noise` werden zur Bestimmung des Rauschens der Kalorimeter benutzt. Zur Messung von Elektronsignalen dienen die mit `low` und `high` bezeichneten Triggerelemente. Die Triggerelemente `VLQ_top_SDE` und `VLQ_bot_SDE` werden zur Unterdrückung von reinen Single-Diode-Ereignissen bei der Konstruktion der Subtrigger als Veto verwendet (vgl. Tabelle 4.3). Sie kennzeichnen Ereignisse, bei denen die gebildete Energiesumme zwar einen Schwellenwert überschreitet, eine der vertikalen Energieprojektionen jedoch unterhalb des niedrigsten Schwellenwertes `N` liegt.
In Tabelle 4.1 sind neben den acht Triggerelementen des VLQ-Spektrometers typische Raten dargestellt. Neben der zu erwartenden Abnahme der Ereignisraten mit zunehmender Energieschwelle fällt auf, daß die Raten der Triggerelemente des unteren Moduls deutlich niedriger sind als die des oberen. Dieser Unterschied wird durch die asymmetrische Anordnung der Module des VLQ-Spektrometers zum Strahl und den dadurch bedingten geringeren Abstand zwischen Strahl und oberem Kalorimetermodul verursacht (vgl. Kapitel 4.4).
Die acht Triggerelemente des VLQ-Spektrometers werden von der GPTP-Karte an die zentrale Triggerlogik CTL[3] weitergegeben, wo unter anderem durch logische Kombinationen mit den Triggerelementen anderer Subdetektoren die auf die Messung unterschiedlicher Streuprozesse ausgelegten Subtrigger gebildet werden. Neben vollständig inklusiven Triggern existieren verschiedene VLQ-bezogene Subtrigger zur Messung von Ereignissen mit J/Ψ- oder

[2]**G**eneral **P**urpose **T**rigger **P**ipe
[3]**C**entral **T**rigger **L**ogic

ρ-Produktion, Ereignissen mit Jetproduktion sowie zum Nachweis von Odderonen.
Zur Gewährleistung der Ausgangsrate der Triggerstufe L1 von 40 bis 50 Hz werden die einzelnen Subtrigger ihrer Rate entsprechend mit Unterdrückungsfaktoren versehen (vgl. Kapitel 1.2.5). Da die Raten der inklusiven Trigger erwartungsgemäß sehr hoch und somit hohe Unterdrückungsfaktoren notwendig sind, ist eine Präzisionsmessung des inklusiven Wirkungsquerschnittes mit Hilfe des VLQ-Spektrometers während des normalen Datennahmebetriebes nicht möglich. Um derartige Messungen dennoch durchführen zu können, werden spezielle Datennahmeperioden eingerichtet, in denen das Triggerschema geändert wird, um einzelnen Subtriggern eine höhere Rate zuteilen zu können.
Im April 1999 wurde erstmals eine spezielle Datennahmeperiode für das VLQ-Spektrometer eingerichtet. Die Analyse der während dieses Zeitraums aufgezeichneten Daten mit einer integrierten Luminosität von 234 nb^{-1} ist detailliert in [26] dargestellt.

Zur Präzisionsmessung der Protonstrukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ mit dem H1-Detektor wurde am Ende der zweiten Datennahmeperiode 1999 ein Minimum Bias Run durchgeführt, in dem das Triggerschema vollständig auf die Messung inklusiver Wirkungsquerschnitte ausgerichtet wurde. Zur Erschließung des Phasenraumbereichs kleiner Impulsüberträge und kleiner Werte von x wurde auch das VLQ-Spektrometer mit einem speziellen Triggerschema in diese knapp vierwöchige[4] Datennahmeperiode integriert.
In Tabelle 4.2 sind die während des Minimum Bias Runs implementierten VLQ-bezogenen Subtrigger sowie die von dem jeweiligen Subtrigger aufgezeichnete integrierte Luminosität aufgelistet. Tabelle 4.3 erklärt die bei der Definition der Subtrigger benutzten Abkürzungen. Als zusätzliche, nicht aufgeführte Bedingungen werden bei allen Subtriggern die folgenden Vetos gefordert: Die Flugzeitzähler identifizieren das Ereignis nicht als Untergrund und die Energieschwelle `SPCLh_ToF_E_2` wird nicht überschritten.
Um die Protonstrukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ im Phasenraumbereich des VLQ über einen möglichst großen Bereich des Energieübertrages y messen zu können, wurden während des Minimum Bias Runs zwei verschiedene Klassen von Subtriggern eingerichtet. Da für kleine Werte von y nur sehr wenig hadronische Energie in den restlichen Komponenten des H1-Detektors deponiert werden kann, beruht die Messung in diesem Bereich allein auf dem gestreuten Elektron. Zu diesem Zweck wurde der vollständig inklusive Subtrigger S46 eingerichtet, der jedoch aufgrund der hohen Rate mit einem relativ hohen Unterdrückungsfaktor versehen werden mußte, so daß die aufgezeichnete Luminosität im Vergleich zu den anderen Subtriggern geringer ist.
Bei höheren Werten von y nimmt die hadronische Aktivität zu. Daher wurde bei der Konstruktion der auf die Messung in diesem y-Bereich ausgerichteten Subtrigger S50, S51, S52 und S53 das Triggerelement `VLQ_low_OR` mit Triggerelementen kombiniert, die entweder hadronische Energie oder rekonstruierte Spuren in den restlichen Komponenten des H1-Detektors fordern. Diese Kombination ermöglicht einerseits eine effiziente Unterdrückung

[4] 18. November bis 13. Dezember 1999

Subtr.	Definition	$\mathcal{L}$ [nb^{-1}]
S46	`VLQ_high_OR`	660
S47	`VLQ_low_AND`	3900
S49	`VLQ_low_OR`	140
S50	`VLQ_low_OR && zVtx_T0`	1300
S51	`VLQ_low_OR && DCRPh_Ta`	2660
S52	`VLQ_low_OR && LAr_IF`	1360
S53	`VLQ_low_OR && SPCLe_ToF_E_1`	1580

Tab. 4.2: Die während des Minimum Bias Runs 1999 implementierten VLQ-bezogenen Subtrigger und die gemessene Luminosität. Die logischen Operatoren entsprechen der C-Notation: && =UND, ‖ =ODER, ! =NICHT.

Abkürzung	Definition
`VLQ_high_OR`	`((VLQ_top_high && !VLQ_top_SDE) ‖ (VLQ_bot_high && !VLQ_bot_SDE))`
`VLQ_low_OR`	`((VLQ_top_low && !VLQ_top_SDE) ‖ (VLQ_bot_low && !VLQ_bot_SDE))`
`VLQ_low_AND`	`((VLQ_top_low && !VLQ_top_SDE) && (VLQ_bot_low && !VLQ_bot_SDE))`

Tab. 4.3: Erklärung der in Tabelle 4.2 bei der Definition der Subtrigger verwendeten Abkürzungen.

von Untergrundereignissen und andererseits die Reduktion der Triggerraten.
Neben den auf die Messung der Protonstrukturfunktion ausgerichteten Subtriggern wurde wie in der normalen Datennahme der Subtrigger S47 während des Minimum Bias Runs eingerichtet. Dieser Trigger dient der Messung elastischer QED-Compton-Ereignisse, mit deren Hilfe das Alignment des VLQ-Spektrometers durchgeführt wird (vgl. Kapitel 4.4). Zu systematischen Studien, insbesondere zur Bestimmung der Effizienzen der kombinierten Subtrigger, wurde der inklusive Subtrigger S49 eingerichtet.

4.2 Die Kalibration

Die ursprüngliche Kalibration der Kalorimeter des VLQ-Spektrometers wurde in Teststrahlmessungen mit Elektronen im Energieintervall von 1 bis 6 GeV basierend auf Rohenergien durchgeführt (vgl. Kapitel 1.2.4). Um eine zuverlässige Energierekonstruktion der im H1-Experiment gemessenen Daten zu gewährleisten, ist eine Kalibration der Kalorimetermodule im Bereich höherer Elektronenergien basierend auf rekonstruierten Clusterenergien notwendig. Desweiteren erfordern Alterungseffekte des Szintillatormaterials sowie mögliche Veränderungen des Verstärkungsverhaltens der Elektronik, bedingt durch den Betrieb der Kalorimeter im Experiment, eine regelmäßige Wiederholung der Kalibration.
Die Kalibration der Kalorimeter mit realen Daten wird nach demselben Prinzip durchgeführt

wie die in Kapitel 3.2.1 beschriebene Kalibration mit simulierten Ereignissen. Um systematische Abhängigkeiten der Clusterrekonstruktion vom Auftreffpunkt der Teilchen im Kalorimeter zu berücksichtigen, werden wie in der Simulation ortsabhängige Kalibrationskonstanten bestimmt. Neben der Lichtabschwächung in den Szintillatorstäben und den Leckverlusten des Schauers am Kalorimeterrand führen in den realen Kalorimetern Unregelmäßigkeiten im Aufbau der Module zu weiteren ortsabhängigen Effekten.
Da im Gegensatz zur Simulation die Energie der gestreuten Elektronen im Experiment a priori nicht bekannt ist, ist eine energieabhängige Kalibration mit Hilfe der gemessenen Daten nicht möglich. In [26] wurde jedoch gezeigt, daß die in den Teststrahlmessungen basierend auf Rohenergien ermittelte Linearität der Kalorimeter [35] auch für rekonstruierte Cluster gilt und somit die Bestimmung der Kalibrationskonstanten im Experiment für eine definierte Energie ausreichend ist. Dazu werden in den Daten Ereignisse am kinematischen Peak ausgewählt, d.h. Ereignisse, bei denen die Energie der gestreuten Elektronen der Strahlenergie von 27,5 GeV entspricht und die so einen Referenzwert zur Kalibration vorgeben.

Die Kalibration der Kalorimeter mit Ereignissen am kinematischen Peak wurde in [7] basierend auf den während des Minimum Bias Runs 1999 aufgenommenen Daten durchgeführt. Die Ereignisse am kinematischen Peak wurden dabei mit den folgenden Schnitten selektiert:

- Im VLQ wurde genau ein Cluster ohne Single-Diode-Treffer rekonstruiert.
- Zur Beschränkung der Elektronenergie auf Werte über 22 GeV wurde auf den Energieübertrag y_e des im VLQ rekonstruierten Elektrons geschnitten: $y_e < 0,2$.
- Da der Energieübertrag y bei Ereignissen am kinematischen Peak gegen Null geht, wird nur sehr wenig hadronische Energie in den restlichen Kalorimetern des H1-Detektors deponiert. Daher wurde gefordert, daß der aus dem hadronischen Endzustand rekonstruierte Energieübertrag y_{jb} den Wert 0,05 nicht überschreitet: $y_{\mathrm{jb}} < 0,05$.
- Falls ein von den H1-Spurkammern rekonstruierter z-Vertex vorlag, mußte sich dessen Wert innerhalb des Intervalls ± 35 cm befinden: $-35\ \mathrm{cm} < z_{\mathrm{Vertex}} < 35\ \mathrm{cm}$.
- Zur Unterdrückung radiativer Ereignisse durfte die Energie in allen Taggern den Wert von 2 GeV nicht überschreiten: $E_{\mathrm{Tagger}} < 2\ \mathrm{GeV}$.
- Zur Unterdrückung von Photoproduktionsereignissen wurde auf die Größe $E - P_z$ geschnitten[5]: $40\ \mathrm{GeV} < E - P_z < 70\ \mathrm{GeV}$.

Die Elektronenergie der so selektierten Ereignisse am kinematischen Peak sollte der Strahlenergie von 27,5 GeV entsprechen. Aufgrund des endlichen Auflösungsvermögens der Detektoren und durch Strahlungsverluste kommt es jedoch zu einer Verschiebung der Energieverteilung zu kleineren Werten. Daher wurden mit dem Generator DJANGO [32], der radiative

[5] Die Definition der Größe $E - P_z$ sowie die Motivation des angegebenen Schnittes werden in Kapitel 5.2 dargestellt.

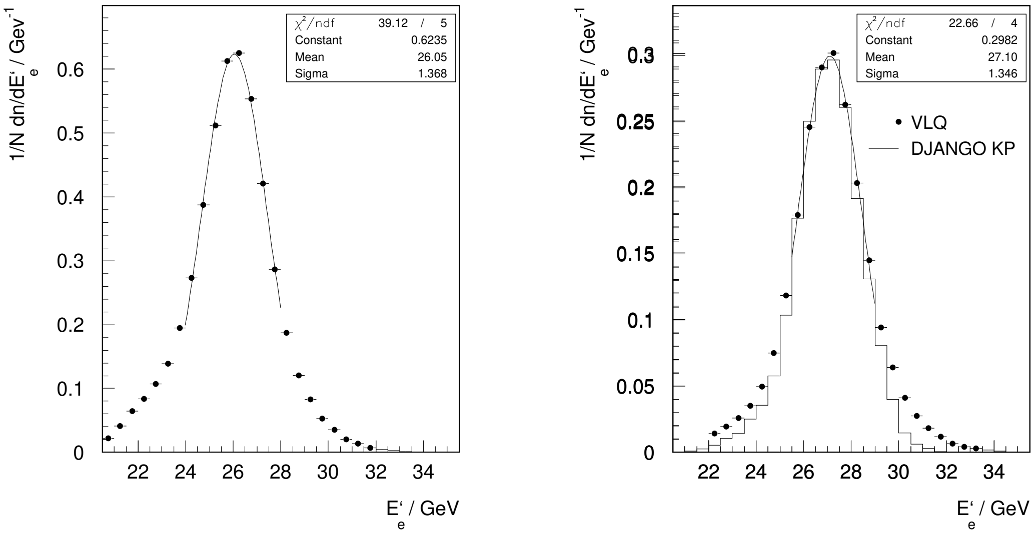

Abb. 4.1: Die Energieverteilungen der Ereignisse am kinematischen Peak vor (links) und nach der Kalibration (rechts). Die kalibrierten Elektronenergien sind zusammen mit Verteilungen simulierter Ereignisse dargestellt, aus [7].

Korrekturen enthält, Ereignisse am kinematischen Peak simuliert und ebenfalls der oben dargestellten Datenselektion unterzogen. Anstelle der Nominalenergie des Elektronstrahls wurden dann die Zentralwerte der simulierten Energieverteilungen als Referenzwert zur Datenkalibration benutzt.

Zur Bestimmung der ortsabhängigen Kalibrationskonstanten wurden die Querschnittsflächen der Kalorimeter in der x-y-Projektion entsprechend der zur Verfügung stehenden Statistik in möglichst kleine Rechtecke unterteilt und in einer Gaußanpassung die Zentralwerte der Energieverteilungen in den einzelnen Rechtecken bestimmt. Das Verhältnis zwischen den so bestimmten Zentralwerten der Anpassungen und dem in der Simulation bestimmten Referenzwert lieferten die ortsabhängigen Kalibrationskonstanten.

In Abb. 4.1 sind die Energieverteilungen der Ereignisse am kinematischen Peak im oberen Kalorimetermodul vor und nach der Kalibration dargestellt. Die kalibrierte Energie ist zusammen mit der Verteilung der simulierten Ereignisse abgebildet. Nach der Kalibration stimmt der Zentralwert der Verteilung gut mit der Simulation überein. Es zeigt sich jedoch, daß die Verteilung der simulierten Ereignisse etwas schmaler ist als die der Daten, was entweder durch die Vorgabe einer zu guten Energieauflösung in der Simulation oder eine nicht ganz reine Datenselektion von Ereignissen am kinematischen Peak verursacht werden kann. Neben der Korrektur des Zentralwertes wurde die Breite der Energieverteilung durch die Kalibration erwartungsgemäß verringert. Wie schon in Kapitel 3.2.1 dargestellt, ist die Energieauflösung mit einer Breite der Verteilung von weniger als 1,4 GeV besser als die Parametrisierung der Teststrahlmessungen vorgibt.

