Untersuchungen zur Elektronen-Streuung bei sehr kleinen Impulsüberträgen

von
Linus Lindfeld

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

im April 2002

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

Kurzfassung

Im August 2000 wurden am H1-Experiment bei HERA zur Messung inklusiver Wirkungsquerschnitte bei der Elektron-Proton-Streuung im Bereich kleiner Impulsüberträge Minimum Bias Runs mit verschobenem Vertex durchgeführt. Durch diese so genannten Shifted Vertex Runs wurde mit Hilfe des VLQ-Spektrometers ein neuer Phasenraumbereich mit sehr kleinen Impulsüberträgen von $0,05\ \mathrm{GeV}^2 < Q^2 < 0,176\ \mathrm{GeV}^2$ erschlossen. Im Rahmen dieser Arbeit wurden die dabei aufgezeichneten Daten analysiert und eine Bestimmung der Protonstrukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ in vier Q^2-Intervallen über Bjørken-x im Bereich zwischen $8 \cdot 10^{-7}$ und $6 \cdot 10^{-6}$ vorgenommen.

Abstract

In August 2000, shifted vertex runs were conducted for the H1 experiment at HERA in order to measure inclusive cross sections in electron-proton scattering with a very small momentum transfer. The data acquired by the VLQ spectrometer, a highly compact detector component exclusively designed and installed to cover largest scattering angles of up to $179,3°$, provides an exploration of a new area in phase space. During this work, I have analyzed this data set with very small momentum transfers between $0,05\ \mathrm{GeV}^2$ and $0,176\ \mathrm{GeV}^2$. The analysis results in a presentation of eleven measured values of the proton structure function $F_2(x, Q^2)$ in four Q^2-bins over Bjørken-x in the range between $8 \cdot 10^{-7}$ and $6 \cdot 10^{-6}$.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung

Letztendlich ist es das Ziel aller physikalischer Forschung, eine vollständige Theorie der Materie aufzustellen. In der Elementarteilchenphysik insbesondere verfolgt man dieses ehrgeizige Ziel mit dem Studium der Grundbausteine der Materie und ihrer fundamentalen Wechselwirkungen in Theorie und Experiment. Durch das Wechselspiel von theoretischem und experimentellem Fortschritt konnte sich unser heutiges Verständnis vom Aufbau der Materie im Bereich kleinster Längenskalen entwickeln, das so genannte *Standardmodell*.
Die Materie baut sich demnach aus nur wenigen einfachen Konstituenten auf, die mit einer Größe von weniger als 10^{-18} m als punktförmige Elementarteilchen bezeichnet werden. Diese Teilchen mit halbzahligem Spin (Fermionen) lassen sich in zwei Klassen einteilen:

- Leptonen, wie zum Beispiel das Elektron.
- Quarks, wie zum Beispiel das u- und d-Quark, aus denen sich das Proton zusammensetzt.

Die Wechselwirkungen dieser Teilchen untereinander lassen sich im Standardmodell auf drei fundamentale Naturkräfte zurückführen: die starke Wechselwirkung, die elektroschwache Wechselwirkung und die Gravitation. Der Austausch von virtuellen Teilchen mit ganzzahligem Spin (Bosonen) vermittelt diese Wechselwirkungen. Gluonen vermitteln dabei die starke Wechselwirkung zwischen den Quarks und Gluonen selbst. Die Eigenart der Leptonen ist es, nicht an der starken Wechselwirkung teilzunehmen. Sie wechselwirken untereinander und mit den Quarks elektroschwach über den Autausch von Photonen γ^* und den massiven Bosonen $W^\pm$ und Z^0. Bei den kleinsten Längenskalen, die in der Elementarteilchenphysik betrachtet werden, ist der Einfluss der Gravitation gegenüber den anderen Kräften so schwach, dass dem Standardmodell noch keine bestätigte theoretische Beschreibung der Gravitation zugefügt werden konnte.

Es hat sich im Laufe der technischen und wissenschaftlichen Entwicklung ein experimentelles Vorgehen bei der Untersuchung der elementaren Materie durchgesetzt: das Streuexperiment. Die Abbildung 1 zeigt das Prinzip des Streuexperimentes, bei dem ein punktförmiges Teilchen als Sonde auf ein Target-Teilchen geschossen wird und um einen Winkel θ durch einen Konstituenten abgelenkt wird. Bei inelastischen Streuungen ändern sich dabei auch die Massen bzw. die Identitäten der beteiligten Teilchen. Über die Bestimmung des Impulsvektors

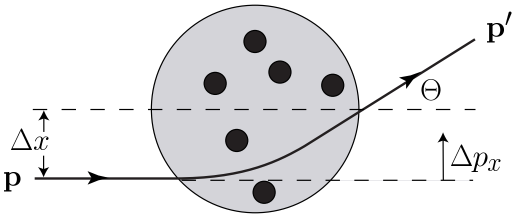

Abb. 1: Aus [2]. Prinzip des Streuexperimentes.

und der Energie aller Reaktionsprodukte lassen sich Erkenntnisse über die Teilchen und die herrschenden Wechselwirkungen gewinnen.
Die Ortsauflösung, die mit Streuexperimenten dieser Art erzielt werden kann, ist durch die Schwerpunktsenergie der Streureaktion begrenzt. Daher nutzt man mit der Speicherring-Anlage HERA das Collider-Prinzip aus. Dadurch, dass nicht nur die Elektronen als Sonden, sondern auch die Target-Protonen entgegengesetzt beschleunigt und dann zur Kollision mit den Elektronen zusammengeführt werden, herrscht eine hohe Schwerpunktsenergie von ca. 318 GeV. Die damit verbundene Auflösung liegt bei Größenordnungen von 10^{-18} m und macht HERA zum idealen Instrument zur Untersuchung der Konstituentenstruktur des Protons, dessen Radius im Bereich von 10^{-15} m liegt.
Über weite Bereiche des Phasenraumes konnten seit 1991 zahlreiche Präzisionsmessungen der Protonstrukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ bei den Experimenten H1 und ZEUS das heutige Verständnis vom Aufbau des Protons bestätigen und gestalten. Dieses gute Verständnis begründet sich vor allem auf die perturbative QCD, mit der sich erstaunlich gute Vorhersagen über Wirkungsquerschnitte bei Streureaktionen mit Impulsüberträgen oberhalb von 4 GeV^2 machen lassen. Unterhalb von 4 GeV^2 bis zum Bereich der Photoproduktion mit $Q^2 \approx 0$ liegt ein vergleichsweise schlecht verstandener, nicht-perturbativer Übergangsbereich. Daher herrscht für diese kleine Phasenraumregion ein besonderes Interesse an experimentell gesicherten Erkenntnissen.
In diesem Sinne wurde 1998 dem H1-Detektor ca. drei Meter in Rückwärtsrichtung direkt am Strahlrohr das kompakte VLQ-Spektrometer hinzugefügt. Mit eigenem Spurkammersystem und Energieprojektionskalorimeter ausgestattet, lassen sich mit dem VLQ Messungen des inklusiven Wirkungsquerschnittes bei der *ep*-Streuung im bislang unerschlossenen Phasenraumbereich der Übergangsregion durchführen. Für den in dieser Arbeit analysierten Datensatz wurden durch eine Verschiebung des nominellen Wechselwirkungspunktes um 70 cm in Vorwärtsrichtung sehr kleine Impulsüberträge von $0,05\ \mathrm{GeV}^2 < Q^2 < 0,176\ \mathrm{GeV}^2$ im VLQ messbar.
Im Folgenden werden das Experiment, die Grundlagen der Theorie, die Simulation und Analyse der Shifted Vertex Daten 2000, sowie die Messergebnisse für die Protonstrukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ vorgestellt.

Kapitel 1

Einblick in das Experiment

Dieses Kapitel gibt einen Überblick über das Forschungszentrum DESY[1] mit besonderem Blick auf das H1-Experiment bei HERA[2]. Im Fokus steht die für diese Arbeit wesentliche Komponente des H1-Detektors, das VLQ[3]-Spektrometer.

1.1 Forschungszentrum DESY

Seit der Gründung am 18. Dezember 1959 erforscht man in verschiedensten Experimenten am DESY in Hamburg naturwissenschaftliche Grundlagen, indem man geladene Elementarteilchen beschleunigt und in Streuexperimenten zur Kollision bringt. Aber auch die Nutzung der Synchrotronstrahlung für Oberflächenphysik, Materialwissenschaften, Chemie, Molekularbiologie, Geophysik und Medizin ist ein großes Forschungsgebiet am DESY. Alles in allem nutzen hier heute 3400 Wissenschaftler von 280 Hochschulen und Instituten aus 35 Nationen die vielfältigen Forschungsmöglichkeiten.
In den ersten Jahren nach der Fertigstellung des ersten deutschen Elektronen-Synchrotrons, nach dem die gesamte Forschungseinrichtung benannt ist, etablierte sich schnell ein Kompetenzzentrum für Entwicklung und Betrieb von Hochenergiebeschleunigern. Anfang der siebziger Jahre wurde dem Zentrum der e^+e^--Speicherring DORIS[4] hinzugefügt. Dort entdeckte man unter anderem angeregte Charmonium-Zustände und τ-Leptonen. Ende der Siebziger dann gelang mit dem 2,3 km langen Speicherring PETRA[5] die bedeutende Entdeckung von Gluonen in 3-Jet-Ereignissen. Auf dem Weg hin zu immer größeren Teilchenenergien entwickelte sich Anfang der Achziger der alte Speicherring DORIS zur Synchrotronstrahlungsquelle für das HASYLAB[6]. Heutzutage ist selbst PETRA für die Hochenergiephysik zu klein

[1] **D**eutsches **E**lektronen **Sy**nchrotron
[2] **H**adron-**E**lektron-**R**ing-**A**nlage
[3] **V**ery **L**ow **Q**^{2}
[4] **Do**ppel-**Ri**ng-**S**peicher
[5] **P**ositron-**E**lektron-**T**andem-**R**ing-**A**nlage
[6] **Ha**mburger **Sy**nchrotronstrahlungs**lab**or

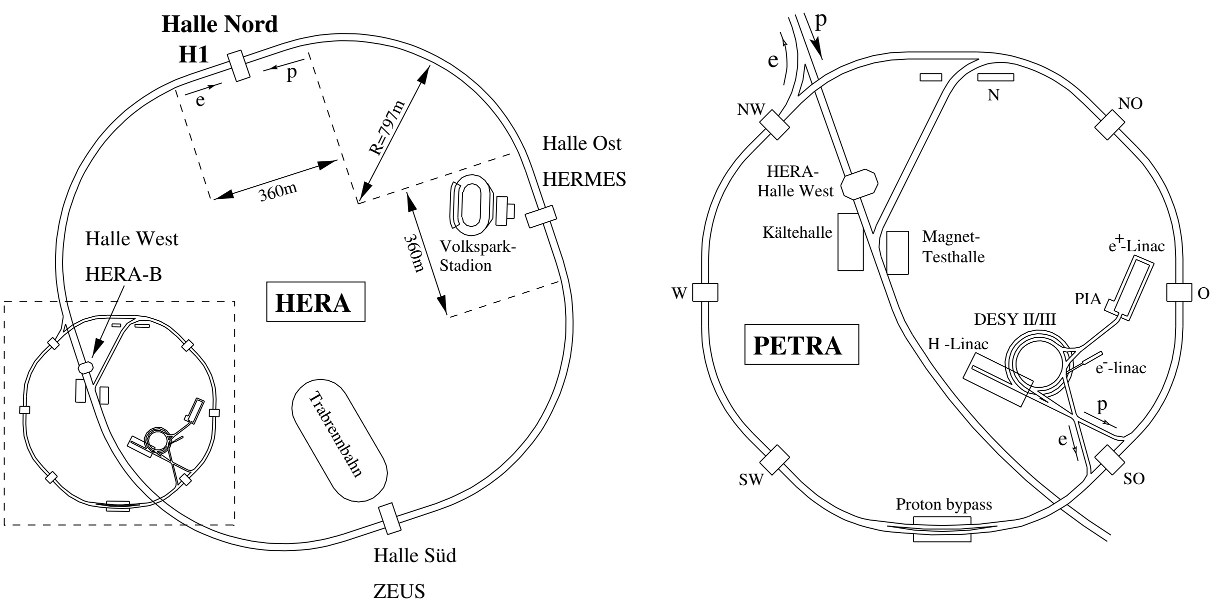

Abb. 1.1: Die Speicherringanlage HERA (links), sowie die Vorbeschleuniger auf dem Gelände des DESY (rechts).