4.3 Die Triggereffizienz

Unter der Effizienz eines Triggers versteht man das Verhältnis aus der Zahl von Ereignissen, deren Datennahme durch den Trigger im Experiment tatsächlich ausgelöst wurde, und der Zahl von Ereignissen, deren Messung der Trigger hätte auslösen sollen. Da die Effizienz eines Triggers in der Regel kleiner eins ist, muß sie bei der Analyse der gemessenen Daten berücksichtigt werden.
Da die in Kapitel 5 dieser Arbeit vorgestellte Analyse auf Ereignissen beruht, die während des Minimum Bias Runs 1999 vom kombinierten Subtrigger S50 ausgelöst wurden, wird im folgenden die in [7] durchgeführte Bestimmung der Effizienzen des Subtriggers S49 und des Triggerelements `zVtx_T0` erläutert, aus deren logischer Verknüpfung, wie in Kapitel 4.1 beschrieben, der Subtrigger S50 hervorgeht.

Die Effizienz des Subtriggers S49 ist abhängig von der Energie und dem Auftreffpunkt des gestreuten Elektrons in den Modulen des VLQ-Kalorimeters. Da an den Rändern Teile des Schauers aus den Modulen entweichen und so die deponierte Energie reduziert wird, sinkt die Wahrscheinlichkeit, daß das Signal die im Subtrigger S49 geforderte Triggerschwelle `L` überschreitet. Zur Berücksichtigung dieser energie- und ortsabhängigen Effekte wird die Querschnittsfläche des Kalorimeters in der x-y-Projektion entsprechend der zur Verfügung stehenden Statistik in einzelne Rechtecke unterteilt und für jedes dieser Rechtecke die Triggereffizienz in Abhängigkeit der rekonstruierten Energie bestimmt.
Die Bestimmung der Effizienz erfordert eine Ereignismenge, die neben dem Subtrigger S49 ebenfalls von mindestens einem unabhängigen sogenannten Monitortrigger (MT) hätte ausgelöst werden müssen. Da sich der Akzeptanzbereich keiner anderen Detektorkomponente mit dem des VLQ-Spektrometers überschneidet, eignen sich dazu alle Ereignisse, bei denen einerseits Energie im VLQ-Kalorimeter deponiert und andererseits Aktivität in einer der anderen Detektorkomponenten gemessen wurde. Als Monitortrigger werden daher alle auf Kalorimeter- und Spurkammersignalen basierenden Trigger des H1-Experiments genutzt.
Zur Reduktion von Untergrundereignissen werden auf die der Effizienzbestimmung zugrunde liegenden Ereignisse die in Kapitel 4.2 beschriebenen Schnitte auf die Größen $E - P_z$ und z-Vertex angewandt.
Die energie- und ortsabhängige Effizienz des Subtriggers S49 berechnet sich aus den so selektierten Ereignissen zu:

$$\eta_{\mathrm{S49}}\left(E_{\mathrm{Cl}}, x_{\mathrm{Cl}}, y_{\mathrm{Cl}}\right) = \frac{\text{Zahl der vom S49 und MT ausgelösten Ereignisse}}{\text{Zahl der vom MT ausgelösten Ereignisse mit } E_{\mathrm{VLQ}} > 0} \quad .$$

Im linken Diagramm der Abb. 4.2 ist die so bestimmte Effizienz des Subtriggers S49 für das obere Kalorimetermodul in Abhängigkeit der Elektronenergie dargestellt. Mit zunehmender Energie steigt die Effizienz steil an und liegt ab dem geforderten Schwellenwert von 6 GeV oberhalb von 50 %. Für Energien größer 15 GeV beträgt die Effizienz des Subtriggers S49 konstant 100 %.

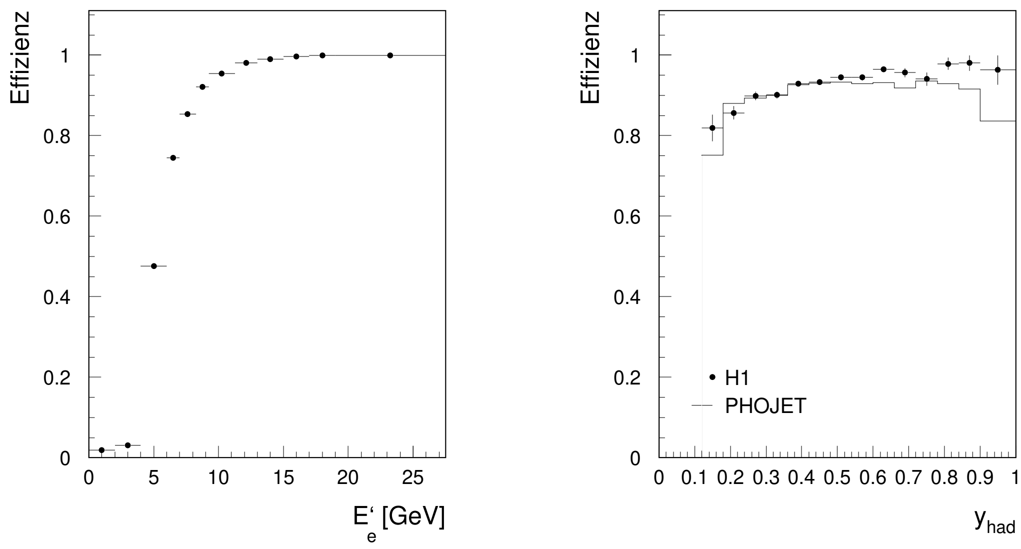

Abb. 4.2: Die Effizienz des Subtriggers S49 in Abhängigkeit der Elektronenergie (links) und die Effizienz des Triggerelements `zVtx_T0` in Abhängigkeit der Größe y_{jb} (rechts), aus [7].

Die Vertexbedingung des Triggerelements `zVtx_T0` basiert auf den in den zentralen Proportionalkammern CIP und COP gemessenen Signalen und hängt demnach von der hadronischen Aktivität der gemessenen Ereignisse ab. Die Effizienz des Triggerelements `zVtx_T0` wird in Abhängigkeit der aus den rekonstruierten Energien und Impulsen des hadronischen Endzustands berechneten kinematischen Variablen y_{jb} bestimmt. Als Monitortrigger dienen die inklusiven VLQ-bezogenen Subtrigger S46 und S49. Zur Selektion der Ereignisse werden die in Kapitel 5.2 beschriebenen Schnitte angewendet.
Aus den so selektierten Ereignissen wird die Effizienz des Triggerelements (TE) `zVtx_T0` sowohl für im Experiment gemessene wie simulierte Daten berechnet:

$$\eta_{\texttt{zVtx\_T0}}(y_{\mathrm{jb}}) = \frac{\text{Zahl der vom TE } \texttt{zVtx\_T0} \text{ und (S46 oder S49) ausgelösten Ereignisse}}{\text{Zahl der vom S46 oder S49 ausgelösten Ereignisse}} \quad .$$

Das rechte Diagramm der Abb. 4.2 zeigt die so aus den Daten und simulierten Ereignissen bestimmte Effizienz des Triggerelements `zVtx_T0` in Abhängigkeit der Größe y_{jb}. Es zeigt sich, daß die Effizienz des realen Triggerelements recht gut durch die des simulierten Triggerbits beschrieben wird. Die Effizienzen fallen erwartungsgemäß zu niedrigen Werten von y_{jb} hin ab, da für kleine Energieüberträge y nur wenig hadronische Energie im zentralen Detektorbereich deponiert wird. Im Bereich mittlerer Werte von y_{jb}, über den sich die in Kapitel 5 vorgestellte Analyse erstreckt[6], liegt die Effizienz des Triggerelements `zVtx_T0` in den Daten über 90 %

[6] Es werden Ereignisse selektiert, bei denen der nach der Elektron-Methode berechnete Energieübertrag y_e Werte zwischen 0,3 und 0,7 annimmt.

und wird durch die Simulation beschrieben.

Die Effizienz des kombinierten Subtriggers S50 ist gegeben durch das Produkt der Effizienzen des inklusiven Subtriggers S49 und des Triggerelements `zVtx_T0`:

$$\epsilon_{\mathrm{S50}} = \eta_{\mathrm{S49}} \cdot \eta_{\mathtt{zVtx\_T0}} \quad .$$

4.4 Das Alignment

Bei der Rekonstruktion der Ereigniskinematik aus der Messung des gestreuten Elektrons ist die genaue Kenntnis der Position der Detektormodule im H1-Experiment von großer Wichtigkeit. Zur Bestimmung der Position der VLQ-Kalorimeter relativ zum H1-Koordinatensystem bzw. zur Strahlachse wurde in [22] eine Analyse elastischer QED-Compton-Ereignisse durchgeführt. Da bei diesen Ereignissen die Kinematik überbestimmt ist, ermöglicht die Messung aller gestreuten Teilchen ein genaues Alignment der Module des VLQ-Spektrometers.
Als elastische QED-Compton-Ereignisse ($e\, p \to e\, \gamma\, p$) werden Bremsstrahlungsprozesse bezeichnet, bei denen das Elektron elastisch am Proton gestreut wird und sowohl das Elektron als auch das abgestrahlte Photon unter endlichen Winkeln zur Strahlachse auslaufen. Da bei diesem Streuprozeß das Proton sowie das Elektron-Photon-System nur geringe Transversalimpulse erhalten, ist das Elektron-Photon-System aufgrund von Impulserhaltung im Transversalimpuls $\vec{p}_\perp$ nahezu balanciert:

$$\vec{p}_{\perp\, e} = -\, \vec{p}_{\perp\, \gamma} \quad .$$

Als Folge der $\vec{p}_\perp$-Balance müssen das Elektron und Photon in der x-y-Koordinatenebene "back to back" auseinanderlaufen, d.h. die Differenz der Azimutalwinkel, bezeichnet als Akomplanarität, beträgt 180°:

$$\Delta\phi := |\phi_e - \phi_\gamma| = 180^\circ \quad .$$

Diese Eigenschaft der elastischen QED-Compton-Ereignisse ermöglicht das Alignment der Module des VLQ-Spektrometers. Dazu werden Ereignisse selektiert, in denen das Elektron in dem einem und das Photon im anderen Kalorimetermodul nachgewiesen werden. Nach einer χ^2-Methode wird die Differenz der gemessenen Akomplanaritäten von 180° durch Verschieben der Kalorimetermodule minimiert. Als Ergebnis erhält man die Abweichungen der Positionen von den Sollwerten und somit die wahren Positionen der Module im Experiment.

In Abb. 4.3 ist das Ergebnis des Alignments dargestellt. Im Gegensatz zu den x-Koordinaten der Detektormodule weichen die y-Koordinaten stark von den Sollwerten +3,61 cm und −3,61 cm ab: +3,21 cm und −4,64 cm. Zudem sind die Module bezüglich der y-Achse asymmetrisch zum Strahl angeordnet. Die z-Achse des H1-Koordinatensystems, die in etwa der Strahlachse entspricht, und die Symmetrieachse des Strahlrohres stimmen im Einbaubereich

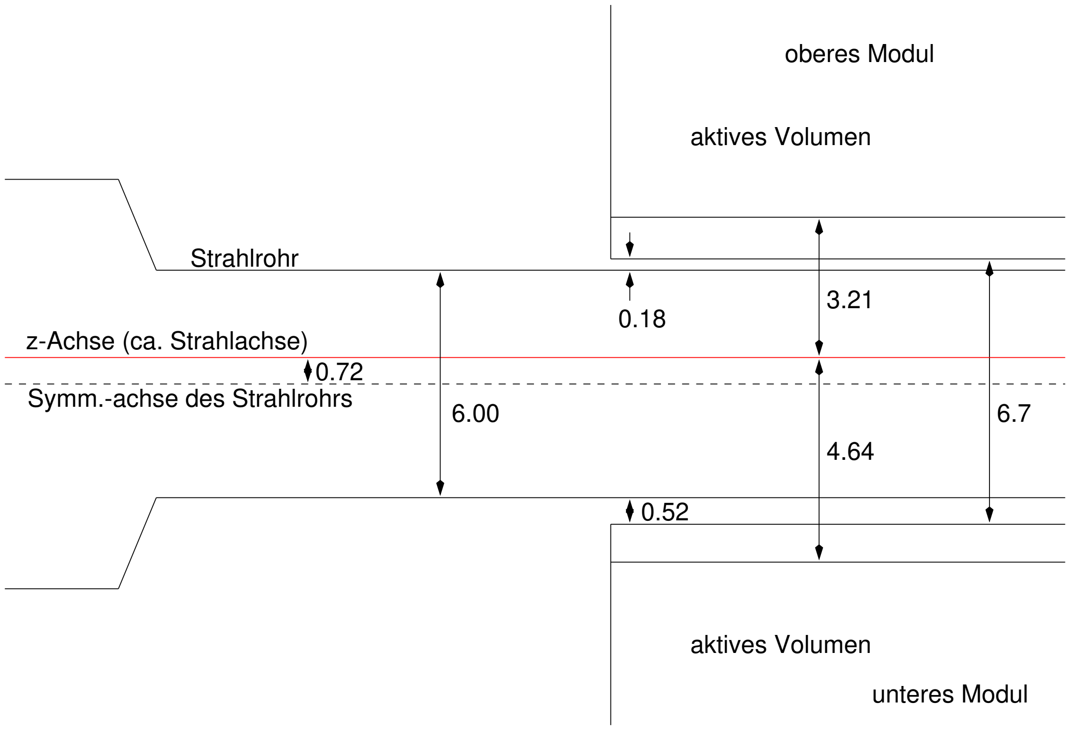

Abb. 4.3: Seitenansicht der resultierenden Anordnung von Strahl, Strahlrohr und VLQ-Modulen. Alle Angaben besitzen die Einheit 1 cm. Durch eine Verschiebung des Strahlrohrs gegen die Strahlachse von ca. 7 mm ist das untere VLQ-Modul ca. 1,4 cm weiter vom Strahl entfernt als das obere. Die Lage der Strahlachse hängt von den Betriebsparametern des HERA-Speicherrings ab, entspricht aber in etwa der z-Achse, aus [22].

des VLQ-Spektrometers nicht mehr überein. Die Symmetrieachse verläuft etwa 7 mm unterhalb der z-Achse, wodurch sich das obere VLQ-Modul wesentlich näher am Strahl befindet als das untere. Diese Verschiebung, die wie in Kapitel 4.1 gezeigt, eine deutlich höhere Ereignisrate im oberen Modul zur Folge hat, wird mit großer Wahrscheinlichkeit durch ein Absinken des Kompensationsmagneten und des daran arretierten Strahlrohres verursacht.
Das hier vorgestellte Ergebnis des in [22] durchgeführten Alignments beruht auf der Analyse elastischer QED-Compton-Ereignisse, die in der ersten Datennahmeperiode 1999 mit dem VLQ-Spektrometer gemessen wurden. Um eine mögliche Veränderung der Positionen zu berücksichtigen, muß das Alignment der Detektoren mit den in der zweiten Datennahmeperiode gemessenen Ereignissen wiederholt werden. Bis zu dem Zeitpunkt, an dem die vorliegende Arbeit erstellt wurde, konnte dies jedoch aus technischen Gründen noch nicht durchgeführt werden.

Kapitel 5

Vergleich von Simulation und Daten

Anhand der Daten, die während des Minimum Bias Runs 1999 mit dem VLQ-Spektrometer aufgenommen wurden, ist eine Präzisionsmessung der Protonstrukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ im Übergangsbereich zwischen tiefinelastischer Elektron-Proton-Streuung und Photoproduktion möglich. Eine solche Messung setzt das genaue Verständnis der im Experiment gemessenen Daten voraus. Der Vergleich mit simulierten Ereignissen ermöglicht dabei einerseits die Selektion und Korrektur von Untergrundereignissen und andererseits die Berücksichtigung der eingeschränkten geometrischen Akzeptanz des VLQ-Spektrometers.
Der erste Teil dieses Kapitels befaßt sich mit der Beschreibung der während des Minimum Bias Runs aufgenommenen Daten durch simulierte Ereignisse. Zur Simulation der Ereignisse wurde der in Kapitel 3.1 beschriebene Generator PHOJET verwendet, der zur Berücksichtigung aller zum totalen Wirkungsquerschnitt der Elektron-Proton-Streuung beitragenden Komponenten sowohl harte wie weiche Streuprozesse enthält. Im Rahmen der Analyse stellte sich heraus, daß diesbezüglich eine Korrektur der simulierten Ereignisse vorgenommen werden mußte, die im ersten Abschnitt dieses Kapitels dargestellt wird.
Der zweite Abschnitt des Kapitels beschreibt die Selektion der Daten. Im Vergleich mit simulierten Ereignissen werden die angewandten Schnitte zur Untergrundreduktion motiviert und ihre Auswirkungen auf die Datenverteilungen dargestellt.
Zum Abschluß des ersten Teils dieses Kapitels wird die Beschreibung der gemessenen Daten durch simulierte Ereignisse diskutiert. Dabei wird detailliert auf den Vergleich der Elektrongrößen eingegangen und auf die noch bestehenden Probleme bei der Beschreibung des hadronischen Endzustandes hingewiesen.
Im zweiten Teil dieses Kapitels wird die Methode zur Messung des differentiellen Wirkungsquerschnitts und zur Bestimmung der Strukturfunktion F_2 beschrieben. Mit Hilfe der simulierten Ereignisse werden Schnitteffizienzen und Akzeptanzkorrekturen bestimmt und ein erstes vorläufiges Ergebnis der Messung der Protonstrukturfunktion vorgestellt.

5.1 Gewichtung der generierten Ereignisse

Innerhalb des Ereignisgenerators PHOJET werden die verschiedenen Streuprozesse, die zum totalen Wirkungsquerschnitt der Elektron-Proton-Streuung beitragen, in acht verschiedene Ereignisklassen unterteilt. Tabelle 5.1 listet die einzelnen Subprozesse mit ihrer PHOJET-internen Identifikationsnummer sowie den verwendeten Abkürzungen auf. Neben rein elastischen Prozessen (PE) werden zwei nicht-diffraktive (ND) und insgesamt fünf diffraktive Streureaktionen (EL, CD, DP, GD, DD) unterschieden (vgl. Kapitel 3.1).

Nr.	Subprozeß	Bezeichnung
1	nicht-diffraktive inelastische Streuung	ND, Teil 1
2	rein elastische Streuung	PE
3	quasi-elastische Vektormeson-Produktion	EL
4	zentrale Diffraktion (Zwei-Pomeron-Streuung)	CD
5	einfach-diffraktive Dissoziation (Proton)	PD
6	einfach-diffraktive Dissoziation (Photon)	GD
7	doppelt-diffraktive Dissoziation	DD
8	direkte Photon-Proton-Streuung	ND, Teil 2

Tab. 5.1: PHOJET-interne Identifikationsnummern und Bezeichnungen der zum totalen Wirkungsquerschnitt beitragenden Subprozesse.

Im linken Diagramm der Abb. 5.1 sind die Anteile der einzelnen Subprozesse am totalen Wirkungsquerschnitt der im Phasenraumbereich $0,001\,\mathrm{GeV}^2 < Q^2 < 1,0\,\mathrm{GeV}^2$ und $y > 0,001$ generierten Ereignisse bei Standardeinstellungen des Generators PHOJET dargestellt. Der Anteil rein elastischer Reaktionen sowie von Prozessen mit Zwei-Pomeron-Austausch ist vernachlässigbar gering. Der totale Wirkungsquerschnitt wird stattdessen deutlich dominiert von nicht-diffraktiven inelastischen Streuprozessen (ND, Teil 1), die rund 70 % der Ereignisse ausmachen.
Im Rahmen der Analyse stellte sich heraus, daß dieses standardmäßig in PHOJET integrierte Verhältnis der Subprozesse zu deutlichen Diskrepanzen bei der Beschreibung des hadronischen Endzustandes der gemessenen Daten durch die Simulation führt. Der Anteil diffraktiver Ereignisse am totalen Wirkungsquerschnitt wurde mit nur knapp 30 % deutlich unterschätzt. Daher wurden die simulierten Ereignisse basierend auf dem in [16, 25] angegebenen Verhältnis der Wirkungsquerschnitte der einzelnen Subprozesse umgewichtet:

$$\sigma_{ND} : \sigma_{EL} : \sigma_{PD} : \sigma_{GD} : \sigma_{DD} = 48{,}4 : 10{,}1 : 5{,}7 : 15{,}7 : 20{,}1 \; .$$

Die absolute Normierung der simulierten Ereignisse wurde dabei nicht geändert. Das rechte Diagramm der Abb. 5.1 zeigt die Anteile der einzelnen Subprozesse am totalen Wirkungsquerschnitt nach der Umgewichtung der Ereignisse.

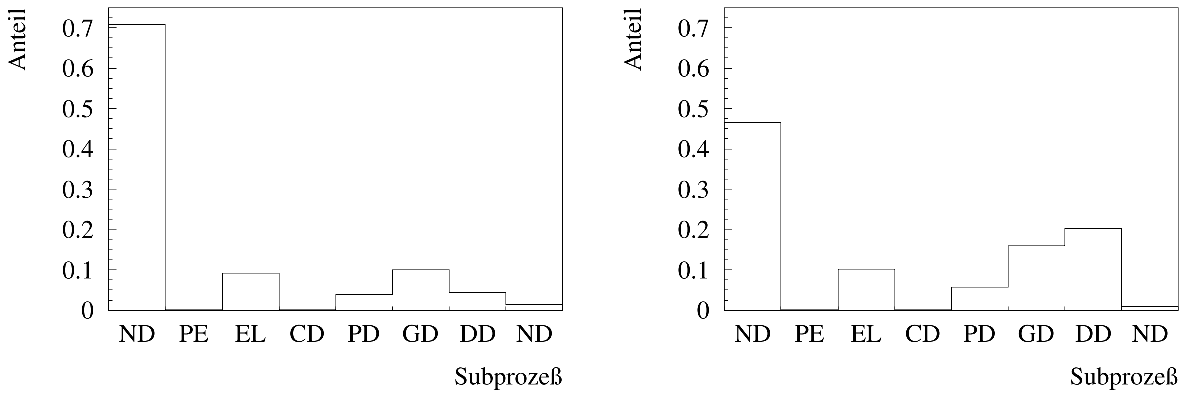

Abb. 5.1: Relativer Anteil der Subprozesse am totalen Wirkungsquerschnitt vor (links) und nach der Korrektur (rechts).

Der Einfluß der Korrektur der simulierten Ereignisse auf die Verteilungen des hadronischen Endzustandes wird in Abb. 5.2 verdeutlicht. Die Diagramme zeigen die Verteilungen der simulierten Ereignisse vor und nach der Umgewichtung im Vergleich zu den Verteilungen im Experiment gemessener Daten. Dargestellt sind das Quadrat der invarianten Masse sowie die z-Komponente des Impulses des hadronischen Endzustandes. Beide Größen wurden nach der Methode kombinierter Objekte berechnet:

$$W_{\mathrm{had}}^2 = \sum\nolimits_h E_h^2 - \left(p_{x,h}^2 + p_{y,h}^2 + p_{z,h}^2\right) \qquad \text{und} \qquad P_{z,\mathrm{had}} = \sum\nolimits_h p_{z,h} \ .$$

Die Summen laufen dabei über alle Objekte des hadronischen Endzustandes, die aus den im LAr-Kalorimeter und Spacal gemessenen Energieclustern und in den Spurkammern rekonstruierten Spuren kombiniert werden. Diese Methode ermöglicht die Kompensation von Verlusten, die bei der Energiemessung niederenergetischer Teilchen auftreten.
Zur Selektion der Ereignisse wurden die in Kapitel 5.2 motivierten Schnitte zur Untergrundreduktion und sauberen Elektronmessung angewendet. Um den Einfluß der auf Generatorniveau durchgeführten Umgewichtung der Subprozesse in möglichst uneingeschränkter Form darstellen zu können, liegen im Gegensatz zu der dort beschriebenen Datenselektion den Verteilungen hier Ereignisse zugrunde, die vom inklusiven Trigger S49 ausgelöst wurden, also allein auf der Messung mindestens eines Teilchens im VLQ-Kalorimeter beruhen. Der Vergleich mit Kapitel 5.3.2 zeigt, daß die in den Subtrigger S50 implementierte Forderung des Triggerelements `zVtx_T0` die Verteilungen des hadronischen Endzustandes erwartungsgemäß stark beeinflußt, so daß der Einfluß der Umgewichtung der simulierten Ereignisse nur noch bedingt dargestellt werden kann. Aus demselben Grund wurde hier auf die Forderung eines rekonstruierten Vertex verzichtet.
Der Vergleich der in Abb. 5.2 dargestellten Diagramme zeigt, daß vor der Umgewichtung der Subprozesse die Verteilungen der invarianten Masse des hadronischen Endzustandes und der z-Komponente des Impulses hauptsächlich für kleine Werte von W^2 bzw. negative Werte

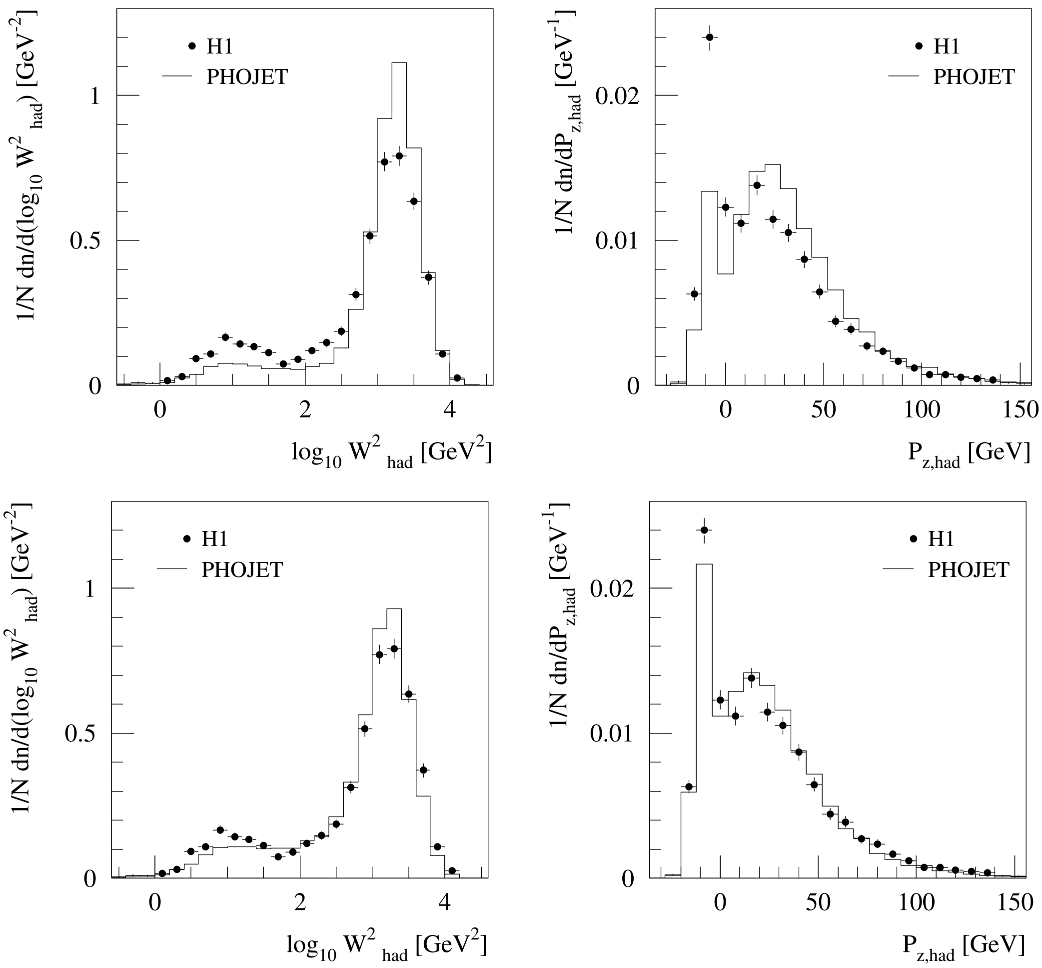

Abb. 5.2: Die Verteilungen der invarianten Masse (links) und der z-Komponente des Impulses des hadronischen Endzustandes (rechts) in simulierten und im Experiment gemessenen Daten vor (oben) und nach der Umgewichtung der simulierten Ereignisse (unten).

von P_z stark voneinander abweichen. Aufgrund des zu geringen Beitrags diffraktiver Prozesse zum totalen Wirkungsquerschnitt ist der Anteil simulierter Ereignisse in diesen Bereichen geringer als in den Daten, wodurch sich gleichzeitig ein Überschuß simulierter Ereignisse für hohe Werte von W^2 bzw. positive Werte von P_z ergibt. Durch die Umgewichtung der Subprozesse werden die auf diffraktiven Prozessen basierenden Ereignisse stärker gewichtet, so daß die Verteilungen von Simulation und Daten deutlich besser übereinstimmen.
Es bleibt zu bemerken, daß das in [25] angegebene Verhältnis der einzelnen Wirkungsquerschnitte einerseits mit großen Fehlern behaftet ist und andererseits auf Messungen im Bereich der Photoproduktion beruht, was eine der Ursachen der noch vorhandenen leichten Diskrepanzen zwischen den Verteilungen des hadronischen Endzustandes in Simulation und Daten

darstellen könnte[1].
Alternativ zu dem hier gewählten Weg der Umgewichtung der einzelnen in den Ereignisgenerator PHOJET implementierten Subprozesse ist eine andere Methode zur Berücksichtigung des korrekten Verhältnisses aller zum totalen Wirkungsquerschnitt beitragenden Streuprozesse denkbar. Diffraktive Ereignisse könnten mit einem auf diese Reaktionen spezialisierten Ereignisgenerator wie RAPGAP [21] einzeln simuliert und einer Selektion tiefinelastischer Ereignisse, wie sie beispielsweise der Generator DJANGO[32] erzeugt, hinzugefügt werden. Ein Vergleich der beiden Methoden geht jedoch über den Rahmen dieser Analyse hinaus.

Neben der Umgewichtung der einzelnen Subprozesse wurde zusätzlich die absolute Normierung der simulierten Ereignisse geändert. Die Ereignisgeneration in PHOJET beruht auf der in Kapitel 2.5 beschriebenen CKMT-Parametrisierung der Protonstrukturfunktion F_2. Um den Stand heutigen Wissens zu berücksichtigen, wurden die generierten Ereignisse stattdessen nach den Vorhersagen des Modells ALLM97 umgewichtet. Dazu wurden aus den generierten, Subprozeß-korrigierten Ereignissen die Werte der Strukturfunktion F_2 in den 25 in Kapitel 5.2 definierten x, Q^2-Intervallen berechnet. Der Quotient aus den so bestimmten und nach der ALLM97-Parametrisierung berechneten Werten der Strukturfunktion liefert die Umgewichtungsfaktoren für die einzelnen Intervalle:

$$C_i = \frac{F_2(\bar{x}_i, \bar{Q}^2{}_i)_{\mathrm{ALLM,i}}}{F_2(\bar{x}_i, \bar{Q}^2{}_i)_{\mathrm{GEN,i}}} \qquad i = 1, \ldots, 25 \ .$$

Damit ist der totale Wirkungsquerschnitt der simulierten Ereignisse in den gewählten Intervallen identisch mit der Vorhersage des Modells von Abramowicz, Levin, Levy und Maor.