und dient seit 1991 als Vorbeschleuniger für die große Speicherringanlage HERA. Dort wird an den vier Großexperimenten H1, ZEUS, HERA-B und HERMES Elementarteilchenphysik betrieben. Momentan befindet sich HERA im Endstadium einer Umbauphase, mit der in Kürze eine fünffache Luminosität erreicht werden soll. Das vielversprechende Zukunftsprojekt TESLA[7], ein 33 km langer Elektron-Positron-Linearbeschleuniger mit Schwerpunktsenergien um 1 TeV, könnte in etwa 10 Jahren realisiert sein. Momentan wird die Technik mit der TTF[8] auf dem Gelände des DESY getestet.

1.2 Speicherringanlage HERA

Der 6336 m lange und 25 m unter der Erde gelegene Speicherring HERA ermöglicht einzigartig die Kollision eines Elektronstrahls mit einem Protonstrahl. In zwei separaten Röhren mit Hochvakuum werden in supraleitenden Hohlraumresonatoren, so genannten Kavitäten, Elektronen auf eine Energie von 27,5 GeV und Protonen auf 920 GeV entgegengesetzt beschleunigt und über mehrere Stunden lang gespeichert. Die Kavitäten zwingen die Protonen und Elektronen zu ca. 180 Bunches[9], die sich mit einer Rate von 10,4 MHz, also alle 96 ns, an den Wechselwirkungspunkten treffen. Die technisch besonders schwierige Aufgabe, die hochenergetischen Protonen auf einer Kreisbahn zu führen, lösen 416 supraleitende Dipol-

[7]**T**eV-**E**nergy **S**uperconducting **L**inear **A**ccelerator
[8]**TESLA** **T**est **F**acility
[9]engl.: Paket, Bündel

magnete mit einer Feldstärke von 4,7 T.
An den jeweils geraden Stellen des Ringes untersucht man in vier Experimenten mit unterschiedlichen Zielsetzungen die Eigenschaften des Protons und die elementaren physikalischen Wechselwirkungen der Natur. Einen Überblick über die Speicherringanlage HERA gibt Abbildung 1.1. Das Experiment HERMES in der Halle Ost nutzt ausschließlich den Elektronstrahl. Die dort longitudinal polarisierten Elektronen werden mit ebenfalls polarisierten Protonen eines ortsfesten Gastargets in Kollision gebracht, um die Spineigenschaften des Protons zu erforschen. Ebenfalls ein Fixed-Target-Experiment ist HERA-B, bei dem ein Metall-Draht an den Protonstrahl gefahren wird. Die Proton-Kern-Kollisionen erzeugen mit hoher Rate B-Mesonen, die eine Aufklärung über die CP-Verletzung der schwachen Wechselwirkung versprechen. Bei den großen Collider-Experimenten H1 und ZEUS werden Protonen- und Elektronstrahl mit Ablenkmagneten an einem Punkt zur Wechselwirkung gebracht. Dort registrieren Universaldetektoren möglichst alle Zerfallsprodukte, die bei der ep-Streuung entstehen. Angesichts der enormen Ereignisrate und der Vielzahl der physikalischen Informationen stellt sich hier eine hohe Anforderung an die Ausleseelektronik, Datenverarbeitung und -selektion der Experimente.

1.3 Universaldetektor H1

Beim Zusammenstoß von Elektronen und Protonen im Zentrum des H1-Detektors mit einer Schwerpunktsenergie von 318 GeV werden je nach physikalischem Prozess sämtliche abgelenkten oder neu erzeugten Teilchen in den gesamten Raumwinkel um den Wechselwirkungspunkt gestreut. Da jedes einzelne Teilchen zum Verständnis der Reaktion beiträgt, muß der H1-Detektor in der Lage sein, alle bei der Reaktion beteiligten Teilchen samt ihrer wichtigen physikalischen Eigenschaften möglichst genau zu identifizieren.

1.3.1 Aufbau des H1-Detektors

Mit den Abmessungen $12 \times 10 \times 15$ m ist der gesamte Detektor ein kompliziertes System von vielen Spurkammern, Kalorimetern und Flugzeitzählern. Wegen der viel höheren Energie des Protons gegenüber der des Elektrons ist in Flugrichtung des Protons, die im H1-Koordinatensystem der Richtung der positiven z-Achse entspricht, eine höhere Aktivität zu erwarten. Dies spiegelt sich in der verstärkten Instrumentierung im Vorwärtsbereich des Detektors wider. In Abbildung 1.2 wird dies deutlich.
Ganz innen liegen die Spurkammern, die mit hoher Ortsauflösung die genaue Bahn der Teilchen ausmessen. Im Gegensatz zu den Kalorimetern deponieren die Teilchen nur sehr wenig Energie in den Spurkammern. Das Hauptkalorimeter von H1, das in einem Helium-Kryostaten eingebettete LAr[10]-Kalorimeter, umschließt daher die Spurkammern. Bei moderater Ortsauflösung verliert dort der Großteil aller Teilchen seine gesamte Energie. In

[10]**L**iquid **Ar**gon

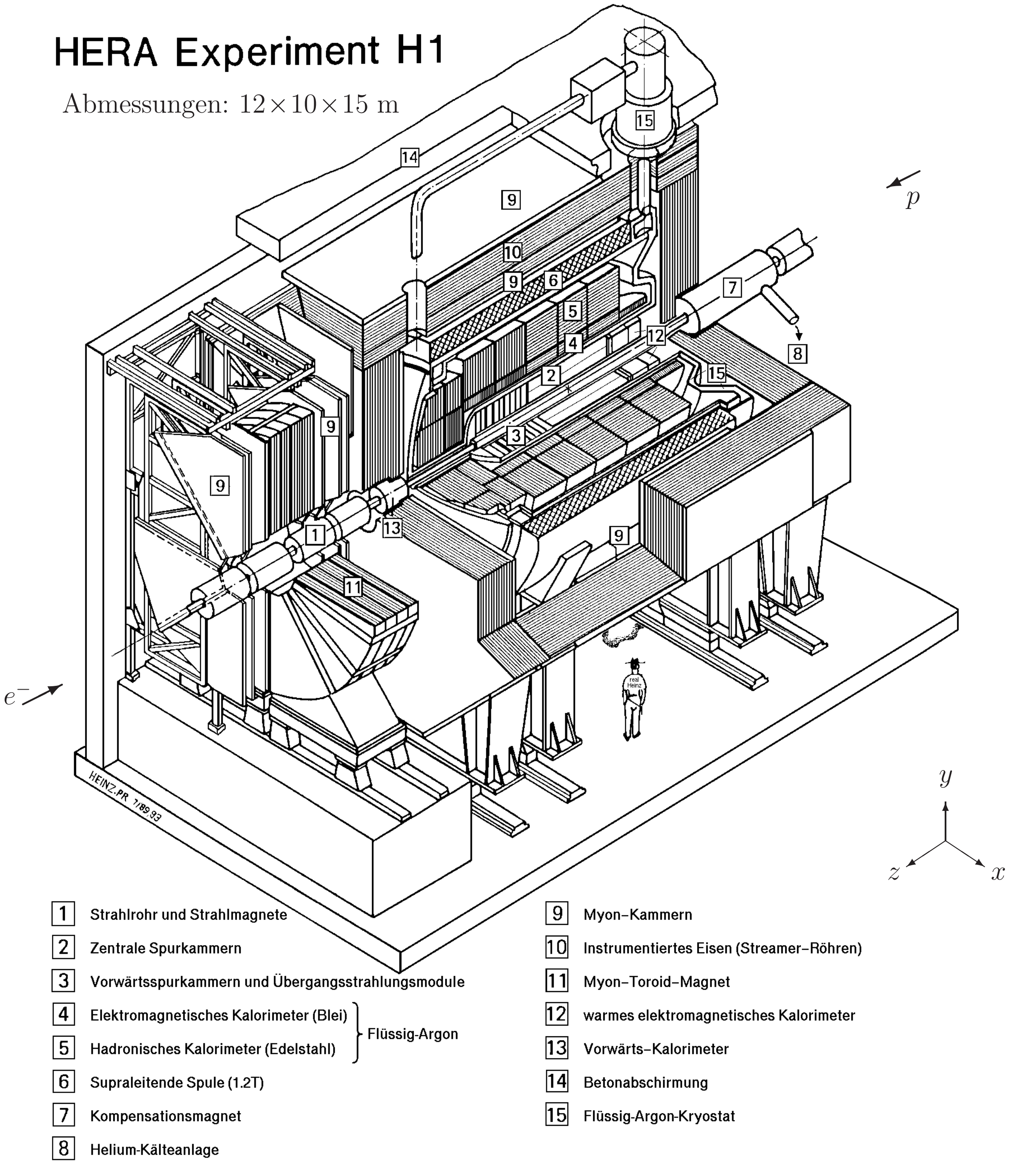

Abb. 1.2: 3D-Ansicht des H1-Detektors.

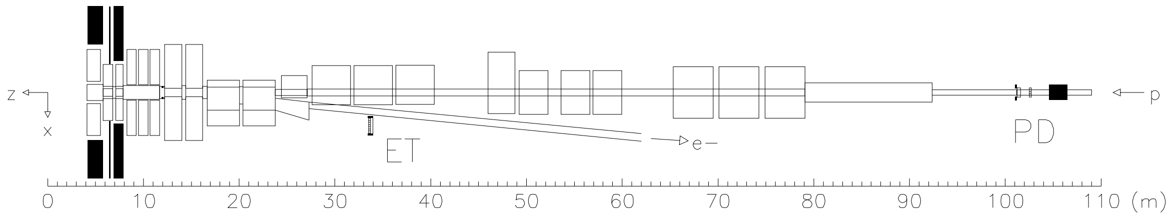

Abb. 1.3: Das Luminositätssystem von H1. Hier sind nur der Elektron-Tagger ET33 bei z = -33,4 m und der Photondetektor PD bei z = -102,8 m eingezeichnet.