5.2 Ereignisselektion

Das Ziel der Analyse der während des Minimum Bias Runs 1999 mit dem VLQ-Spektrometer aufgenommenen Daten ist die Präzisionsmessung der Strukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ bei kleinen Impulsüberträgen Q^2 und kleinen Werten von x. Als erster Schritt wird dazu ein Phasenraumbereich gewählt, in dem eine sichere Kontrolle des Untergrundes möglich ist.
Wie in Kapitel 4.1 beschrieben, waren während des Minimum Bias Runs zwei Klassen VLQ-bezogener Subtrigger eingerichtet. Da das VLQ-Spursystem zur Unterdrückung von Untergrundereignissen für die auf den inklusiven Triggern basierende Messung notwendig ist, wurde die Auswertung der von diesen Triggern ausgelösten Ereignisse und damit die Messung der Strukturfunktion im Bereich kleiner Werte von y vorerst zurückgestellt. Aufgrund der erst kurzen Zeitspanne, die seit der Datennahme Ende des Jahres 1999 vergangen ist, war die Integration des Spursystems des VLQ-Spektrometers in die Analyse noch nicht möglich.

[1] In Kapitel 5.3.2 wird gezeigt, daß die hauptsächliche Ursache für die nicht zufriedenstellende Beschreibung der Verteilungen in einer unterschiedlichen Kalibration des hadronischen Endzustandes in Daten und Simulation zu finden ist.

Es wurden die vom Subtrigger S50 ausgelösten Ereignisse selektiert. Dabei wurden nur Runs ausgewählt, die die folgenden Bedingungen erfüllten:

- Beide Module des VLQ-Spektrometers befanden sich während des gesamten Runs in Datennahmeposition.
- Die zur Bestimmung des Triggerelements `zVtx_T0` notwendigen Proportionalkammern CIP und COP waren eingeschaltet.
- Die integrierte Luminosität des Runs betrug mindestens 0,5 nb^{-1} .
- Das Verhältnis zwischen auf Hochspannungsausfälle korrigierter Luminosität und ursprünglicher Luminosität betrug mindestens 0,7.

Die auf Hochspannungsausfälle und Satellitenpakete korrigierte Luminosität der so selektierten Runs beträgt:

$$\mathcal{L}_{\text{int}} = 988 \text{ nb}^{-1} \quad .$$

Zur Berücksichtigung der in Kapitel 4.2 beschriebenen Kalibration der Kalorimeter und den im Vergleich zur Online-Rekonstruktion in [26] optimierten Parametern des Clusteralgorithmus wurde die Rekonstruktion der mit dem VLQ-Spektrometer gemessenen Größen wiederholt. Da das VLQ-Spursystem noch nicht zur Verfügung stand, wurden zur Bestimmung der Auftreffpunkte der Elektronkandidaten die Koordinaten der rekonstruierten Kalorimetercluster benutzt. Diese wurden unter Berücksichtigung des in Kapitel 4.4 vorgestellten Ergebnisses des Detektoralignments berechnet. Zur Messung der Strukturfunktion F_2 wurde die Ereigniskinematik nach der in Kapitel 2.7 beschriebenen Elektron-Methode bestimmt.

Im folgenden werden die auf die wie oben beschrieben selektierten und rekonstruierten Daten angewandten Schnitte zur Auswahl sauber gemessener und untergrundfreier Ereignisse dargestellt. Dabei wird zuerst auf die Selektion der mit dem VLQ-Kalorimeter gemessenen Elektronkandidaten eingegangen. Anschließend werden die technischen Schnitte zur Untergrundreduktion erläutert. Sämtliche Schnitte werden auch auf die simulierten Ereignisse angewendet und die resultierenden Verteilungen werden miteinander verglichen.
Neben Ereignissen, bei denen genau ein Cluster im oberen oder unteren Kalorimetermodul des VLQ-Spektrometers rekonstruiert wird, treten Ereignisse auf, in denen aufgrund der Abstrahlung eines Photons nach der Wechselwirkung oder des Aufschauerns des Elektrons zwei Cluster in einem Modul gemessen werden. Da eine genaue Rekonstruktion der Ereigniskinematik die Messung der gesamten Energie des Elektrons erfordert, werden in diesen Fällen die beiden Cluster zu einem zusammengefaßt, falls der Abstand der Cluster weniger als 2,5 cm beträgt. Die Energie des resultierenden Clusters wird aus der Summe der Einzelenergien gebildet, der neue Auftreffpunkt aus den energiegewichteten Mittelwerten der Ausgangskoordinaten berechnet. Ist der Abstand der Cluster größer als der angegebene Grenzwert, wird der energiereichere von beiden als Elektron interpretiert.

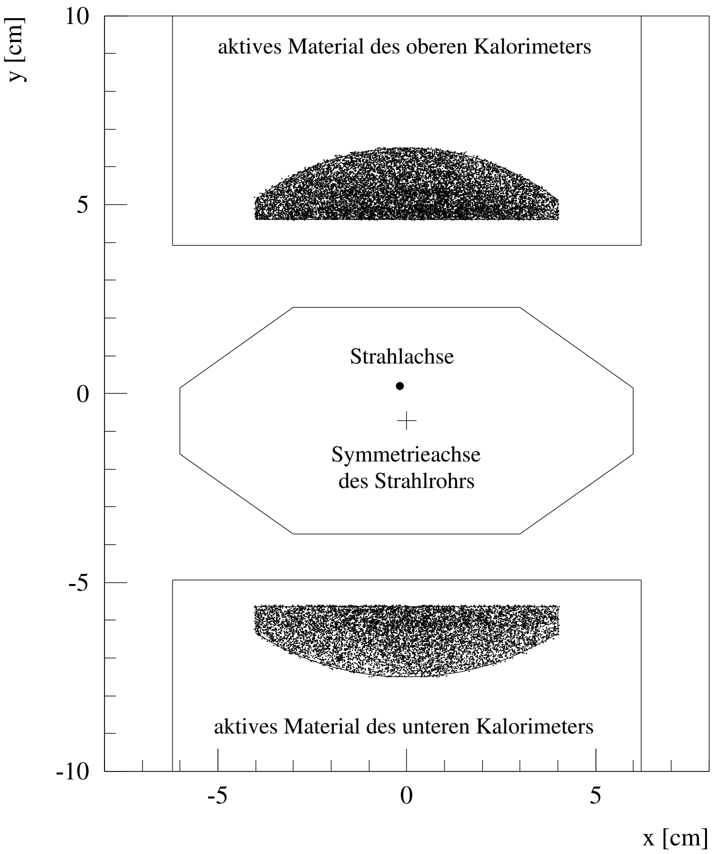

Abb. 5.3: Verteilung der Elektronkandidaten in der x-y-Koordinatenebene nach Anwendung der geometrischen Selektionsschnitte.

Wird sowohl im oberen wie im unteren Kalorimetermodul ein Cluster rekonstruiert, wird der energiereichere als Elektron akzeptiert, falls die Summe der Energien kleiner ist als 24 GeV. Andernfalls wird das Ereignis als QED-Compton-Streuung interpretiert und verworfen.
Zur Gewährleistung einer guten Energierekonstruktion und hohen Triggereffizienz wird ein Mindestabstand der Koordinaten des rekonstruierten Clusters von den Rändern des Kalorimeters und dem vom Spacal abgeschatteten Bereich gefordert:

oberes Modul: unteres Modul:

$$\begin{aligned} |x_1| &< 4,0 \text{ cm} \\ y_1 &> 4,62 \text{ cm} \\ r_1 = \sqrt{{x_1}^2 + {y_1}^2} &< 6,5 \text{ cm} \end{aligned} \qquad \begin{aligned} |x_2| &< 4,0 \text{ cm} \\ y_2 &< -5,64 \text{ cm} \\ r_2 = \sqrt{{x_2}^2 + {y_2}^2} &< 7,5 \text{ cm} \end{aligned}$$

Abb. 5.3 zeigt die Verteilung der so selektierten Elektronkandidaten in der x-y-Koordinatenebene. Neben dem Querschnitt des Strahlrohrs sind die Begrenzungen des aktiven Materials der Kalorimetermodule eingezeichnet.
In Abb. 5.4 ist die in [7] gewählte Einteilung der kinematischen Ebene in y, Q^2-Intervalle

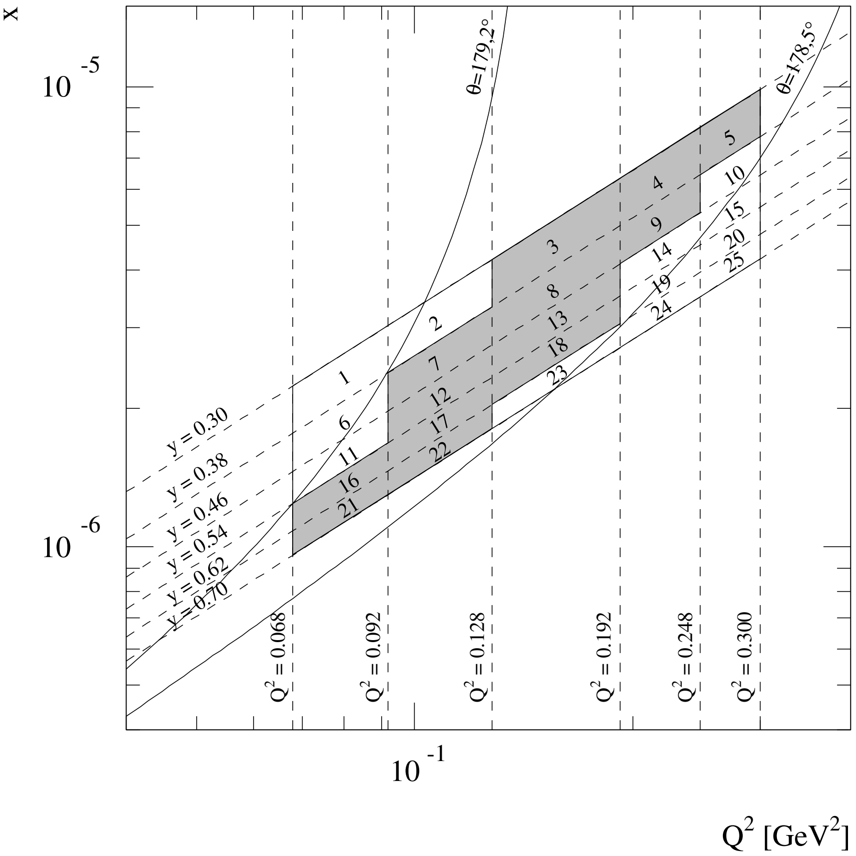

Abb. 5.4: Einteilung der kinematischen Ebene in y, Q^2-Intervalle. Die zur Messung der Strukturfunktion F_2 in Frage kommenden Intervalle sind schraffiert dargestellt, nach [7].

zur Messung der Strukturfunktion F_2 basierend auf den vom Subtrigger S50 ausgelösten Ereignissen dargestellt. Aufgrund der erwartungsgemäß bei kleinen Werten von y abfallenden Effizienz des Triggerelements `zVtx_T0` und der bei großen Werten von y und damit niedrigen Elektronenergien abfallenden Effizienz des Subtriggers S49 (vgl. Kapitel 4.3) wurde der y-Bereich auf Werte zwischen 0,3 und 0,7 eingeschränkt. Der Akzeptanzbereich des Polarwinkels θ begrenzt Q^2 auf Werte zwischen 0,068 und 0,300 GeV^2. Die inneren Grenzen der Intervalle werden bestimmt durch die Auflösung der Größen Q^2 und y. Die so definierte Begrenzung des Phasenraums wird in dieser Arbeit übernommen und eine Selektion der Elektronkandidaten vorgenommen, die in die oben genannten y- und Q^2-Intervalle fallen.

Verschiedene Arten von Untergrundreaktionen verfälschen die Messung des gestreuten Elektrons im VLQ-Spektrometer. Neben Photoproduktionsuntergrund führen strahlinduzierte Untergrundereignisse, die durch Wechselwirkungen der Elektronen oder Protonen der HERA-Strahlen mit Restgasatomen im Strahlrohr oder dem Material des Strahlrohrs verursacht werden, zu Zufallstreffern in den Kalorimetern und werden fälschlicherweise mit den Da-

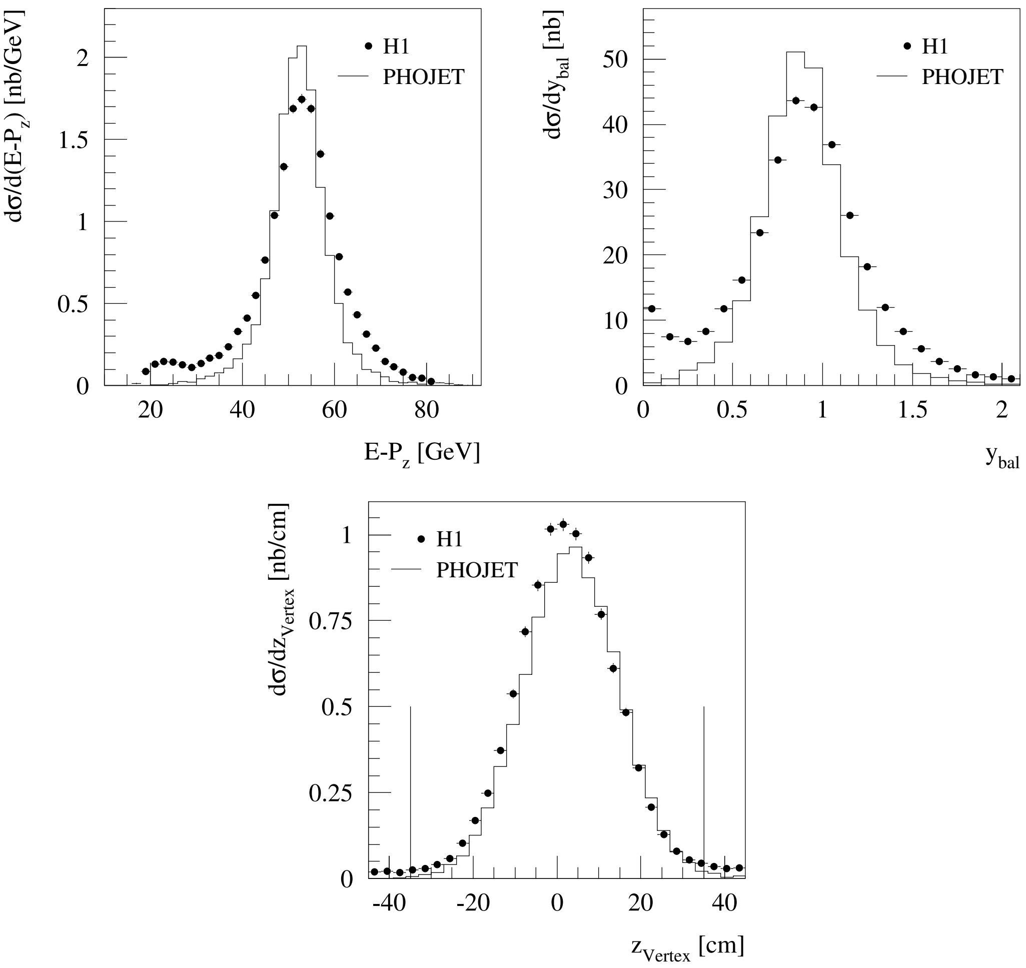

Abb. 5.5: Die Verteilungen der Größen $E - Pz$ (oben, links), y-Balance (oben, rechts) und z_{Vertex} (unten) für gemessene und simulierte Ereignisse ohne Vertexbedingung vor der Anwendung technischer Schnitte.

ten selektiert. Da die aus diesen Ereignissen stammenden Teilchen im Gegensatz zu den Streuprodukten aus Elektron-Proton-Wechselwirkungen die einzelnen Komponenten des H1-Detektors nicht innerhalb des durch den HERA-Zeittakt und die Entfernung zum Wechselwirkungspunkt vorgegebenen Zeitfensters erreichen, lassen sich Untergrundereignisse dieser Art durch direkte Schnitte auf die von den Subdetektoren gelieferten Zeitinformationen und Vetos reduzieren[2]. Daher wird gefordert, daß das vom Spacal gelieferte Zeitsignal SPACAL-TDC[3] den Wechselwirkungszeitpunkt bestätigt und das von den zentralen Jet-Driftkammern gelieferte Zeitsignal CJC-T_0 innerhalb eines Fensters von ± 20 ns um den nominellen Zeitpunkt sowie den einer Kollision früher oder später (± 96 ns) liegt.

[2]Die Vetos der meisten Subdetektoren, wie auch die des VLQ-ToF, werden zur frühzeitigen Untergrundreduktion schon auf der Triggerstufe L1 ausgenutzt.

[3]**T**ime-to-**D**igital **C**onverter

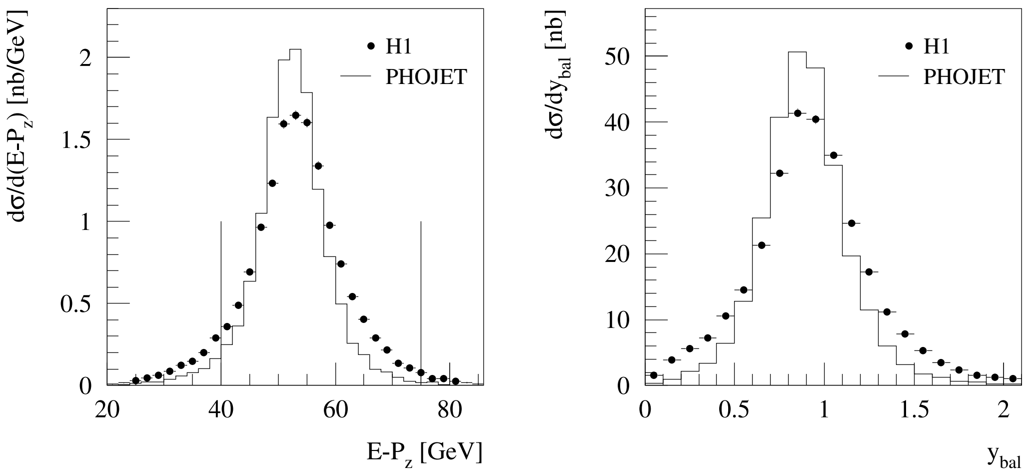

Abb. 5.6: Die Verteilungen der Größen $E - P_z$ (links) und y-Balance (rechts) für gemessene und simulierte Ereignisse nach Forderung eines von den zentralen Jet-Driftkammern CJC rekonstruierten Vertex.

Zur weiteren Untergrundreduktion werden im folgenden die Datenverteilungen von Größen, die auf Untergrundereignisse sensitiv sind, mit den Verteilungen simulierter Ereignisse verglichen und so geeignete Schnitte motiviert.
Zum einen gibt die Größe $E - P_z$ Aufschluß über noch verbleibenden Untergrund:

$$E - P_z = \sum\nolimits_h (E_h - p_{z,h}) + E_{\mathrm{VLQ}} - p_{z,\mathrm{VLQ}} \, .$$

Die Summe läuft dabei über alle aus im LAr-Kalorimeter und Spacal gemessenen Clustern und in den Spurkammern rekonstruierten Spuren kombinierten Objekte.
Für Ereignisse, bei denen das gestreute Elektron im VLQ-Spektrometer gemessen wurde, sollte die Größe $E - P_z$ aufgrund von Energie und Impulserhaltung in etwa den Wert der doppelten Elektronstrahlenergie von 55 GeV annehmen. Wird stattdessen ein Hadron des Endzustandes aus Photoproduktionsereignissen, bei denen das Elektron in einem der Elektrontagger identifiziert wird oder entlang des Strahlrohrs aus dem Detektor entweicht, im VLQ als Elektron mißidentifiziert, ist der Wert von $E - P_z$ geringer. Auch elektroninduzierte Untergrundereignisse, bei denen zwar ein gestreutes Elektron im VLQ-Spektrometer gemessen wird, die restlichen Komponenten des H1-Detektors jedoch nahezu leer sind, zeigen diese Signatur. Protoninduzierte Untergrundereignisse hingegen erzeugen in der Regel hohe $E - P_z$-Werte.
Auch die als das Verhältnis von y_{jb} zu y_e definierte Größe y-Balance kann zur Identifikation von Untergrundereignissen benutzt werden. Ebenso wie die Größe $E - P_z$ gibt sie im Vergleich hadronischer und elektronischer Größen Aufschluß über in den Daten enthaltene Untergrundereignisse, die zu Abweichungen der Verteilung vom Sollwert Eins führen.
In Abb. 5.5 (oben) sind die Verteilungen der Größen $E - P_z$ und y-Balance für gemessene und simulierte Ereignisse nach Anwendung der bisher beschriebenen Schnitte dargestellt.

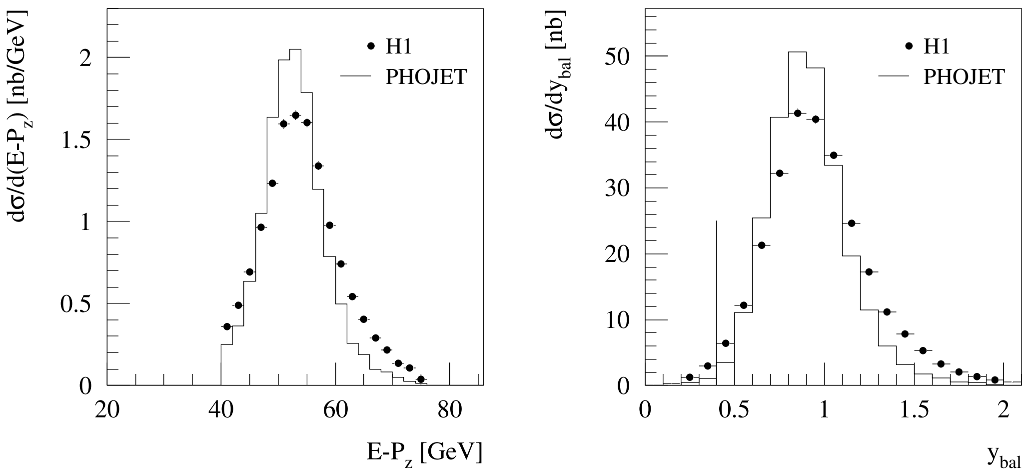

Abb. 5.7: Die Verteilungen der Größen $E - P_z$ (links) und y-Balance (rechts) für gemessene und simulierte Ereignisse nach Anwendung des $E - P_z$-Schnittes.

Die simulierten Ereignisse wurden mit den in Kapitel 5.1 berechneten Faktoren umgewichtet und entsprechend den in Kapitel 4.3 dargestellten Triggereffizienzen an die Daten angepaßt[4]. Die $E - P_z$-Verteilung nimmt erst Werte oberhalb von etwa 16 GeV an, da aufgrund der Einschränkung von y_e auf Werte kleiner 0,7 die Energie des gestreuten Elektrons mindestens 8,25 GeV betragen muß[5].
Das Abweichen der Datenverteilungen bei kleinen Werten von $E - P_z$ und y-Balance von der Simulation weist auf noch vorhandenen Untergrund hin. Diese Untergrundereignisse werden sehr effektiv durch die Forderung eines rekonstruierten Vertex unterdrückt. Zwar enthält der Subtrigger S50 aufgrund der Implementierung des Triggerelements `zVtx_T0` schon eine auf den Proportionalkammern CIP und COP basierende Vertexbedingung, doch wird deren Effizienz deutlich durch die Abfrage eines von den zentralen Jet-Driftkammern CJC offline rekonstruierten Vertex erhöht. Desweiteren wird gefordert, daß die z-Koordinate des Vertex innerhalb des Intervalls $\pm$ 35 cm liegt. Das untere Diagramm in Abb. 5.5 zeigt die z-Vertex-Verteilung der Daten und simulierten Ereignisse und die angegebenen Schnittgrenzen.
In Abb. 5.6 sind die $E - P_z$- und y-Balance-Verteilungen nach Anwendung der Vertexbedingung dargestellt. Der Anstieg der Verteilungen bei kleinen Werten der Größen wurde durch die Forderung eines rekonstruierten Vertex beseitigt. Es fällt jedoch auf, daß die Verteilungen der simulierten Ereignisse gegenüber denen der Daten einerseits leicht zu kleineren Werten verschoben und andererseits deutlich schmaler sind. Weiterhin stimmen die Zentralwerte der

[4]Bei der Selektion der simulierten Ereignisse wurde analog zu den im Experiment gemessenen Daten gefordert, daß das dem Triggerelement `zVtx_T0` entsprechende simulierte Triggerbit gesetzt war. Anschließend wurden die so ausgewählten Ereignisse basierend auf den energie- und ortsabhängigen Effizienzen des Subtriggers S49 umgewichtet.

[5]Aufgrund der extrem kleinen Streuwinkel der im VLQ-Spektrometer gemessenen Elektronen gilt $E_{\mathrm{VLQ}} - p_{z,\mathrm{VLQ}} \approx 2 \cdot E_{\mathrm{VLQ}}$.

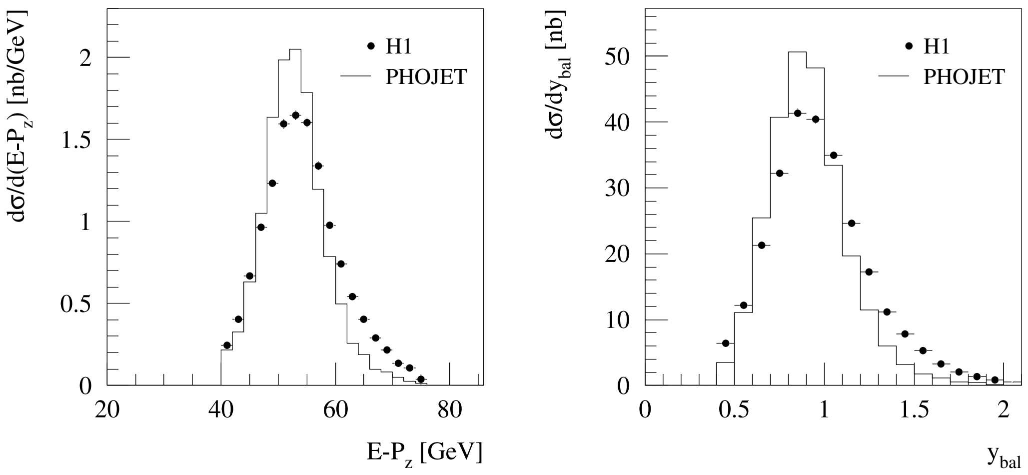

Abb. 5.8: Die Verteilungen der Größen $E - P_z$ (links) und y-Balance (rechts) für gemessene und simulierte Ereignisse nach Anwendung sämtlicher Selektionsschnitte.

$E - P_z$- wie auch y-Balance-Verteilungen sowohl in Simulation wie Daten nicht mit den Sollwerten 55 GeV und Eins überein, sondern sind zu niedrigeren Werten verschoben.
Die in den $E - P_z$- und y-Balance-Verteilungen beobachtbaren Diskrepanzen zwischen gemessenen und simulierten Ereignissen deuten auf eine unterschiedliche Kalibration der im LAr-Kalorimeter und Spacal gemessenen hadronischen Energien in Simulation und Daten hin, worauf genauer in Kapitel 5.3.2 eingegangen wird.
Zur weiteren Untergrundreduktion wird auf die Größe $E - P_z$ geschnitten. Durch die Beschränkung auf Werte größer als 40 GeV werden Photoproduktionsereignisse und noch enthaltener elektroninduzierter Untergrund von den Daten getrennt. Aufgrund der nicht zufriedenstellenden Beschreibung der Datenverteilung durch die Simulation, deren Ursache weniger im Vorhandensein von Untergrundereignissen als in einer schlechten Kalibration des hadronischen Endzustands zu liegen scheint, wird als obere Schnittgrenze vorerst der relativ hohe Wert 75 GeV gewählt, um den Einfluß der Schnitteffizienzen auf die Messung der Strukturfunktion F_2 möglichst gering zu halten. Die Grenzen der angewandten $E - P_z$-Schnitte sind in Abb. 5.6 eingezeichnet. Abb. 5.7 zeigt die resultierenden $E - P_z$- und y-Balance-Verteilungen. Erwartungsgemäß wurde die Verteilung der Größe y-Balance durch Anwendung des $E - P_z$-Schnittes verschmälert.
Restliche Untergrundereignisse werden durch einen Schnitt auf die Größe y-Balance aus den Daten entfernt. Die Schnittgrenze von 0,4 ist in Abb. 5.7 eingezeichnet. In Abb. 5.8 sind die Verteilungen der Größen $E - P_z$ und y-Balance nach Anwendung sämtlicher beschriebener Selektionsschnitte dargestellt.

5.3 Der Vergleich von Simulation und Daten

Nach Anwendung sämtlicher in Kapitel 5.2 beschriebener Schnitte sollten die selektierten Daten keine Untergrundereignisse mehr enthalten, so daß eine präzise Messung der Protonstrukturfunktion F_2 gewährleistet ist. Dies läßt sich im Vergleich der Datenverteilungen der Elektrongrößen und des hadronischen Endzustandes mit den Verteilungen der simulierten Ereignisse überprüfen.

5.3.1 Die Elektrongrößen

Von besonderer Bedeutung für die Berechnung der Strukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ ist eine gute Beschreibung der auf dem gemessenen Elektron basierenden Größen durch die Simulation, da durch diese die Ereigniskinematik bestimmt wird. Abweichungen der Verteilungen würden die notwendige Bestimmung von Schnitteffizienzen und Akzeptanzkorrekturen aus den simulierten Ereignissen fraglich erscheinen lassen und eine Präzisionsmessung der Protonstrukturfunktion unmöglich machen.
In Abb. 5.9 sind die Verteilungen der Energie E_e und des Polarwinkels θ_e der gestreuten Elektronen nach Anwendung sämtlicher Selektionsschnitte für Daten und simulierte Ereignisse getrennt für das obere und untere Kalorimetermodul dargestellt. Die Datenverteilungen beider Größen werden gut durch die Simulation beschrieben. Das Energiespektrum wird durch die Selektion von Ereignissen mit Energieüberträgen y zwischen 0,3 und 0,7 auf Werte zwischen 8,25 und 19,25 GeV eingeschränkt.
Die in Kapitel 4.4 beschriebene asymmetrische Anordnung der beiden Module des VLQ-Spektrometers zum Strahl verursacht unterschiedliche Akzeptanzbereiche des Polarwinkels im oberen und unteren Modul. Da sich das obere Modul wesentlich näher am Strahl befindet, erschließt es im Vergleich zum unteren Modul einen Bereich größerer Streuwinkel. Die Form der Winkelverteilungen wird geprägt durch die eingeschränkte geometrische Akzeptanz des VLQ-Spektrometers im Azimutalwinkel.
Abb. 5.10 zeigt die Gesamtverteilungen der Energie und des Polarwinkels der gestreuten Elektronen, die sich aus der Überlagerung der Verteilungen der beiden Module ergeben. Wie erwartet stimmen die Verteilungen der gemessenen Daten gut mit der Simulation überein.
In Abb. 5.11 sind die nach der Elektron-Methode aus der Energie und dem Polarwinkel der gestreuten Elektronen berechneten kinematischen Variablen Q^2, y und x dargestellt. Die Datenverteilungen aller drei Variablen werden gut durch die Simulation beschrieben. Die Selektionsschnitte schränken Q^2 auf Werte zwischen 0,068 und 0,300 GeV^2 und y auf Werte zwischen 0,3 und 0,7 ein, wodurch x Werte zwischen $9,58 \cdot 10^{-7}$ und $9,86 \cdot 10^{-6}$ annimmt. In der Q^2-Verteilung spiegelt sich die Faltung des mit Q^2 abfallenden Wirkungsquerschnitts mit der geometrischen Akzeptanz des VLQ-Spektrometers wider, wodurch auch die Verteilung von x bestimmt wird.
Die gute Übereinstimmung der Verteilungen der Elektrongrößen in Daten und Simulation