Rückwärtsrichtung schließt das Spacal[11] die Spurkammern ein, sodass außer dem Bereich des Strahlrohrs der gesamte Raumwinkel abgedeckt ist. Umschlossen wird das LAr-Kalorimeter wiederum von einem Solenoidmagneten, der in den Spurkammern ein homogenes Magnetfeld von 1,2 T parallel zur Strahlachse erzeugt. Dadurch bewegen sich die elektrisch geladenen Teilchen auf gekrümmten Bahnen und erlauben somit eine Messung ihrer Ladung und ihres Transversalimpulses. Negative Auswirkungen auf den Strahl durch das Magnetfeld werden durch den Kompensationsmagneten im Rückwärtsbereich verhindert. Der Rückfluss des Magnetfeldes führt durch das den Magneten umgebende Eisenjoch. Zur Minimierung toter Materie ist schon das Eisenjoch mit Streamerröhren und Streifendetektoren instrumentiert. Das Instrumentierte Eisen dient damit als Tail Catcher aller dem LAr-Kalorimeter entwichener Teilchen, aber hauptsächlich der Myonen. Da Myonen das LAr-Kalorimeter durchdringen, werden diese im Myon-System detektiert. Vervollständigt wird das Myonsystem mit den äußeren Myonkammern. Den gesamten Detektor umgibt zum Schutz vor Strahlung ein Mantel aus Betonplatten.

Das Luminositätssystem von H1 liegt, wie Abb. 1.3 zeigt, weit außerhalb der Detektorhalle bis zu 100 m in Rückwärtsrichtung im HERA-Tunnel. Drei Elektron-Tagger[12], ein Photon-Detektor (PD) und ein Veto-Counter (VC) nutzen zur Bestimmung der Luminosität den in der QED sehr genau bestimmbaren Wirkungsquerschnitt von Bethe-Heitler-Ereignissen. Das sind elastische *ep*-Streuprozesse mit extrem geringen Impulsüberträgen und Abstrahlung eines reellen Photons durch das Elektron. Photon und Elektron erreichen dann durch das Strahlrohr das Luminositätssystem und werden simultan von ET und PD in Čerenkov-Zählern registriert. Aus der Zählrate lässt sich dann die Luminosität bestimmen. Außerdem können in den Elektron-Taggern Photoproduktions-Ereignisse mit einem extrem geringen Impulsübertrag von $Q^2 < 0,01\,\mathrm{GeV}^2$ im Energieintervall $0,2 < y < 0,8$ getriggert werden.

[11] **Spa**ghetti **Cal**orimeter
[12] ET08 bei z = -8,0 m, ET33 bei z = -33,4 m, ET44 bei z = -43,2 m

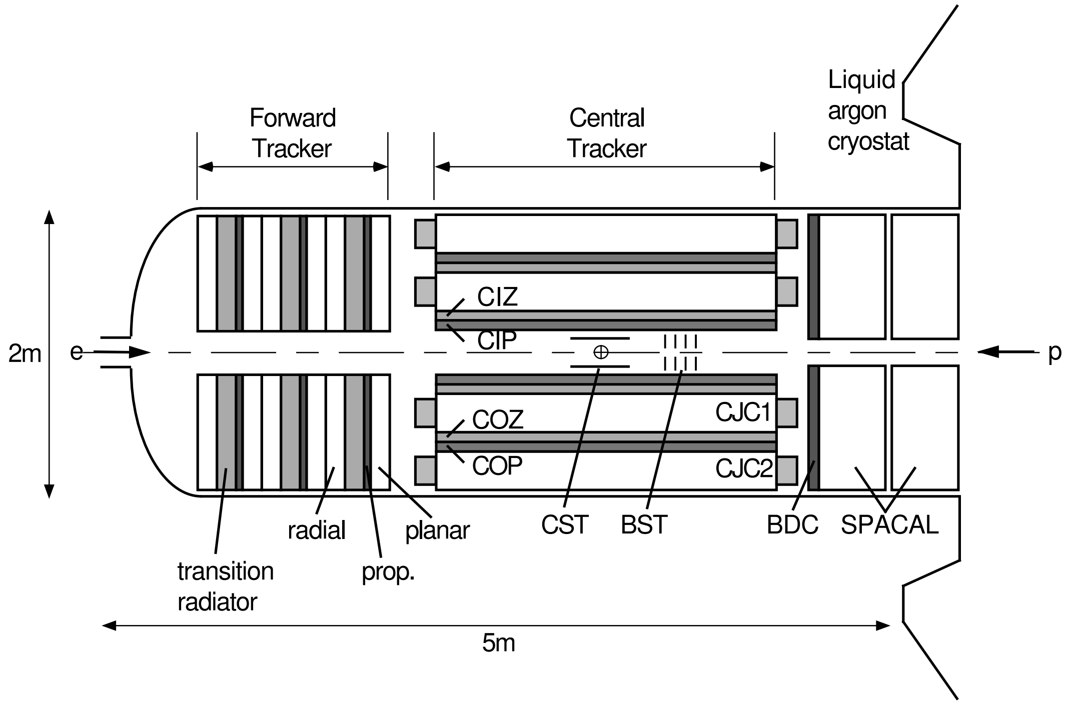

Abb. 1.4: Das Spurkammersystem von H1 in Seitenansicht.

1.3.2 Spurkammern

Abbildung 1.4 zeigt das Spurkammersystem von H1. Direkt um den Wechselwirkungspunkt erlauben zwei konzentrisch um das Strahlrohr gelegene Siliziumstreifen-Detektoren (CST[13]) mit höchster Ortsauflösung eine genaue Bestimmung des Vertex. Sogar sekundäre Vertizes beim Zerfall kurzlebiger schwerer Mesonen können mit Hilfe des CST aufgelöst werden. Nach hinten gestreute Teilchen wie häufig das Elektron, die das CST nicht detektieren kann, durchlaufen die acht Siliziumscheiben des BST[14]. Damit die Teilchen möglichst senkrecht auf das aktive Material treffen, stehen die Lagen hier orthogonal zur Strahlachse.
Die CST und BST umschließend deckt das zentrale Spurkammersystem den Bereich zwischen z = -1,5 m und z = 2,5 m ab. Es besteht aus vier konzentrischen Driftkammern und zwei Vieldraht-Proportionalkammern (MWPC[15]). Die innerste Proportionalkammer CIP[16] unterstützt die Vertex-Rekonstruktion und dient zum Triggern von Ereignissen mit maxi-

[13]**C**entral **S**ilicon **T**racker
[14]**B**ackward **S**ilicon **T**racker
[15]**M**ultiple **W**ire **P**roportional **C**hamber
[16]**C**entral **I**nner **P**roportional Chamber

maler Zeitauflösung. Dann folgt die CIZ[17], die eine auf 300 μm genaue Bestimmung der z-Ortskoordinate durch radiale Verdrahtung erlaubt. Die folgende Driftkammer CJC1[18] hat dagegen mit den parallel zur Strahlachse gespannten Drähten eine gute Ortsauflösung in der $r\phi$-Ebene von 170 μm. Dann kommen jeweils die äußeren Spurkammern COZ[19], COP[20] und CJC2. Im Polarwinkelbereich $5^o < \theta < 25^o$ erlaubt das vordere Spursystem in drei Teilen mit jeweils einem Übergangsstrahlmodul, einer Proportionalkammer und planarer sowie radialer Driftkammer eine Impuls- und Ortsbestimmung der Teilchen. Im Zuge der gesamten Asymmetrie von H1 ist im rückwärtigen Bereich von $153^o < \theta < 177,5^o$ die BDC[21] einzige Spurkammer direkt vor dem Spacal. Ganz außen detektieren die Myonkammern die Spuren der Myonen. Speziell im vorderen Bereich liegen vor und hinter dem Toroid-Magneten, dessen Feld die Myonen-Bahnen krümmt, Spurkammern zur Impuls- und Winkelmessung. Das Spursystem des für diese Arbeit wesentlichen VLQ-Spektrometers wird in Kapitel 1.4.2 noch genauer erläutert.
Anhand der Messung des spezifischen Energieverlustes dE/dx in den Spurkammern werden die geladenen Teilchen identifiziert. Die charakteristische Energiedeposition in den anschließend beschriebenen Kalorimetern dient der weiteren Identifikation von Teilchenspuren oder von spurlosen Teilchen wie z.B. Photonen.

1.3.3 Kalorimeter

Mit den Kalorimetern wird in erster Linie die Energie der Teilchen bestimmt. Die Ortsbestimmung ist im Gegensatz zu den Spurkammern eher ungenau. Möglichst alle Teilchen sollen ihre gesamte Energie in den Kalorimetern deponieren, also in ihnen vollständig abgebremst werden. Um sogar bei der Auswertung von Streuprozessen mit geladenen Strömen (s. Kap. 2.2) die fehlende Energie des nicht detektierbaren Neutrinos zu bestimmen, soll das Kalorimetersystem von H1 eine maximale Abdeckung des Raumwinkels gewährleisten. Man bezeichnet Kalorimeter dieser Art als hermetisch.
Den Großteil des Polarwinkelbereichs, nämlich $4^o < \theta < 153^o$, deckt das LAr-Kalorimeter ab. Es ist wie die meisten Detektoren bei H1 in Samplingstruktur aufgebaut. Das heißt, dass sich mit Hochspannungs- und Ausleseelektroden bestückte aktive Detektorschichten und Absorberplatten abwechseln. In Abbildung 1.5 wird das verdeutlicht. Als aktives Material befindet sich zwischen den Absorberplatten flüssiges Argon, das durch den das Kalorimeter komplett umfassenden Helium-Kryostaten gekühlt und gehalten wird. Im vorderen Bereich reicht das Kalorimeter fast bis an das Strahlrohr. Dort stehen die Platten senkrecht, um einen Durchtrittswinkel der Teilchen von minimal 45^o zu gewährleisten. Im zentralen Bereich sind sie dafür parallel zur Strahlachse angeordnet.

[17] **C**entral **I**nner **Z**-Chamber
[18] **C**entral **J**et **C**hamber
[19] **C**entral **O**uter **Z**-Chamber
[20] **C**entral **O**uter **P**roportional Chamber
[21] **B**ackward **D**rift **C**hamber

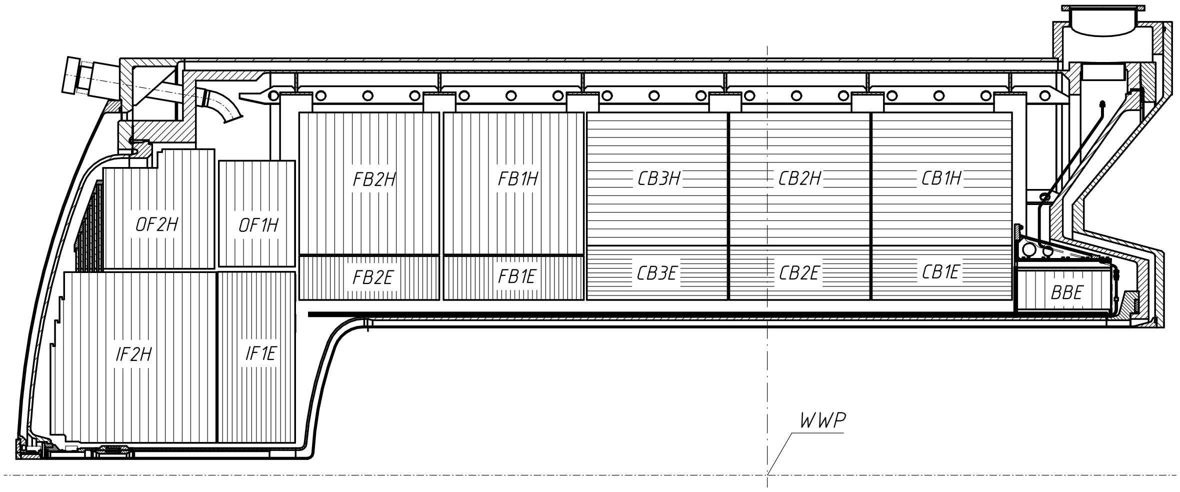

Abb. 1.5: Seitenansicht der oberen Hälfte des LAr-Kalorimeters. Der nominelle Wechselwirkungspunkt ist mit WWP bezeichnet. Die horizontale bzw. vertikale Ausrichtung der Absorberplatten wird jeweils im elektromagnetischen (innen) und hadronischen (außen) System deutlich.