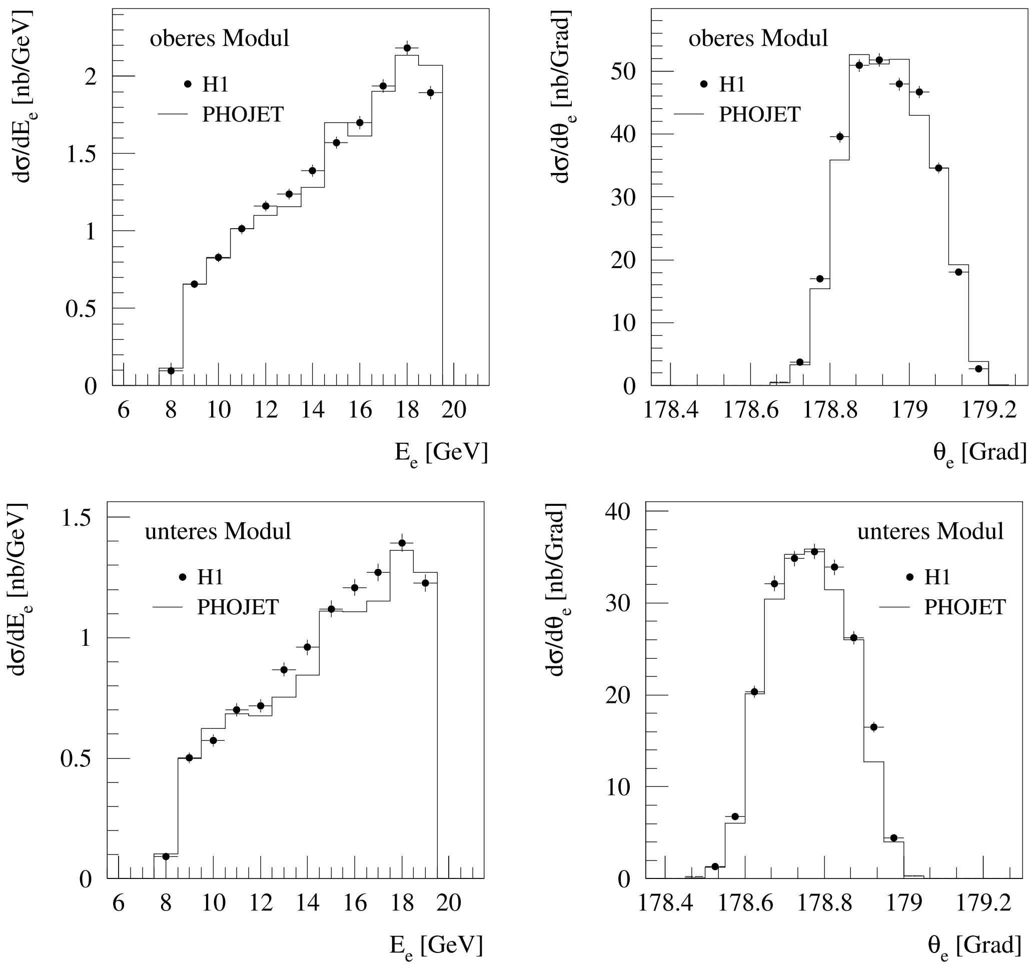

Abb. 5.9: Die Verteilungen der Energie (links) und des Polarwinkels (rechts) der Elektronen im oberen (oben) und unteren Kalorimetermodul (unten).

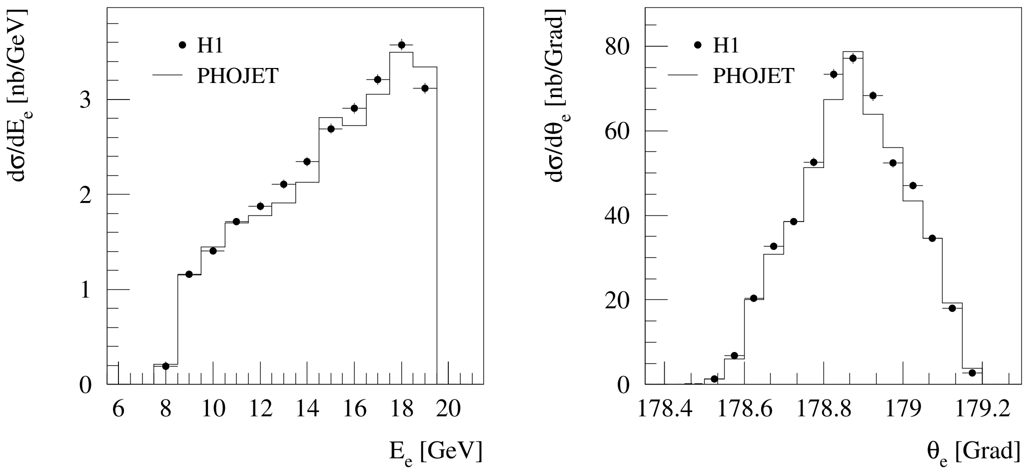

Abb. 5.10: Die Gesamtverteilungen der Energie (links) und des Polarwinkels (rechts) der gestreuten Elektronen.

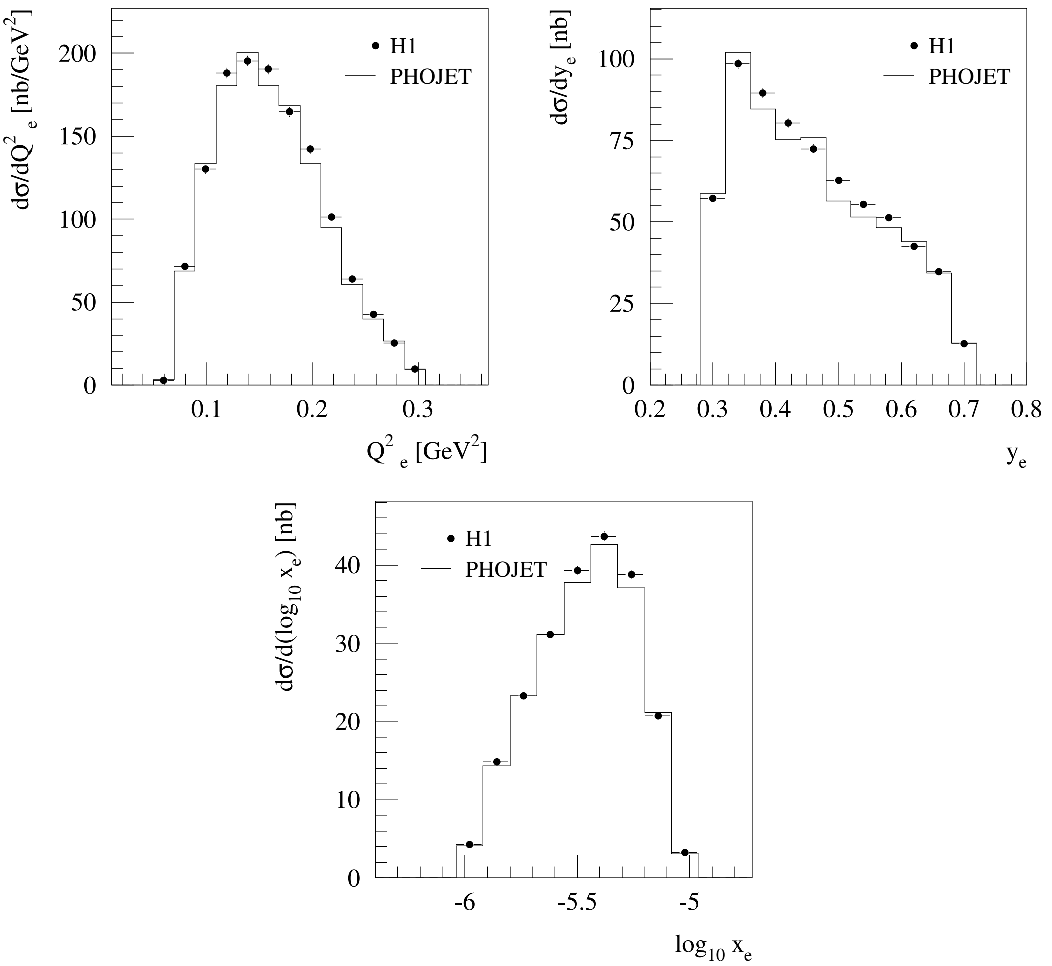

Abb. 5.11: Die Verteilungen der kinematischen Variablen Q^2 (oben, links), y (oben, rechts) und x (unten) der gestreuten Elektronen.

zeigt, daß die Messung des gestreuten Elektrons mit dem VLQ-Spektrometer verstanden ist, was die Voraussetzung zur Messung der Strukturfunktion F_2 darstellt. Sie bestätigt, daß durch die Selektionsschnitte Untergrundereignisse nahezu vollständig aus den Daten entfernt werden konnten und rechtfertigt die Bestimmung von Selektionseffizienzen und Akzeptanzkorrekturen mit den simulierten Ereignissen.

5.3.2 Der hadronische Endzustand

Neben dem Verständnis der Elektrongrößen, die direkt in die Messung der Strukturfunktion F_2 eingehen, spielt die Beschreibung des hadronischen Endzustandes durch die Simulation eine wesentliche Rolle, sobald Schnitte zur Selektion der Daten auf hadronischen Größen basieren. Unter den in dieser Analyse angewandten Selektionsschnitten wird neben der Forderung eines von den zentralen Jet-Driftkammern rekonstruierten Vertex, deren Effizienz,

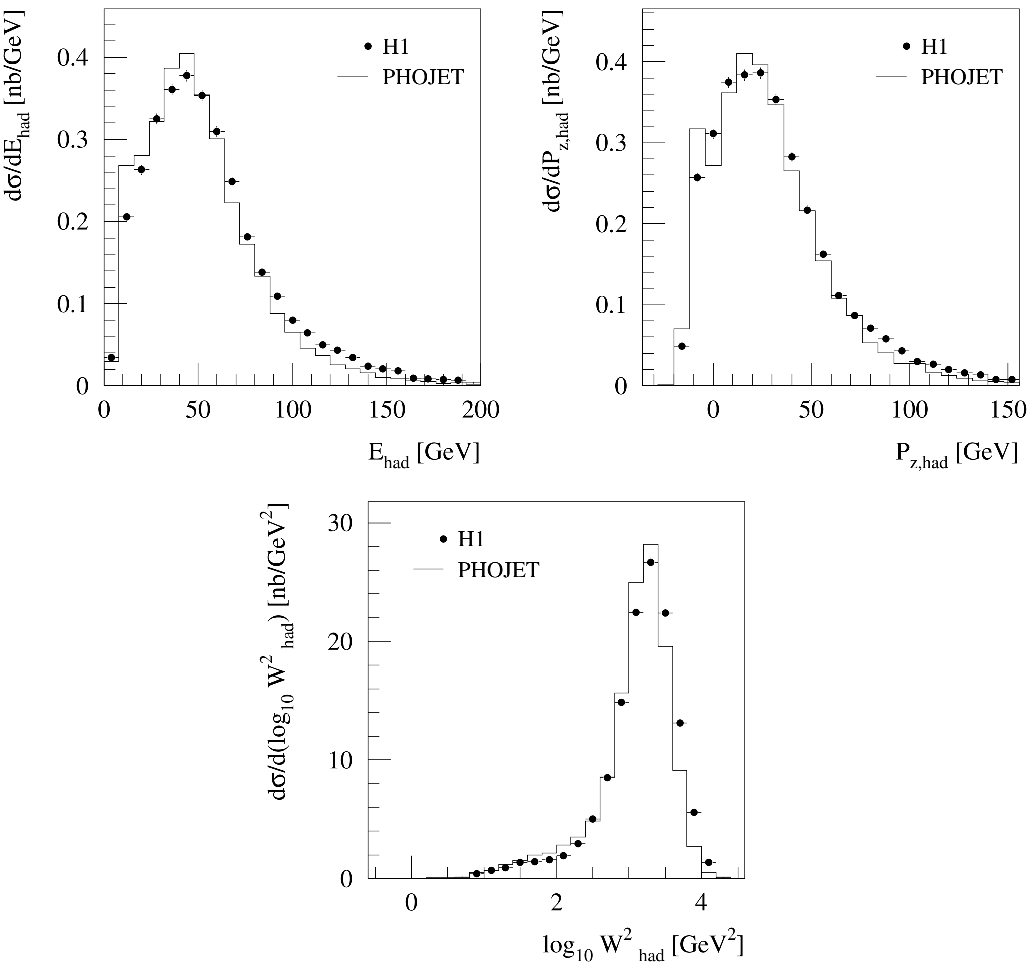

Abb. 5.12: Die Verteilungen der Energie (oben, links), der z-Komponente des Impulses (oben, rechts) und der invarianten Masse (unten) des hadronischen Endzustandes.

wie in Kapitel 4.3 dargestellt, gut durch die Simulation beschrieben wird, der Schnitt auf die Größe $E - P_z$ maßgeblich durch den hadronischen Endzustand bestimmt. Wie in Kapitel 5.2 diskutiert, wird die $E - P_z$-Verteilung der Daten nicht zufriedenstellend durch die Verteilung der simulierten Ereignisse beschrieben. Daher ist eine genauere Analyse des hadronischen Endzustandes nötig. Problematisch stellt sich hierbei die Messung in einem vom H1-Experiment bisher unerschlossenen Phasenraumbereich heraus, die z.B. die in Kapitel 5.1 beschriebene Korrektur der simulierten Ereignisse notwendig macht.
In Abb. 5.12 sind die Verteilungen der Energie, der z-Komponente des Impulses und der invarianten Masse des hadronischen Endzustandes für gemessene und simulierte Ereignisse dargestellt. Die drei Größen wurden nach der Methode der kombinierten Objekte aus den im LAr-Kalorimeter und Spacal gemessenen Clustern und den in den Spurkammern rekonstruierten Spuren bestimmt.

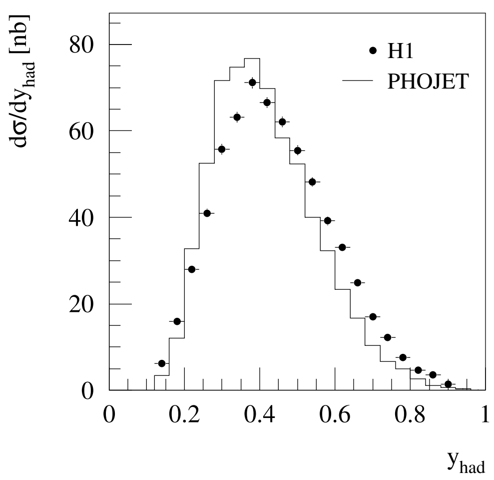

Abb. 5.13: Die Verteilung von y_{had} für gemessene und simulierte Ereignisse.