Die inneren Module mit Blei als Absorbermaterial dienen der Detektion von elektromagnetischen Schauern, die vor allem das gestreute Elektron anhand ihres Profils auszeichnen. Dabei erzeugt das Elektron beim Abbremsen im Blei meist ein energiereiches, so genanntes hartes Photon und anschließend durch Paarerzeugung Sekundärelektronen und -positronen, die wiederum abstrahlen, ihrerseits Paare erzeugen und somit lawinenartig das Argon ionisieren. Die erzeugten Ladungsträger driften im elektrischen Hochspannungsfeld zu den Ausleseelektroden und bewirken je nach Anzahl ein Signal proportional zur Eingangsenergie des Primärelektrons. Die Energieauflösung ist mit

$$\frac{\sigma_{\mathrm{el}}(E)}{E} = \frac{12\%}{\sqrt{E/\mathrm{GeV}}} \oplus 1\%$$

im elektromagnetischen Teil besonders gut. Hadronen und Myonen verlieren wegen ihrer viel größeren Masse weitaus weniger Energie im elektromagnetischen Teil.
Die Stahlplatten des außen liegenden hadronischen Teiles sollen die energiereichen Hadronen stoppen. Die Kammern sind entsprechend der größeren Strahlungslänge auch größer gestaltet. Aufgrund der starken Wechselwirkung reichen die vielfältigen physikalischen Prozesse zur Erzeugung messbarer ionisierender Teilchen von Kernanregungen und -spaltungen über Zerfälle und Abstrahlungen aller unstabilen hadronischen Zustände. Bei der Anwendung von Stahl als Absorber geht ein nicht zu vernachlässigender Teil der Energie in die Anregung von relativ stabilen Zuständen. Die frei werdende Energie beim bis zu 10 Minuten verspäteten Zerfall dieser Zustände lässt sich dann nicht mehr einem bestimmten Ereignis zuordnen und

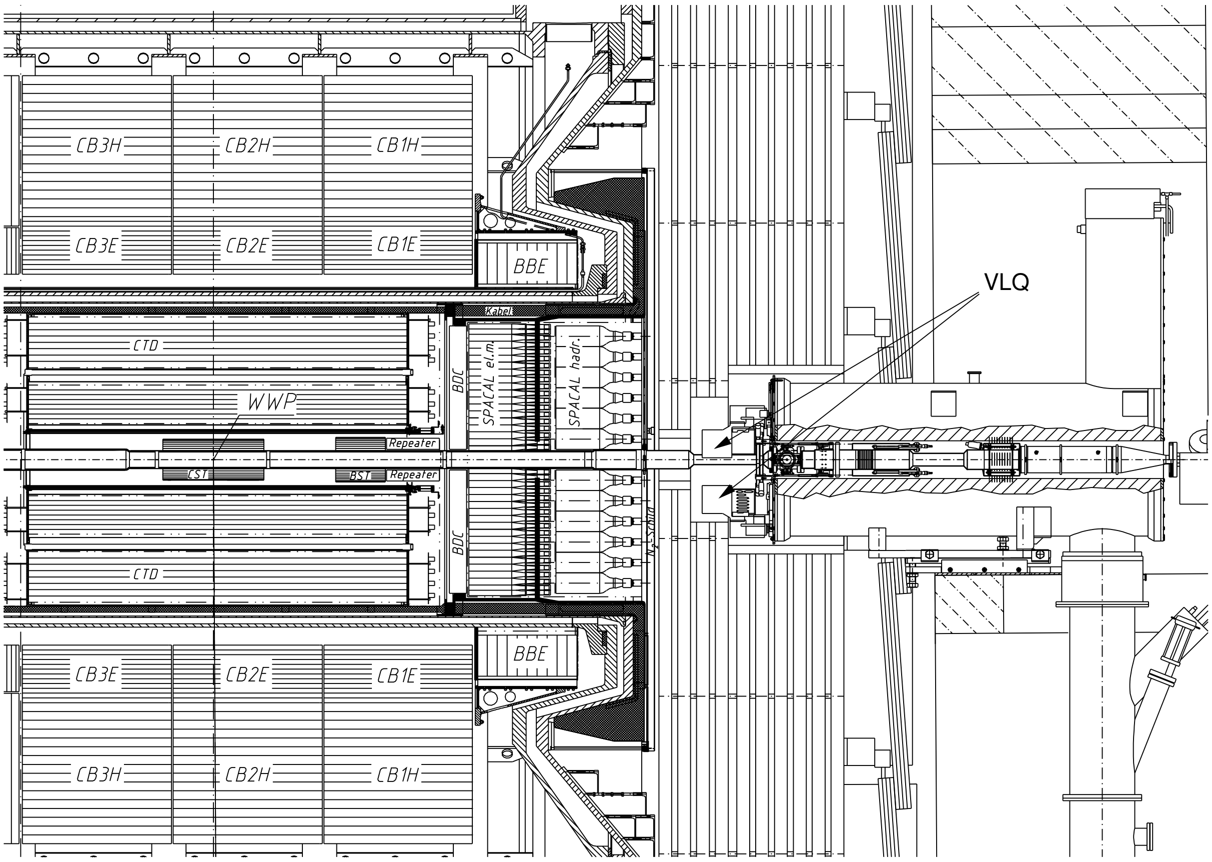

Abb. 1.6: Der rückwärtige Bereich des H1-Detektors in Seitenansicht. Es sind das Spacal hinter der BDC und die beiden Module des VLQ-Spektrometers innerhalb des Instrumentierten Eisenjochs zu erkennen.

bedeutet einen Energiefehlbetrag. Bei solchen nicht kompensierenden Kalorimetern muß dieser Effekt mit einem Korrekturfaktor berücksichtigt werden.
Die Energieauflösung beträgt im hadronischen Teil

$$\frac{\sigma_{\mathrm{had}}(E)}{E} = \frac{50\%}{\sqrt{E/\mathrm{GeV}}} \oplus 2\% \; .$$

Die nicht stark wechselwirkenden Myonen durchdringen auch diesen Teil und werden später als Spur im Instrumentierten Eisen und den Myonkammern identifiziert.
Die rückwärtige Öffnung des LAr-Kalorimeters zum Einschub des Spurkammersystems deckt das Spacal mit einem Durchmesser von 160 cm ab. Ähnlich dem LAr-Kalorimeter befindet sich der fein segmentierte elektromagnetische Teil vorne und der gröber aufgeteilte hadronische Teil hinten. Die Blei-Szintillationsfasern verlaufen im Spacal parallel zur Strahlachse und werden am hinteren Ende mit Photovervielfachern ausgelesen. Das Spacal zeichnet sich

durch eine sehr gute Zeitauflösung aus, die auch für das Triggersystem benötigt wird. Außerdem bewirkt die besonders feine Segmentierung der elektromagnetischen Spacal-Komponente in 1192 Zellen von je $4,05 \times 4,05$ cm^2 eine gute Energieauflösung von

$$\frac{\sigma_{\mathrm{el}}(E)}{E} = \frac{7\%}{\sqrt{E/\mathrm{GeV}}} \oplus 1\% \ ,$$

die eine gute Unterscheidung von Elektronen und Pionen erlaubt. Abbildung 1.6 zeigt die Einbindung des Spacals in den rückwärtigen Bereich des H1-Detektors.
Ein weiteres Kalorimeter ist das Plug-Kalorimeter, das vorderseitig die kleine Akzeptanzlücke des LAr-Kalorimeters im Polarwinkelbereich bis $\theta = 4^o$ füllt. Man kann es in Abbildung 1.2 mit $\boxed{13}$ gekennzeichnet erkennen.

1.3.4 Triggersystem und Datennahme

Das Triggersystem hat die Aufgabe, aus der großen Datenmenge nur diejenigen Signale möglichst effizient auszusondern, die aus der zu untersuchenden *ep*-Streuung stammen. Untergrundereignisse wie z.B. Synchrotronstrahlung des Elektronstrahls, Wechselwirkungen der Protonen mit der Strahlrohrwand und Restgasatomen oder kosmische Höhenstrahlung müssen ohne Verlust der relevanten Signale ausgesondert werden. Tabelle 1.1 zeigt die Wirkungsquerschnitte und Ereignisraten auftretender Streuprozesse bei Designluminosität und verdeutlicht die Relevanz des Triggersystems. Die Datennahme ist dabei auf 5 bis 20 Hz beschränkt. Besonders die Untersuchung der im Gegensatz zum Untergrund seltenen Ereignisse der tiefinelastischen Streuung (DIS[22]) oder der W-Produktion werden durch das Triggersystem erst möglich.

Reaktion	Wirkungsquerschnitt	Rate
Strahl-Gas		50 kHz
Photoproduktion (e im ET)	1,6 μb	25 Hz
Tiefinelastische Streuung (e im LAr)	1,5 nb	0,04 Hz
W-Produktion	0,4 pb	$6 \cdot 10^{-6}$ Hz

Tab. 1.1: Wirkungsquerschnitt und Ereignisrate verschiedener Streuprozesse bei Designluminosität ($\mathcal{L} = 1,5 \cdot 10^{31}$cm^{2}s^{-1}) [20]. Die hohe Rate der physikalisch uninteressanten Strahl-Restgas-Ereignisse verdeckt die zu untersuchenden Prozesse von DIS, Photo- und W-Produktion. Es ist Aufgabe des Triggersystems, diesen Untergrund in der Datennahme stark zu unterdrücken.