Es zeigt sich, daß die Energie- und P_z-Verteilungen der Daten hauptsächlich im Bereich niedriger Energien bzw. negativer Werte von P_z deutlich von den Verteilungen der Simulation abweichen. Da dies die Bereiche sind, in denen der Einfluß diffraktiver Ereignisse groß ist, könnten die beobachtbaren Diskrepanzen zwischen Daten und Simulation durch eine noch nicht ausreichend präzise Beschreibung der Anteile der einzelnen zum Wirkungsquerschnitt beitragenden Subprozesse der Simulation verursacht werden. Die gute Beschreibung des Quadrats der invarianten Masse für kleine Werte und die Verschiebung der simulierten Verteilung gegenüber der Datenverteilung im Bereich größerer Werte von W^2 festigt jedoch die schon in Kapitel 5.2 geäußerte Vermutung einer in Daten und Simulation unterschiedlichen Kalibration des hadronischen Endzustandes.
Abb. 5.13 zeigt die Verteilung des nach der Jacquet-Blondel-Methode aus der hadronischen Energie und z-Komponente des Impulses berechneten Energieübertrages y_{had}. Die hier deutlich sichtbare Diskrepanz zwischen gemessenen und simulierten Ereignissen, die durch die Abweichungen der Energie- und P_z-Verteilungen des hadronischen Endzustands verursacht wird, erklärt die nicht zufriedenstellende Beschreibung der in Kapitel 5.2 dargestellten Verteilungen der Größen $E - P_z$ und y-Balance und faßt die noch zu lösenden Probleme der Analyse zusammen.
In Abb. 5.14 sind die Verteilungen der Größe $E - P_z$ getrennt für das gestreute Elektron und den hadronischen Endzustand dargestellt. Die Datenverteilung der aus den Elektrongrößen berechneten $E - P_z$-Komponente stimmt gut mit der Verteilung der simulierten Ereignisse überein, wodurch noch einmal die saubere Messung des gestreuten Elektrons im VLQ-Spektrometer bestätigt wird. Die Verteilung des hadronischen $E - P_z$ zeigt jedoch wie zu erwarten deutliche Unterschiede zwischen gemessenen und simulierten Ereignissen.
Zur Untersuchung der Ursache der starken Diskrepanz zwischen den hadronischen $E - P_z$-Verteilungen in Daten und Simulation, sind in Abb. 5.15 die Verteilungen des hadronischen

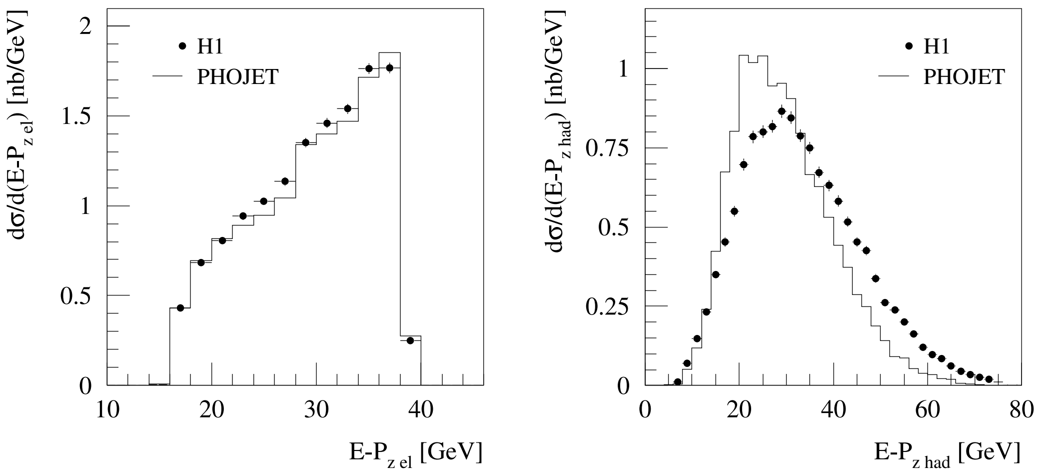

Abb. 5.14: Die $E-P_z$-Verteilungen der gestreuten Elektronen (links) und des hadronischen Endzustands (rechts).

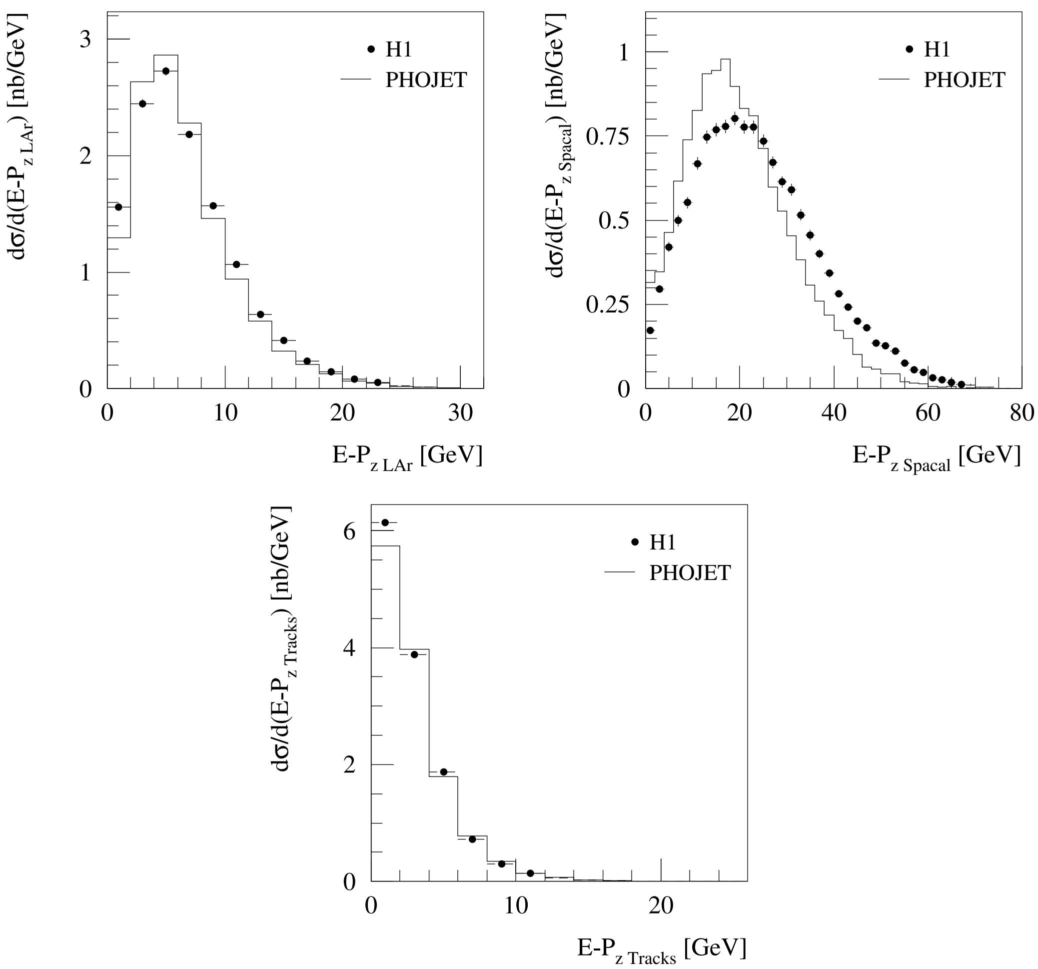

Abb. 5.15: Die Verteilungen des hadronischen $E-P_z$ getrennt für im LAr-Kalorimeter (oben, links) und im Spacal gemessene Cluster (oben, rechts) und in den Spurkammern rekonstruierte Spuren (unten).

$E - P_z$ getrennt für die zur Messung des hadronischen Endzustandes beitragenden Subdetektoren dargestellt. Die auf den im LAr-Kalorimeter gemessenen Clustern und in den Spurkammern rekonstruierten Spuren beruhenden Verteilungen der Daten werden recht gut durch die Simulation beschrieben. Die Datenverteilung der aus den im Spacal gemessenen Clustern berechneten $E - P_z$-Werte weicht jedoch deutlich von der Verteilung der simulierten Ereignisse ab und zeigt somit die Notwendigkeit einer neuen Kalibration der im Spacal gemessenen Energien auf.

5.4 Die Messung der Strukturfunktion F_2

In diesem Unterkapitel werden die Methode und erste Ergebnisse der Messung der Protonstrukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ basierend auf den während des Minimum Bias Runs 1999 aufgezeichneten Daten vorgestellt. Da es sich aufgrund der in den vorherigen Abschnitten diskutierten noch bestehenden Probleme nur um eine vorläufige Messung handeln kann, wird auf die Korrektur radiativer Effekte verzichtet und der im analysierten kinematischen Bereich geringe Einfluß der longitudinalen Strukturfunktion F_L vernachlässigt. Auch systematische Fehler werden im Rahmen dieser Arbeit nicht berücksichtigt.

5.4.1 Die Methode

Nach Kapitel 2.4 läßt sich die Strukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ des Protons aus dem experimentell gemessenen Wirkungsquerschnitt der inelastischen Elektron-Proton-Streuung extrahieren. Unter Vernachlässigung der longitudinalen Strukturfunktion F_L nimmt der doppelt differentielle Wirkungsquerschnitt in niedrigster Ordnung der Störungstheorie in Abhängigkeit der Variablen Q^2 und y die folgende Form an:

$$\frac{d^2\sigma}{dy\, dQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{Q^4\, y} \left[1 + (1-y)^2\right] F_2 \quad .$$

In Kapitel 5.2 wurde die auf der Auflösung der Variablen y und Q^2 basierende Einteilung der kinematischen Ebene in Meßintervalle vorgestellt. Zur Bestimmung der Strukturfunktion F_2 wurden nur die vollständig im Akzeptanzbereich des VLQ-Spektrometers plazierten Intervalle ausgewählt (vgl. Abb. 5.4).
Der Wirkungsquerschnitt wird in den endlichen y, Q^2-Intervallen aus der Anzahl der in dem jeweiligen Intervall gemessenen Ereignisse wie folgt berechnet:

$$\frac{\Delta^2\sigma}{\Delta y \Delta Q^2} = \frac{\mathcal{C}}{\Delta y \Delta Q^2} \frac{\sum_{i=1}^{N} {\epsilon_i}^{-1}}{\mathcal{L}_{\text{int}}} \quad .$$

Dabei bezeichnet

- N die Zahl der im Intervall der Breite Δy und ΔQ^2 gemessenen Ereignisse,

Nr.	y-Bereich	Q^2-Bereich [GeV^2]	$\mathcal{C}$	δ_{stat} [%]
3	0,30 - 0,38	0,128 - 0,192	5,63	2,3
4	0,30 - 0,38	0,192 - 0,248	4,09	2,6
5	0,30 - 0,38	0,248 - 0,300	7,38	3,9
7	0,38 - 0,46	0,092 - 0,128	12,81	4,0
8	0,38 - 0,46	0,128 - 0,192	4,71	2,4
9	0,38 - 0,46	0,192 - 0,248	5,94	3,4
12	0,46 - 0,54	0,092 - 0,128	8,37	3,6
13	0,46 - 0,54	0,128 - 0,192	4,67	2,7
16	0,54 - 0,62	0,068 - 0,092	13,94	5,3
17	0,54 - 0,62	0,092 - 0,128	5,46	3,3
18	0,54 - 0,62	0,128 - 0,192	6,48	3,3
21	0,62 - 0,70	0,068 - 0,092	7,60	4,2
22	0,62 - 0,70	0,092 - 0,128	5,62	3,6

Tab. 5.2: Die Grenzen der dreizehn Meßintervalle und die jeweiligen Korrekturfaktoren mit den statistischen Fehlern der simulierten Ereignisse. Die Numerierung der Intervalle bezieht sich auf die in Abb. 5.4 gewählte Einteilung der kinematischen Ebene.

- ϵ_i die nach Kapitel 4.3 bestimmte Triggereffizienz des Ereignisses,
- $\mathcal{L}_{\text{int}}$ die integrierte Luminosität der in die Messung eingehenden Datenselektion,
- $\mathcal{C}$ die Faktoren zur Korrektur von Detektoreffekten.

Aus dem so bestimmten Wert des Wirkungsquerschnitts läßt sich der Wert der Strukturfunktion F_2 in den einzelnen Meßintervallen berechnen:

$$F_2(\bar{x}, \bar{Q^2}) = \frac{(\bar{Q^2})^2\,\bar{y}}{2\pi\alpha^2}\left[1 + (1-\bar{y})^2\right]^{-1}\frac{\Delta^2\sigma}{\Delta y \Delta Q^2} \quad .$$

$\bar{Q^2}$, $\bar{y}$ und $\bar{x}$ bezeichnen die aus den Intervallgrenzen berechneten arithmetischen Mittelwerte der kinematischen Variablen.

Die Faktoren $\mathcal{C}$ zur Korrektur von Detektoreffekten werden mit Hilfe der simulierten Ereignisse bestimmt[6]. Aufgrund der eingeschränkten geometrischen Akzeptanz, der endlichen Auflösung der Detektoren bei der Messung des gestreuten Elektrons und des hadronischen Endzustands sowie der angewandten Schnitte zur Selektion der Daten werden in den einzelnen y, Q^2-Intervallen zur Messung der Strukturfunktion F_2 nicht alle zum Wirkungsquer-

[6]Da wie oben beschrieben die Triggereffizienz in die Messung des Wirkungsquerschnitts eingeht, darf zur Bestimmung der Korrekturfaktoren im Gegensatz zu der in Kapitel 5.2 beschriebenen Methode die auf der Triggereffizienz basierende Anpassung der simulierten Ereignisse nicht durchgeführt werden.

schnitt beitragenden Ereignisse gemessen. Zur Berücksichtigung dieser Nachweis- und Selektionseffizienzen wird für jedes Intervall die Anzahl der simulierten Ereignisse nach Anwendung der in Kapitel 5.2 beschriebenen Selektion und die Zahl der auf Generatorniveau in die jeweiligen Intervalle fallenden Ereignisse bestimmt. Der Quotient der beiden Werte liefert die Korrekturfaktoren $\mathcal{C}$ für die einzelnen Meßintervalle:

$$\mathcal{C} = \frac{\text{Zahl simulierter Ereignisse auf Generatorniveau}}{\text{Zahl simulierter Ereignisse nach der Selektion}} \quad .$$

Tabelle 5.2 listet die so berechneten Korrekturfaktoren mit ihren statistischen Fehlern für die dreizehn zur Messung der Strukturfunktion F_2 ausgewählten y, Q^2-Intervalle auf. Abhängig davon, ob der kinematische Bereich der einzelnen Intervalle von beiden oder nur einem Modul des VLQ-Spektrometers abgedeckt wird, nehmen die Korrekturfaktoren hauptsächlich Werte zwischen 4,09 und 8,37 an. Auffällig sind die hohen Faktoren 12,81 und 13,94 der Intervalle 7 und 16, die sich deutlich von den anderen Werten abheben. Möglicherweise müssen die Grenzen dieser beiden Intervalle, die sich bei großen Streuwinkeln am äußersten Rand des Akzeptanzbereichs des VLQ-Spektrometers befinden, bei zukünftigen Messungen der Strukturfunktion F_2 leicht korrigiert werden.

5.4.2 Erste Ergebnisse

Nach der in Kapitel 5.4.1 vorgestellten Methode wurde aus den in Kapitel 5.2 selektierten Daten der Wirkungsquerschnitt für die ausgewählten Meßintervalle bestimmt und die Protonstrukturfunktion F_2 an den Mittelwerten $\bar{x}$ und $\bar{Q}^2$ der Intervalle extrahiert. Als Ergebnis der Messung sind in Tabelle 5.3 die Werte der Strukturfunktion F_2 der dreizehn Intervalle sowie die statistischen Fehler der Messung angegeben. Diese wurden aus der quadratischen Summe der statistischen Fehler der Daten und der in Tabelle 5.2 angegebenen Fehler der Korrekturfaktoren berechnet.

Die Protonstrukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ wurde in dieser Messung für fünf verschiedene Werte von Q^2 zwischen 0,080 GeV^2 und 0,274 GeV^2 bei jeweils mehreren Werten der Bjørken-Skalenvariable x zwischen $1{,}20 \cdot 10^{-6}$ und $7{,}95 \cdot 10^{-6}$ bestimmt. In Abb. 5.16 ist die Strukturfunktion F_2 mit statistischen Fehlern in Abhängigkeit von x für die fünf verschiedenen Q^2-Werte dargestellt. Zusätzlich sind die Vorhersagen der in Kapitel 2.5 beschriebenen Modelle von Donnachie und Landshoff (DL94 und DL98), Capella et al. (CKMT94) und Abramowicz et al. (ALLM97) angegeben.