[22]**D**eep **I**nelastic **S**cattering

Außerdem kann das Triggersystem durch äußere Vorgaben für bestimmte physikalische Analysen speziell eingestellt werden. Es können dabei häufige Prozesse mit hohem Wirkungsquerschnitt um einem Prescale-Faktor seltener in die Daten aufgenommen werden, um interessante Prozesse mit wesentlich kleinerem Wirkungsquerschnitt aus der Datenmenge hervorzuheben. Speziell die Daten dieser Analyse sind auf Triggerebene in so genannten Minimum Bias Runs für das VLQ-Spektrometer optimiert worden (s. Kap. 4.1).
Die vier Triggerlevel L1 bis L4 sorgen mit immer restriktiveren Bedingungen dafür, dass bei minimaler Totzeit des Systems eine verbleibende Ereignisrate von 3-5 Hz abgespeichert wird.
In der ersten Stufe entscheidet eine zentrale Triggerlogik innerhalb von ca. 2 μs, ob ein Ereignis aufgezeichnet wird, während die Signale der Subdetektoren totzeitfrei in Pipelines zwischengespeichert sind. Die Auslese aller Detektorkomponenten wird bei positiver L1-Stufe gestartet, wobei insgesamt eine Totzeit entsteht, die die effektive Luminosität um ca. 8% reduziert. Die Informationen nutzt die zweite Triggerstufe L2 noch auf Hardwarebasis, um in ca. 20 μs weitere Triggersignale der Subdetektoren und ihre komplizierten Verknüpfungen zur Untergrundselektion zu verwenden. L3 ist für die in naher Zukunft erwartete erhöhte Luminosität von HERA-II gedacht und momentan keine aktive Triggerstufe. In Level L4 wird außerhalb des Ereignistaktes eine schnelle Rekonstruktion des Prozesses durchgeführt und mit physikalisch motivierten Algorithmen weiterer Untergrund aussortiert.
Im eigentlichen Rekonstruktionsprogramm H1REC findet die vollständige Rekonstruktion des Streuprozesses offline statt, bevor alle wichtigen Daten auf so genannte POTs[23] geschrieben werden. Die Ereignisse werden in der Regel jeweils für ca. 2 Stunden aufgenommen, in denen alle äußeren Parameter möglichst konstant gehalten werden. Diese Daten bilden einen *Run*, in dem man ein Ereignis unter einer bestimmten Ereignisnummer finden kann. Weitere Offline-Rekonstruktion folgt bis alle Ereignisse in DST[24]-Klassen den Arbeitsgruppen für die Analyse zur Verfügung gestellt werden.

1.4 VLQ-Spektrometer

Trotz des fast hermetischen Aufbaus des H1-Detektors bleibt in der Nähe des Strahlrohrs ein kleiner Polarwinkel, der weder durch Spurkammern noch durch Kalorimeter abgedeckt werden kann. Nach hinten kann das Spacal-Insert maximal Teilchen erfassen, die mit $\theta > 178,3^o$ gestreut werden. Das VLQ-Spektrometer wurde 1998 dem H1-Experiment nachträglich hinzugefügt, um diese kinematische Lücke zu schließen. Mit den vorliegenden Teilchenenergien deckt dort das VLQ einen kinematischen Bereich mit Impulsüberträgen im Intervall $0,02 < Q^2 < 1$ GeV^2 ab. Damit lässt sich die Übergangsregion zwischen Photoproduktion und tiefinelastischer Streuung bei sehr kleinen Bjørken-x untersuchen (s. Kap. 2.7.2).

[23]**P**roduction **O**utput **T**ape
[24]**D**ata **S**ummary **T**ape

1.4.1 Aufbau des VLQ

Wie in den Abbildungen 1.6 und 1.7 zu sehen, ist das Kalorimeter des VLQ bei $z = -308$ cm an der Vorderseite des Kompensationsmagneten befestigt. Einerseits schränkt die 50 cm tiefe Aussparung des Instrumentierten Eisens den zur Verfügung stehenden Platz stark ein. Andererseits muss das VLQ von oben und unten an das Strahlrohr fahrbar gestaltet sein. Ansonsten wäre es der starken tangentialen Synchrotronstrahlung bei Injektion und Ausrichtung des HERA-Strahls ausgesetzt. Daher ist das VLQ sehr kompakt und komplett mit einem Flugzeitzähler (ToF[25]) und in je zwei Modulen mit eigenem Spursytem und Kalorimeter ausgestattet. An der Stelle des VLQ wurde das Strahlrohr in y-Richtung verjüngt, um größere Polarwinkel zu messen und ein Austrittsfenster aus dem Strahlrohr zu schaffen. Die vorderseitige Verjüngung von $z = -277,5$ cm bis $z = -280,3$ cm auf 6 cm bedeutet eine Verringerung des Laufwegs der Elektronen durch die Strahlrohrwand von mehreren Zentimetern auf einige Millimeter. Zur weiteren Verhinderung von frühzeitigem Aufschauern des Elektrons ist das sonst stählerne Strahlrohr beim VLQ aus Aluminium gefertigt. Mit einer hydraulischen Fahrmechnik können die Module auf Schienen an das Strahlrohr in Datennahmeposition gefahren werden, von der sie durch das Austrittsfenster den Wechselwirkungspunkt "sehen". Ein optischer Positionsmesser misst auf 1 μm genau die y-Position der Module. Abbildung 1.7 zeigt das obere Modul in Messposition und das untere in Parkposition. Bei Betrieb sind jeweils beide Module in Datennahmeposistion. Im Gegensatz zu den meisten anderen Detektoren bei H1 decken die Module nicht den gesamten Azimutalwinkel $0^o < \phi < 360^o$ ab. Dies ist, wie die Fahrmechanik auch, durch die hohe Strahlungsbelastung in der Tangentialebene des Strahls bedingt. Allerdings kann dieser Nachteil aufgrund der Symmetrie der physikalischen Prozesse in der $r\phi$-Ebene und des hohen erwarteten Wirkungsquerschnittes im betrachteten Phasenraumbereich vertreten werden. Das unempfindliche VLQ-ToF ist stationär direkt am Strahlrohr angebracht.

1.4.2 VLQ-Spursystem

Das Spursystem eines VLQ-Moduls misst den Auftreffpunkt der gestreuten Elektronen durch zwei Doppellagen aus Siliziumstreifendetektoren mit einer Ortsauflösung von 10 bis 12 μm. Jede Doppellage enthält horizontal und vertikal orientierte Detektoren, sodass jeweils ein Punkt in der xy-Ebene bestimmt werden kann. Beide Doppellagen zusammen können dann die bei so kleinen Transversalimpulsen nahezu gerade Bahn des Elektrons bis zum Vertex rekonstruieren.

Insgesamt 1280 Streifen p-dotierten Siliziums befinden sich mit jeweils 25 μm Abstand in einem Halbleiterdetektor auf n-dotiertem Substrat. Jeder zweite Streifen kann mittels einer aufgedampften Metallschicht ausgelesen werden. Beim Durchgang des Elektrons durch die Verarmungszone im np-Übergang entstehen Ladungsträger, die durch die 50 V Vorspannung

[25]**T**ime **o**f **F**light

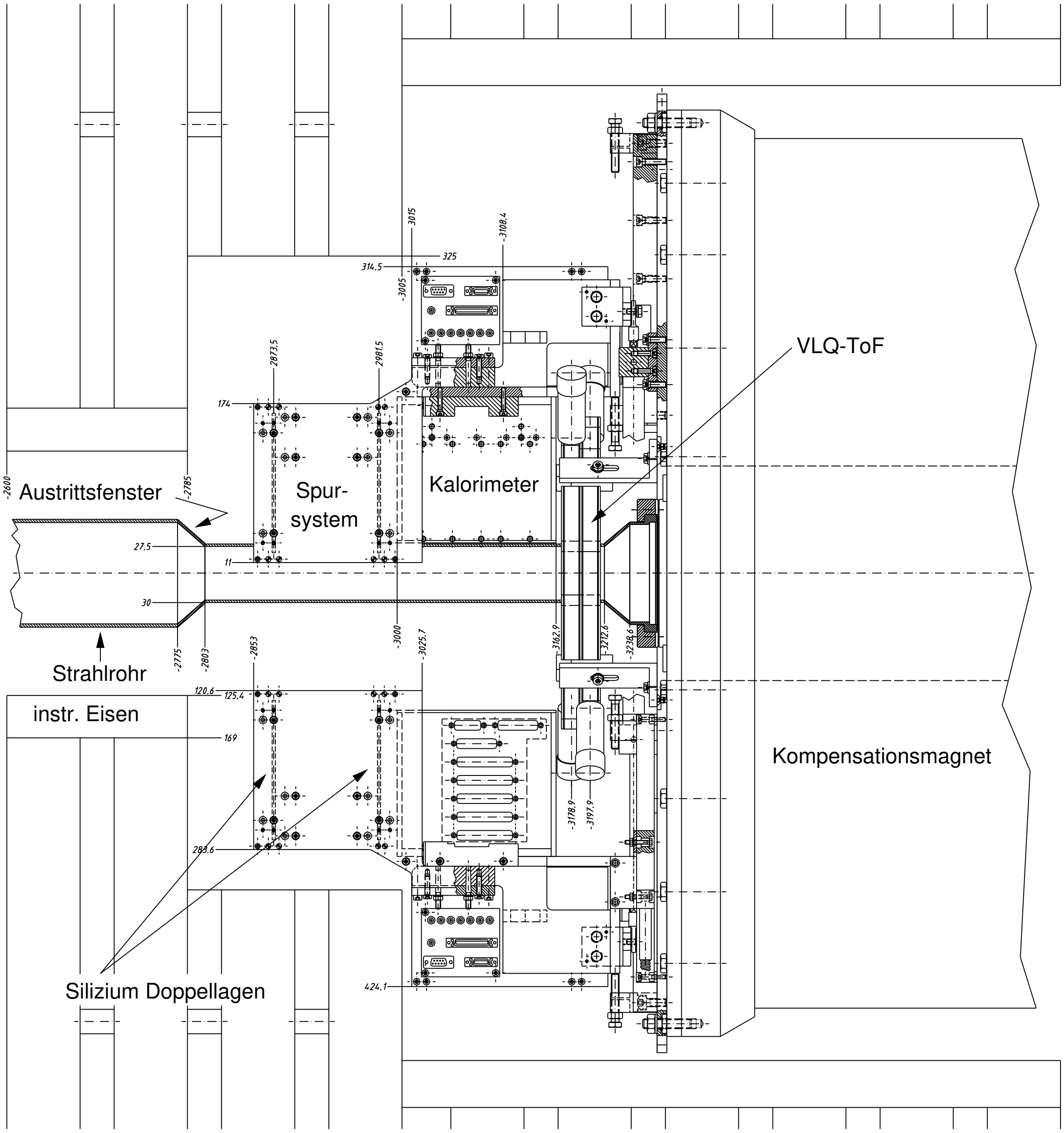

Abb. 1.7: Das VLQ-Spektrometer in Seitenansicht. Dargestellt sind das stationäre Flugzeitsystem VLQ-ToF und die durch eine Fahrmechanik beweglichen Module, bestehend jeweils aus Spursystem und Kalorimeter. Das obere Modul steht zur Veranschaulichung in Datennahme-, das untere Modul in Parkposition.