Die gemessenen Werte liegen systematisch über den älteren Parametrisierungen DL94 und CKMT94. Die Vorhersagen der aktuellen Modelle ALLM97 und DL98, die höhere Werte der Strukturfunktion voraussagen, zeigen dagegen eine bessere Übereinstimmung mit den Daten. Wie von allen Modellen vorhergesagt, steigt der Wert der Strukturfunktion bei festem x mit zunehmenden Werten von Q^2 an. Es fällt jedoch auf, daß die gemessenen Datenpunkte bei festen Werten von Q^2 noch relativ stark fluktuieren.

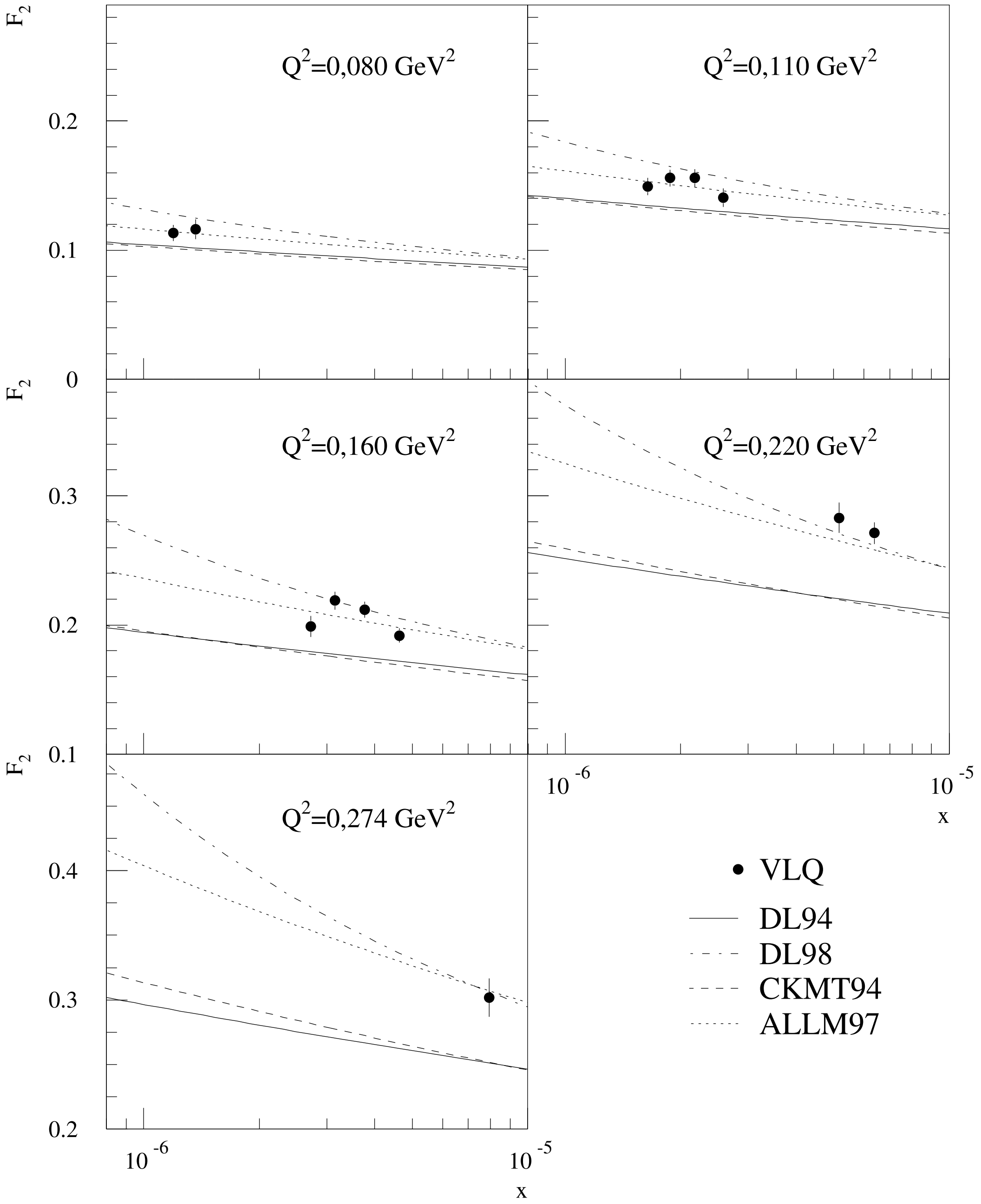

Abb. 5.16: Die Strukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ in Abhängigkeit von x für die fünf verschiedenen Q^2-Werte und die Vorhersagen der Modelle von Donnachie und Landshoff (DL94 und DL98), Capella et al. (CKMT) und Abramowicz et al. (ALLM97).

Nr.	$\bar{Q}^2$ [GeV^2]	$\bar{x}$	$\bar{y}$	F_2	δ_{stat} [%]
21	0,080	$1{,}20 \cdot 10^{-6}$	0,66	0,113	5,3
16	0,080	$1{,}36 \cdot 10^{-6}$	0,58	0,116	6,7
22	0,110	$1{,}64 \cdot 10^{-6}$	0,66	0,149	4,5
17	0,110	$1{,}87 \cdot 10^{-6}$	0,58	0,156	4,1
12	0,110	$2{,}17 \cdot 10^{-6}$	0,50	0,156	4,5
7	0,110	$2{,}58 \cdot 10^{-6}$	0,42	0,140	5,1
18	0,160	$2{,}72 \cdot 10^{-6}$	0,58	0,199	4,2
13	0,160	$3{,}16 \cdot 10^{-6}$	0,50	0,219	3,3
8	0,160	$3{,}76 \cdot 10^{-6}$	0,42	0,212	3,0
3	0,160	$4{,}64 \cdot 10^{-6}$	0,34	0,192	2,9
9	0,220	$5{,}17 \cdot 10^{-6}$	0,42	0,283	4,2
4	0,220	$6{,}38 \cdot 10^{-6}$	0,34	0,271	3,1
5	0,274	$7{,}95 \cdot 10^{-6}$	0,34	0,302	4,9

Tab. 5.3: Die F_2-Werte und gesamten statistischen Fehler der dreizehn Meßintervalle. Die Grenzen der Intervalle sind in Tabelle 5.2 angegeben.

Die in dieser Arbeit aufgezeigte unterschiedliche Kalibration der hadronischen Energien in simulierten und gemessenen Ereignissen, erschwert die Unterdrückung von Untergrunderеignissen und beeinflußt die Bestimmung der Nachweis- und Selektionseffizienzen. Obwohl aus diesen Gründen das hier vorgestellte Ergebnis der F_2-Messung nur vorläufig ist, zeigt es, daß eine Präzisionsmessung der Protonstrukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ für kleine Impulsüberträge und kleine Werte von x basierend auf den während des Minimum Bias Runs 1999 mit dem VLQ-Spektrometer aufgenommenen Daten möglich ist.

Zusammenfassung

Zur Präzisionsmessung der Protonstrukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ bei kleinen Impulsüberträgen Q^2 und kleinen Werten der Bjørken-Skalenvariablen x wurde Ende des Jahres 1999 am H1-Experiment ein Minimum Bias Run durchgeführt. Eine wichtige Komponente stellte dabei das VLQ-Spektrometer dar. In der vorliegenden Arbeit wurde eine erste Analyse der vom VLQ-Spektrometer aufgezeichneten Daten vorgestellt.

Das VLQ-Spektrometer wurde 1998 zur Messung von Elektronen, die unter sehr kleinen Winkeln gestreut werden, drei Meter vom Wechselwirkungspunkt entfernt direkt am Strahlrohr in den rückwärtigen Bereich des H1-Detektors eingebaut. Mit einer Akzeptanz von Impulsüberträgen Q^2 zwischen $0,03\,\mathrm{GeV}^2$ und $0,4\,\mathrm{GeV}^2$ erschließt es einen neuen kinematischen Bereich für das H1-Experiment, den Übergangsbereich zwischen Photoproduktion und tiefinelastischer Streuung. Das Spektrometer besteht aus zwei Modulen, die jeweils oberhalb und unterhalb des Strahlrohrs angeordnet sind. Jedes Modul ist aus einem Energieprojektionskalorimeter und einem Siliziumspursystem aufgebaut.
Die Detektorsimulation des VLQ-Spektrometers ist seit Version 3.09/18 vollständig in die H1-Simulationssoftware `H1SIM` integriert. Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine energie- und ortsabhängige Kalibration der simulierten Kalorimetermodule durchgeführt, die eine zuverlässige Rekonstruktion simulierter Cluster im Energieintervall von 4 bis 30 GeV gewährleistet. Die Unsicherheit der Energieskala in der Simulation beträgt nach der Kalibration weniger als 0,2 %.
Aus den während des Minimum Bias Runs 1999 mit dem VLQ-Spektrometer aufgezeichneten Daten wurden zur ersten Analyse die von dem kombinierten Subtrigger S50 ausgelösten Ereignisse mit einer integrierten Luminosität von 988 nb^{-1} selektiert. Die Kalibration der Kalorimeter mit Ereignissen am kinematischen Peak und die Bestimmung der Triggereffizienz wurden beschrieben. Desweiteren wurde das Detektoralignment des VLQ-Spektrometers in der Analyse elastischer QED-Compton-Ereignisse vorgestellt.
Zur Analyse der Daten wurden mit dem Generator PHOJET Ereignisse simuliert, die einer intergrierten Luminosität von 1226 nb^{-1} entsprechen. Der Vergleich mit den gemessenen Daten zeigte, daß bei Standardeinstellungen des Generators der Beitrag diffraktiver Ereignisse zum totalen Wirkungsquerschnitt unterschätzt wird. Daher wurden Korrekturfaktoren bestimmt, die eine deutlich bessere Beschreibung der Daten gewährleisten.
Durch den Vergleich mit simulierten Ereignissen wurden Selektionskriterien festgelegt, durch

die eine hohe Reduktion von Untergrundereignissen erzielt werden konnte. Nach Anwendung der Selektionsschnitte entsprachen die Datenverteilungen der Elektrongrößen den Vorhersagen des Monte-Carlo-Generators, wodurch gezeigt wurde, daß die Messung des gestreuten Elektrons mit dem VLQ-Spektrometer verstanden ist. Die nicht zufriedenstellende Beschreibung der Verteilungen des hadronischen Endzustandes konnte auf eine unterschiedliche Kalibration des Spacal in Daten und Simulation zurückgeführt werden.
Zum Abschluß der Arbeit wurde eine erste Messung der Protonstrukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ mit den während des Minimum Bias Runs 1999 mit dem VLQ-Spektrometer aufgezeichneten Daten durchgeführt. Die Strukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ wurde für fünf Werte von Q^2 zwischen 0,080 GeV^2 und 0,274 GeV^2 in Abhängigkeit von x bestimmt. Das Ergebnis der Messung zeigt, daß in naher Zukunft eine genaue Bestimmung der Strukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ für kleine Impulsüberträge Q^2 und kleine Werte von x mit den gemessenen Daten möglich ist.

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Literaturverzeichnis

[1] Abramowicz et al. *The ALLM Parameterization of $\sigma_{\text{tot}}(\gamma^* p)$, an Update*. DESY 97-251, 1997.

[2] C. Berger. *Teilchenphysik - Eine Einführung*. Zweite Auflage, in Vorbereitung.

[3] Capella et al. *Structure Functions and Low x Physics*. Phys. Lett. B337 (1994) 358, 1994.

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

[5] A. Donnachie and P.V. Landshoff. *Proton Structure Function at Small Q^2*. Z. Phys. C61 (1994) 139, 1994.

[6] A. Donnachie and P.V. Landshoff. *Small x: Two Pomerons!* Phys. Lett. B437 (1998) 408, 1998.

[7] C. Duprel. *Dissertation*. in Vorbereitung.

[8] C. Duprel. *Untersuchungen an Halbleiterstreifendetektoren für das VLQ-Spektrometer im Rahmen des H1-Experimentes mit einem Diodenlaser*. Diplomarbeit, Aachen PITHA 98/39, 1998.

[9] R. Engel and J. Ranft. *Hadronic Photon-Photon Interactions at High Energies*. Phys. Rev. D54 (1996) 4244, 1996.

[10] G. Grindhammer, M. Rudowicz, S. Peters. *The Fast Simulation of Electromagnetic and Hadronic Showers*. Nucl. Instr. and Meth. A290 (1990) 469, 1990.

[11] D. Griffiths. *Einführung in die Elementarteilchenphysik*. Akademie Verlag, 1996.

[12] H1 Calorimeter Group. *The H1 Liquid Argon Calorimeter System*. DESY 93-078, 1993.

[13] H1 Collaboration. *The H1 Detector at HERA*. Internal Report, DESY H1-96-01, 1996.

[14] H1 Collaboration. *Technical Proposal to build a Special Spectrometer covering Very Small Momentum Transfers*. DESY, 1996.

[15] H1 Collaboration. *Technical Proposal to build Silicon Tracking Detectors for H1.* Internal Report, H1-06/92-226, 1996.

[16] H1 Collaboration. *Diffraction Dissociation in Photoproduction at HERA.* Z. Phys. C74 (1997) 221, 1997.

[17] H1 Collaboration. *A Measurement of the Proton Structure Function $F_2(x, Q^2)$ at Low x and Low Q^2 at HERA.* Nucl. Phys. B479 (1997) 3, 1997.

[18] H1 SPACAL Group. *Performance of an Electromagnetic Lead/Scintillating-Fibre Calorimeter for the H1 Detctor.* DESY 95-165, 1995.

[19] H1 SPACAL Group. *The H1 Lead/Scintillating-Fibre Calorimeter.* DESY 96-171, 1996.

[20] S. Hurling. *Dissertation.* in Vorbereitung.

[21] H. Jung. *Hard Diffractive Scattering in High-Energy ep Collisions and the Monte Carlo Generation Rapgap.* Comp. Phys. Comm. 86 (1995) 147, 1995.

[22] T. Kluge. *Untersuchung des QED-Bremsstrahlungsprozesses bei kleinen Impulsüberträgen mit dem H1-Detektor bei HERA.* Diplomarbeit, Aachen PITHA 00/08, 2000.

[23] H. Küster. *Das Flüssig-Argon-Kalorimeter von H1.* DESY Journal 1-91, 1991.

[24] A. Levy. *Low-x Physics at HERA.* DESY 97-013, 1997.

[25] A. Meyer. *Measurement of the Structure Function $F_2(x, Q^2)$ of the Proton at Low Q^2 with the H1 Detector at HERA Using the New Detector Components Spacal and BDC.* Internal Report, DESY FH1-97-01, 1997.

[26] P.-O. Meyer. *Messung der Strukturfunktion F_2 bei kleinen Bjorken x und kleinen Impulsüberträgen mit dem VLQ-Spektrometer des H1-Detektors.* Dissertation, Aachen, 2000.

[27] O. Nix. *Dissertation.* in Vorbereitung.

[28] G. Otter und R. Honecker. *Atome-Moleküle-Kerne, Band 1.* B. G. Teubner Stuttgart, 1993.

[29] Particle Data Group. *Review of Particle Physics.* The European Physical Journal C3, 1998.

[30] M. Peskin and D. Schroeder. *An Introduction to Quantum Field Theory.* Addison-Wesley Publishing Company, 1995.

[31] P. Schmüser. *Zur Fertigstellung von HERA.* Phys. Bl. 46 [1990] Nr.12, 1990.

[32] G.A. Schuler and H. Spiesberger. *Proc. of the Workshop Physics at HERA, vol. 3.* Eds. W. Buchmüller and G. Ingelman, DESY (1992) 1419, 1992.

[33] K. Sedlák, J. Ferencei, I. Herynek. *Simulation of the VLQ detector.* Internal Report, H1-03/00-581, 2000.

[34] T. Sjøstrand and M. Bengtsson. *The Lund Monte Carlo for Jet Fragmentation and e+e- Physics: JETSET Version 6.3: an Update.* Comp. Phys. Comm. 43 (1987) 367, 1987.

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