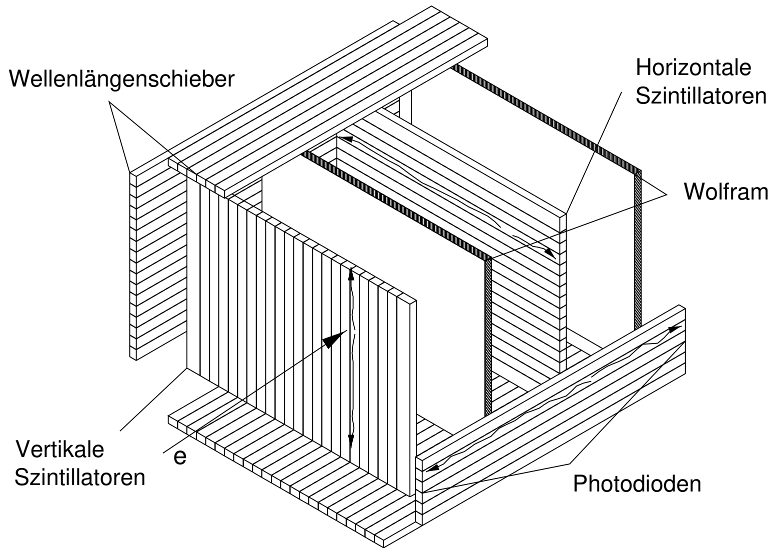

Abb. 1.8: Ein VLQ-Kalorimetermodul zerlegt in Hauptbestandteile. Im Wechsel wirken Wolframplatten als passives Material und Plastikszintillatoren als aktives Material. Die Registrierung des Szintillationslichts erfolgt mittels Wellenlängenschiebern und Photodioden an deren Ende.

abgesaugt werden und ein Signal an die Frontendelektronik weitergeben. Jeweils ein Fünftel der Streifen kann von einem APC[26] simultan ausgelesen, verstärkt und im 32 Ereignisse tiefen Pipelinebuffer bis zu 3 μs für die Triggerentscheidung zwischengespeichert werden.
Das Spursystem ist hier nur knapp der Vollständigkeit halber erklärt, denn die Effizienz war während der Aufnahme der Daten für diese Analyse zu gering, um Spurkammerinformationen zuverlässig nutzen zu können. Das nachfolgend erläuterte Kalorimeter wird in dieser Analyse mit geringerer Auflösung auch zur Ortsbestimmung des Elektrons benutzt.

1.4.3 VLQ-Kalorimeter

Um dem Spursystem zwischen den Doppellagen bei dem zur Verfügung stehenden Platz einen ausreichenden Hebelarm zur Spurrekonstruktion zu gewähren, bleibt dem Kalorimeter des VLQ nur eine Tiefe von 13 cm. Daher ist es vom kompakten Energieprojektions-Samplingtyp. Die Ausleseelektronik ist dabei außen am Kalorimeter angebracht.
Durch insgesamt 23 Absorberplatten aus Wolfram, das sich durch eine geringe Strahlungslänge und einen kleinen Molière-Radius auszeichnet, werden die Teilchen innerhalb der 13 Zentimeter abgebremst. Zwischen den Wolfram-Platten liegen 24 Schichten von Plastikszintillatorstäben. Die Stäbe liegen, wie in Abbildung 1.8 verdeutlicht, abwechselnd vertikal bzw. horizontal orientiert. Alle wichtigen Parameter des VLQ-Kalorimeters sind in Tabelle

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

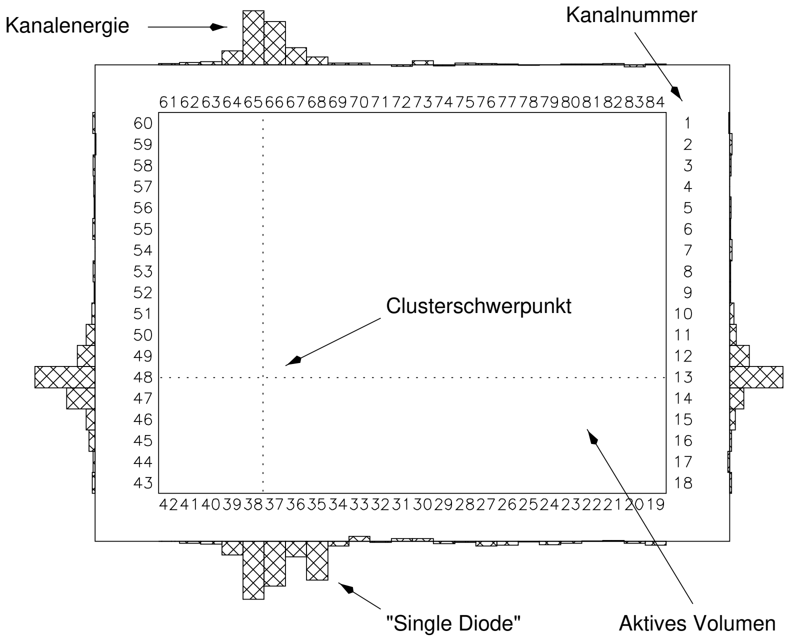

Abb. 1.9: Schematische Projektions-Darstellung der Energiedeposition eines als Elektron identifizierten Teilchens im oberen VLQ-Kalorimeter. Die rekonstruierte Clusterenergie beträgt hier 10,1 GeV.

Parameter	Wert
Länge des aktiven Materials	129,5 mm
Breite des aktiven Materials	124 mm
Höhe des aktiven Materials	94 mm
Anzahl der Absorberplatten	23
Anzahl der horizontalen Szintillatorschichten	12
Anzahl der vertikalen Szintillatorschichten	12
Anzahl der horizontalen Stäbe pro Ebene	18
Anzahl der vertikalen Stäbe pro Ebene	24
Breite der Szintillatorstäbe	5 mm (am Rand 7 mm)
Dicke der Wolfram-Absorberplatten	2,5 mm
Dicke der Szintillatorebenen	3 mm
Gesamttiefe in Strahlungslängen	15,3
Molière-Radius	1,25 mm
Anzahl der Auslesekanäle	84 ($= 2\times 18 + 2\times 24$)

Tab. 1.2: Wichtige Parameter des VLQ-Kalorimeters.

1.2 zusammengefasst. Durch diese spezielle Kreuz-Samplingstruktur kann der Autreffpunkt des Teilchens in der xy-Ebene bestimmt werden. Die Auflösung wurde in Teststrahlmessungen zu

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

bestimmt. Das nach einem Teilcheneinfall zu beiden Enden eines Szintillatorstabes ausgesendete Licht wird von den ringsum angebrachten Wellenlängenschiebern aufgenommen. Diese verschieben die Wellenlänge des Lichts in den sichtbaren grünen Bereich und leiten es auf die am Ende angebrachten Photodioden. Ein Signal wird also jeweils in x- und y-Richtung redundant mit vier Photodioden zwei gegenüberliegender Wellenlängenschieber detektiert. Die Signale eines Wellenlängenschiebers werden zu einem Auslesekanal zusammengefasst. Am DESY-Teststrahl [6] erhielt man so eine Energieauflösung des VLQ-Kalorimeters von

$$\frac{\sigma_E(E)}{E} = \frac{(19 \pm 6)\%}{\sqrt{E/\mathrm{GeV}}} \oplus (6{,}4 \pm 3)\% \oplus \frac{(0{,}234 \pm 0{,}009)\,\mathrm{GeV}}{E} \ .$$

Die Summe aller Energien in den 84 Kanälen wird als Rohenergie bezeichnet und kann nicht unmittelbar als Teilchenenergie interpretiert werden. Wie am Beispiel in Abbildung 1.9 zu sehen, ist die redundante Auslese eines Szintillatorstabes nützlich, um so genannte Single Diode Ereignisse zu erkennen. Dabei trifft ein Teilchen direkt auf eine Photodiode und löst ein Signal aus, das nicht koinzident im gegenüberliegenden Kanal detektiert wird. Dieser Energieeintrag wird dann durch einen über die Nachbarkanäle gemittelten Wert ersetzt.
Es können auch mehrere Teilchen gleichzeitig Energie in jeweils eng gebündelten Schauern, die sich über mehrere Kanäle erstrecken, im Kalorimeter deponieren. Daher benötigt man ein Verfahren auf Seiten der Rekonstruktionssoftware H1REC, das als Cluster[27]-Algorithmus bezeichnet wird. Damit werden zunächst die Single Diode Treffer erkannt und eliminiert. Der Algorithmus bestimmt dann lokale Maxima der Energiedeposition und bildet aus den umgebenden Energieeinträgen Precluster. Die vier Precluster der Abbildung 1.9 zum Beispiel können dann genau zu einem Cluster in der xy-Ebene zusammengefasst werden. Der Cluster-Algorithmus enthält auch eine Common-Mode-Subtraktion, die das Rauschen von mehr als 2,5 Zentimeter von Preclustern entfernten Kanälen bestimmt und insgesamt von der Energie abzieht.

1.4.4 VLQ-Flugzeitzähler

Bestehend aus zwei scheibenförmigen Plastikszintillatoren, die direkt vor dem Kompensationsmagneten das Strahlrohr umschließen, ist das VLQ-ToF in der Lage, mit hoher Auflösung den Zeitpunkt eines eintreffenden Teilchens zu bestimmen. Durch den festgelegten HERA-Zeittakt muss ein Teilchen nach einer ep-Kollision am Vertex in einem bestimmten Zeitfenster den Flugzeitzähler erreichen. Der proton-induzierte Untergrund, also Streuprozesse

[27] engl.: Anhäufung

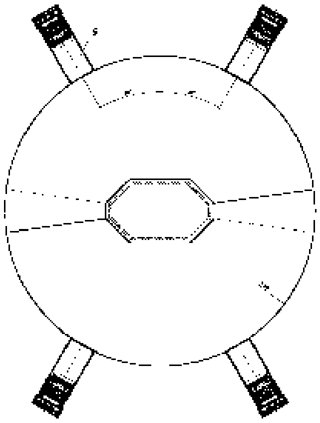

Abb. 1.10: Frontalansicht des VLQ-Flugzeitzählers. Zwei halbkreisförmige Teile bilden jeweils eine der beiden hintereinander liegenden Scheiben und können je von einem Photovervielfacher mit kurzer Anstiegszeit von ca. 1 ns schnell ausgelesen werden.

von Strahlprotonen mit Restgasatomen oder Atomen der Strahlrohrwand, ist zeitlich gleichverteilt und hält sich demnach nicht an das Zeitfenster. Es können dadurch alle Signale außerhalb dieses relevanten Zeitintervalls durch das VLQ-ToF als Untergrund aussortiert werden. Um Signale im VLQ-ToF durch Synchrotronstrahlung zu verhindern, umgibt Bleifolie die Szintillatorscheiben. Außerdem kann eine Koinzidenzmessung in beiden Scheiben den jeweils nur in einer Scheibe wirkenden Photoeffekt der Synchrotronphotonen verwerfen. Es bleibt allerdings satelliten-induzierter Untergrund auch ohne VLQ-ToF-Veto bestehen. Satelliten sind ein kleiner Teil der Protonen, die mit einem Abstand von ca. 3 m vor und hinter dem eigentlichen Protonpaket laufen. Da sich das VLQ ca. 3 m hinter dem Wechselwirkungspunkt befindet, erreicht beispielsweise Untergrund 6 m vorlaufender Satelliten vom Punkt $z = -6$ m aus zeitgleich mit den Produkten der ep-Streuung das VLQ.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen der Elektron-Proton-Streuung

In diesem Kapitel werden die grundlegenden physikalischen Vorgänge bei der Elektron-Proton-Streuung in theoretischer Hinsicht erläutert und die für diese Arbeit wichtigsten Begrifflichkeiten eingeführt und erklärt. Der Bereich kleiner Impulsüberträge bei inelastischen Streuprozessen steht dabei im Vordergrund.

2.1 Prinzip des Streuexperimentes

In dem aus dem Jahre 1911 stammenden Rutherford-Streuexperiment wurde die Streuung von Teilchen an Target-Teilchen erstmals ausgenutzt, um die Ladungsverteilung innerhalb von Atomen zu bestimmen. Indem α-Teilchen an den Atomen einer Goldfolie gestreut wurden, konnte man anhand des Streuwinkels der α-Teilchen zeigen, dass Atome einen Kern besitzen, in dem sich die positive Ladung konzentriert. In der Elementarteilchenphysik hat sich dieses Prinzip bis heute im Wesen nicht geändert. Beim H1-Experiment kann man das Elektron als streuende Sonde ansehen und das Proton als bewegtes Target, dessen Struktur es zu untersuchen gilt. Die Messung der Energie, des Impulses, des Winkels und der Anzahl der gestreuten Teilchen erlaubt eine genaue Charakterisierung des Prozesses. Wirkungsquerschnitte und andere Eigenschaften lassen sich dann mit theoretischen Modellen, die sowohl die physikalischen Wechselwirkungen als auch die Protonstruktur enthalten, vergleichen.
Da die theoretischen Aussagen, wie in fast allen Bereichen der Physik, nur für bestimmte Geltungsbereiche gefunden werden können, muss man die Streuprozesse schematisch gruppieren. Man unterscheidet zunächst zwischen elastischen und inelastischen Streuprozessen. Elastisch bedeutet dabei, dass die Summe der kinetischen Energien der beteiligten Teilchen erhalten bleibt und keine inneren Freiheitsgrade angeregt werden. Bei elastisch streuenden Elementarteilchen bleiben also die Massen und Identitäten der an der Streuung beteiligten Teilchen erhalten.

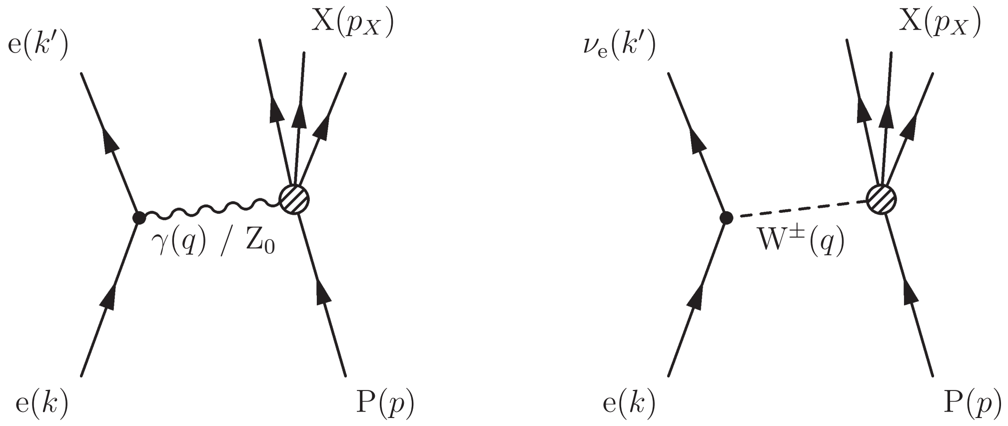

Abb. 2.1: Die *ep*-Streuung in niedrigster Ordnung (Zeitachse von unten nach oben). Links: Prozesse mit neutralen Strömen (NC). Rechts: Prozesse mit geladenen Strömen (CC).

Durch hohe Schwerpunktsenergien werden auch inelastische Stöße erzielt. Innere Freiheitsgrade des Protons werden dabei angeregt und ggf. Konstituenten ausgeschlagen. Die Konstituentenstruktur des Protons kann somit durch die inelastische Elektron-Proton-Streuung untersucht werden.

2.2 Kinematik

Die Kinematik beschreibt den Vorgang der Streuung quantitativ mit den kinematischen Variablen der einzelnen Reaktionspartner vor und nach dem Streuprozess. Allgemein geschieht die Streuung eines Leptons (hier eines Elektrons e) an einem Proton (P) über den Austausch eines Vektorbosons (γ^*,Z^0,$W^\pm$). Im Endzustand findet man das gestreute Lepton (e,ν_e) mit veränderten kinematischen Variablen und einen Rest vieler Teilchen aus der Boson-Proton-Reaktion, der zum hadronischen Endzustand (X) zusammengefasst wird. Die Feynman-Diagramme der Abbildung 2.1 verdeutlichen die *ep*-Streuung in niedrigster Ordnung.

Es wird zwischen Prozessen mit geladenen und ungeladenen Austausch-Vektorbosonen unterschieden. Findet der Streuprozess über ein Photon γ^* oder ein Z^0 statt, spricht man von Reaktionen ungeladener Ströme (NC[1]), bei einem elektrisch geladenen $W^\pm$ als Austauschteilchen von Reaktionen geladener Ströme (CC[2]). Aufgrund der Ladungs- und Leptonenzahlerhaltung muss sich bei Prozessen geladener Ströme im Endzustand statt eines Elektrons ein Neutrino ν_e befinden.

Das Vektorboson erhält unter Beachtung der Energie-Impuls-Erhaltung am Vertex auf der

[1]**n**eutral **c**urrent

[2]**c**harged **c**urrent

kin. Variable	Erläuterung
$Q^2 = -q^2 = -(k-k')^2$	neg. Quadrat des Viererimpulsübertrages zwischen ein- und auslaufendem Elektron
$s = (p+k)^2$	Quadrat der Schwerpunktsenergie
$W^2 = (p+q)^2 = {p_X}^2$	invariante Masse des hadronischen Endzustandes X
$x = \dfrac{Q^2}{2pq} = \dfrac{Q^2}{Q^2+W^2-p^2}$	Bjørken-Skalenvariable
$y = \dfrac{pq}{pk}$	relativer Energieverlust des Elektrons im Ruhesystem des Protons

Tab. 2.1: Die wichtigsten lorentzinvarianten kinematischen Variablen.

Leptonseite einen Viererimpuls q:

$$q = k - k' \ .$$

Entsprechend gilt am hadronischen Vertex für den Viererimpuls des hadronischen Endzustandes die Gleichung

$$p_X = p + q \ .$$

Man definiert eine neue lorentzinvariante Variable Q^2 als negatives Quadrat des Viererimpulsübertrages zwischen ein- und auslaufendem Elektron:

$$Q^2 := -q^2 = -m^2 \ .$$

Dabei bedeutet die zweite Gleichung, dass Q^2 aufgrund der an den Vertizes der Feynman-Graphen geltenden Erhaltungssätze als negatives Quadrat der *invarianten Masse m* des

ausgetauschten (virtuellen) Bosons interpretiert werden kann[3].
Obwohl man zur vollständigen Beschreibung der Kinematik bei fester Schwerpunktsenergie nur zwei unabhängige Variablen benötigt, werden im Allgemeinen zusätzlich zu Q^2 vier weitere lorentzinvariante Größen eingeführt. Die Tabelle 2.1 führt ihre Definitionen mit Erläuterungen auf.
Dabei sind die Bestimmungen der Variablen x und y nicht sofort einsichtig. Im Ruhesystem des Protons gilt für y:

$$y = \frac{E - E'}{E} ,$$

mit der Elektronenergie E vor und E' nach der Streuung. Daher ist in diesem System y als relativer Energieverlust des Elektrons veranschaulicht. Die Einführung der Bjørken-Skalenvariable x erscheint erst im Quarkmodell anschaulich.
Bei Schwerpunktsenergien von über 300 GeV kann man gut die Massen von Elektron und Proton vernachlässigen und es gilt der Zusammenhang zwischen den kinematischen Variablen:

$$Q^2 = sxy .$$

Damit ergeben sich weitere nützliche Formulierungen der kinematischen Variablen wie z.B.:

$$x = \frac{Q^2}{Q^2 + W^2} \;\Leftrightarrow\; W^2 = Q^2\left(\frac{1}{x} - 1\right)$$

oder

$$s \equiv (k+p)^2 \approx 4E_0E_P .$$

2.3 Wirkungsquerschnitt und Strukturfunktionen

Der Wirkungsquerschnitt der inelastischen ep-Streuung mit neutralen Strömen enthält im Allgemeinen Beiträge durch den reinen Photonaustausch, den Austausch des Z^0-Bosons sowie Beiträge der Interferenz zwischen Photon und Z^0. Allerdings ist der Beitrag des reinen Z^0-Austausches und des Interferenztermes durch die hohe Z^0-Masse[4] bei kleinen Impulsüberträgen stark unterdrückt. Erst bei hohen Q^2 in der Größenordnung von mehr als 1000 GeV^2 werden die Propagatorterme $\frac{1}{(Q^2+M_{Z^0}^2)^2}$ (reiner Z^0-Austausch) und $\frac{Q^2}{Q^2+M_{Z^0}^2}$ (Interferenz) so groß, dass der Einfluss des Z^0-Bosons nicht mehr vernachlässigbar ist. In dem

[3] in dieser Arbeit wird in Anlehnung an [2] statt des SI-Einheitensystems in Einheiten der Lichtgeschwindigkeit c und des Wirkungsquantums $\hbar$ gerechnet, d.h. c=1 und $\hbar$=1

[4] M_{Z^0} = 91,2 GeV

in dieser Arbeit untersuchten Phasenraumbereich von $Q^2 < 1$ GeV^2 findet also in guter Näherung nur Streuung über ein Photon γ^* statt.

Zur Beschreibung des Wirkungsquerschnittes der inelastischen *ep*-Streuung nimmt man zunächst an, dass man den leptonischen und den hadronischen Vertex in den Feynman-Graphen unabhängig voneinander behandeln kann.
Der leptonische Anteil kann exakt aus der QED[5] bestimmt werden. Der Anteil des hadronischen Vertex, in Abb. 2.1 als "Blase" angedeutet, enthält die Information über die Struktur des Protons und hängt allgemein ab von p und q. Unter Beachtung verschiedener Erhaltungssätze wie z.B. Ladungserhaltung und Zeitumkehrinvarianz lässt sich die unbekannte Struktur in größtmöglicher Allgemeinheit durch so genannte Strukturfunktionen parametrisieren. Dann stellt sich der Wirkungsquerschnitt der inelastischen *ep*-Streuung bei Prozessen mit neutralen Strömen wie folgt dar:

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

Die Strukturfunktionen $F_1(x,Q^2)$ und $F_2(x,Q^2)$ enthalten also die Informationen über die innere Struktur des Protons. Experimentell konnte in den siebziger Jahren die theoretische Vorhersage des *Skalenverhaltens* bestätigt werden. Es bedeutet, dass die Strukturfunktionen im Grenzübergang $Q^2 \to \infty$ und $p \cdot q \to \infty$ bei festem x unabhängig von Q^2 sind. Außerdem gilt experimentell in Näherung zwischen $F_1(x,Q^2)$ und $F_2(x,Q^2)$ die Callan-Gross-Beziehung:

$$2xF_1(x,Q^2) = F_2(x,Q^2) ,$$

wodurch die so genannte longitudinale Strukturfunktion $F_L(x,Q^2)$ verschwindet:

$$F_L(x,Q^2) \equiv F_2(x,Q^2) - 2xF_1(x,Q^2) \approx 0 .$$

Damit nimmt der Wirkungsquerschnitt bezüglich y die Form

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

an, wobei

$$R = \frac{F_L}{2xF_1}$$

mit $F_L(x,Q^2) \approx 0$ auch annähernd null ist.
Das Skalenverhalten und die Callan-Gross-Beziehung führten zur Entwicklung des Quark-Parton-Modells (QPM). Das Skalenverhalten folgt dann, wenn das Proton aus punktförmigen Konstituenten zusammengesetzt ist, und die Callan-Gross-Beziehung fordert Partonen mit Spin 1/2.

[5]**Q**uanten-**E**lektro-**D**ynamik

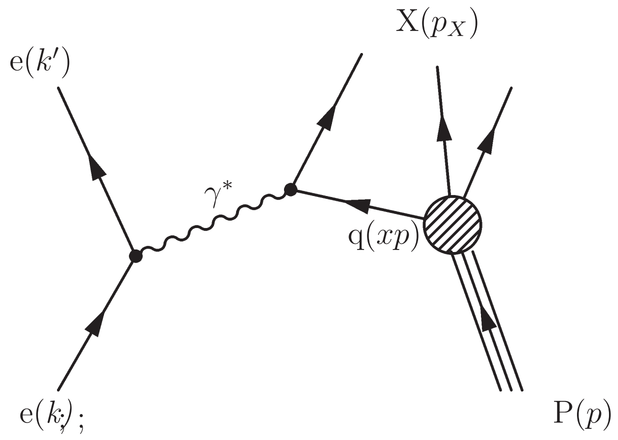

Abb. 2.2: Die *ep*-Streuung im Quarkbild (niedrigste Ordnung). Das Quark mit einen Impuls xp streut am virtuellen Photon.

2.4 Elektron-Proton-Streuung im Quark-Parton-Modell

Im Quarkmodell bestehen alle Hadronen, d.h. stark wechselwirkenden Teilchen, aus Quarks und Antiquarks. Quarks sind punktförmige Spin-1/2-Teilchen, die in der Natur als Quark-Antiquark- bzw. 3-Quark-Zustände (Mesonen bzw. Baryonen) vorkommen. Dabei unterscheiden sich sechs Quarksorten in der so genannten *flavor*-Quantenzahl: up (u), down (d), charm (c), strange (s), top (t), bottom (b). u-, c- und t-Quark tragen in diesem Modell die Ladung $+2/3\ e$, d-, s- und b-Quark dagegen $-1/3\ e$. Das Proton wird als Baryon verstanden, das aus zwei u-Quarks und einem d-Quark besteht.
Aufgrund des hohen Protonimpulses bei HERA kann man das Laborsystem als so genannten *infinite momentum frame* ansehen und daher das Proton bei der inelastischen *ep*-Streuung als einen Strahl kollinearer freier Quarks betrachten (wie die drei Linien der Konstituentenquarks in Abb. 2.2 andeuten). Die *ep*-Wechselwirkung ist also in erster Näherung eine Elektron-Quark-Streuung wie Abbildung 2.2 zeigt. Das Quark streut am virtuellen Photon und analog zur Lepton-Lepton-Streuung ergibt sich mit den modifizierten Mandelstam-Variablen $\hat{s}$, $\hat{t}$ und $\hat{u}$ ein Wirkungsquerschnitt von [2, 10]:

$$\frac{d^2\hat{\sigma}^{eq}}{d\hat{t}} = \frac{2\pi\alpha^2 e_f^2}{\hat{t}^2}\left(\frac{\hat{s}^2+\hat{u}^2}{\hat{s}^2}\right)$$

mit

$$\begin{aligned}
\hat{s} &= (xp+k) = 2xpk = xs \\
\hat{t} &= -Q^2 = -xys \\
\hat{u} &= -\hat{s}-\hat{t} = -x(1-y)s \quad (\text{es gilt}\ \ \hat{s}+\hat{t}+\hat{u} = \sum_i M_i \approx 0)\ .
\end{aligned}$$

Mit der kinematischen Variablen y (s. Tab. 2.1) lässt sich der Wirkungsquerschnitt dann umschreiben zu:

$$\frac{d^2\hat{\sigma}^{eq}}{dQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2 e_f^2}{Q^4}(1 + (1-y)^2) \ .$$

Jedem Quark wird nun ein Bruchteil x des Protonimpulses zugeordnet und eine Verteilungsfunktion $q_f(x)$ bzw. $\bar{q}_f(x)$ der Impulse für ein Quark bzw. Antiquark der Sorte f im Proton angenommen. Dann folgt für den doppelt differenziellen Wirkungsquerschnitt der Elektron-Proton-Streuung

$$\frac{d^2\sigma^{ep}}{dQ^2 dx} = \frac{2\pi\alpha^2}{Q^4}(1 + (1-y)^2) \sum_f e_f^2 (q_f(x) + \bar{q}_f(x)) \ .$$

Nach der Summierung über alle Übergangswahrscheinlichkeiten in bestimmte Endzustände liefert der Koeffizientenvergleich mit dem Wirkungsquerschnitt in Strukturfunktion-Darstellung (vgl. Kap. 2.3) eine Interpretation von F_2.

$$F_2(x, Q^2) = x \sum_f e_f^2 (q_f(x) + \bar{q}_f(x))$$

zeigt im Quark-Parton-Modell die Strukturfunktion als Summe über alle Quarkflavors mit den jeweiligen ladungsgewichteten Parton-Verteilungen im Proton.

2.5 Interpretation als $\gamma^* p$-Streuung

Man kann die inelastische ep-Streuung auch als Absorption eines virtuellen Photons durch das Proton interpretieren. Bei der Darstellung des Wirkungsquerschnittes als Produkt aus Photonenfluss und Absorptionsquerschnitt muss beachtet werden, dass das vom Elektron emittierte Photon transversal oder longitudinal polarisiert sein kann:

$$\frac{d^2\sigma}{dy dQ^2} = \Gamma_t \sigma_t(Q^2, W^2) + \Gamma_l \sigma_l(Q^2, W^2)$$

Ein Vergleich mit den Strukturfunktionen (s. Abschnitt 2.3) gibt die Beziehungen:

$$\begin{aligned} 2xF_1(Q^2, x) &= \frac{Q^2}{4\pi^2\alpha}\sigma_t(Q^2, W^2) \\ F_2(Q^2, x) &= \frac{Q^2}{4\pi^2\alpha}(\sigma_t(Q^2, W^2) + \sigma_l(Q^2, W^2)) \ . \end{aligned}$$

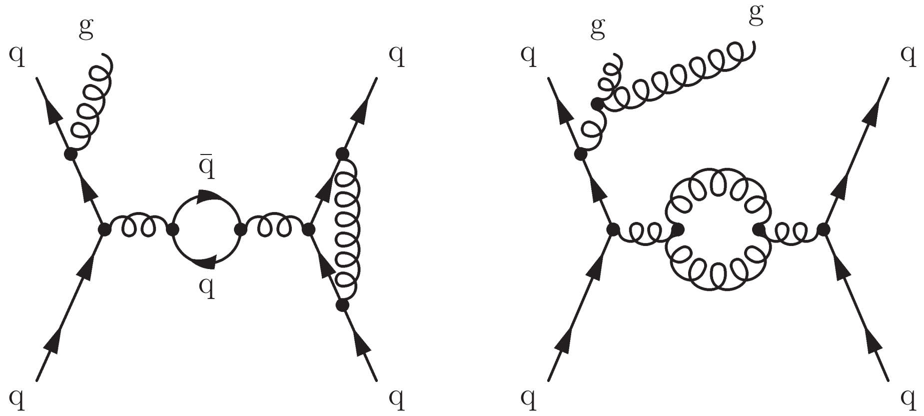

Abb. 2.3: Verschiedene QCD-Korrekturen zusammengefasst in Feynmangraphen der qq-Streuung höherer Ordnung. Links: Vertexkorrekturen und Vakumpolarisation wie in der QED. Rechts: Aufgrund der Gluon-Gluon-Kopplung in der QCD zusätzlich auftretende Gluonabstahlungen und Gluonschleifen.

Dabei stehen die Photonflüsse Γ_t, Γ_l bzw. die Absorptionsquerschnitte σ_t, σ_l über $\varepsilon(y)$ in Verbindung:

$$\begin{aligned}\Gamma_l &= \varepsilon(y)\Gamma_t \\ \Gamma_t &= \frac{\alpha}{2\pi Q^2 y}(1+(1-y)^2) \\ \varepsilon &= \frac{2(1-y)}{1+(1-y)^2} \ .\end{aligned}$$

Die allgemeine Abhängigkeit der Querschnitte σ_t und σ_l (und somit auch F_1 und F_2) von Q^2 zeigt schon hier, dass das Skalenverhalten des QPM gebrochen wird. Eine genauere Behandlung des Streuprozesses mit Hilfe der QCD (s. Kapitel 2.6) beinhaltet einen wohldefinierten Bruch des Skalenverhaltens und der Callan-Gross-Beziehung.

2.6 QCD-Korrekturen

Analog zur QED gibt es auch zur Beschreibung des starken Wechselwirkungsfeldes eine Eichtheorie, die QCD[6]. Ein Quark trägt dabei eine der Farbladungen (*color*) rot, grün oder blau. Diese Farben sind Elemente der QCD zu Grunde liegenden, nichtabelschen Symmetriegruppe SU(3). Da allerdings nie ein Teilchen mit Farbe entdeckt wurde, ist es ein besonderes Merkmal der QCD, dass sie nur farbneutrale Quarksysteme als beobachtbar zulässt. Man nennt diesen Effekt Farbeinschluss (*color confinement*). Die Wechselwirkung der Quarks untereinander geschieht analog zur QED über den Austausch von Eichbosonen, den Gluonen.

[6]**Q**uanten-**C**hromo-**D**ynamik

Gluonen tragen allerdings im Gegensatz zu den elektrisch neutralen Photonen selbst eine Farbladung, die eine starke Wechselwirkung der Gluonen untereinander bedingt. Dies führt zusätzlich zu den schon aus der QED bekannten Korrekturen (Vakuumpolarisation, Vertexkorrekturen) zu Gluonschleifen und weiteren Gluonabstrahlungen (s. Abb. 2.3). Die QED führt in *leading log* Näherung auf eine Abhängigkeit der Kopplungskonstanten α von q^2, die man als *laufende Kopplung* bezeichnet:

$$\alpha(q^2) = \frac{\alpha({q_0}^2)}{1 - (\frac{\alpha({q_0}^2)}{3\pi})\ln(\frac{q^2}{{q_0}^2})} \ ,$$

Die elektromagnetische Kopplung α steigt mit der Energieskala an. Durch die Wechselwirkung der Gluonen untereinander ergibt sich für die starke Kopplung ein völlig anderes Verhalten (s. Abb. 2.4):

$$\alpha_s(|q^2|) = \frac{\alpha_s({\mu_R}^2)}{1 + (\frac{\alpha_s({\mu_R}^2)(33-2n_f)}{12\pi})\ln(\frac{|q^2|}{{\mu_R}^2})} \ .$$

μ_R ist hier eine frei wählbare Renormierungsskala. Man kann sie frei wählen, da infolge des Farbeinschlusses die renormierte Ladung einer direkten Messung nicht zugänglich ist. Im Gegensatz dazu muss in der QED die renormierte Ladung die messbare Elektronladung e ergeben. n_f bedeutet hier die Anzahl der mitgezählten Quarksorten (flavors), deren Massen zunächst als vernachlässigbar klein gegenüber den beiden Energieskalen $\sqrt{|q^2|}$ und μ_R angesehen werden.
Führt man den experimentell bestimmten Abschneideparameter $\Lambda \approx 200$ MeV [21] ein, so vereinfacht sich die Darstellung der Kopplung zu

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33-2n_f)\ln(\frac{Q^2}{\Lambda^2})} \ .$$

Zum einen zeigt diese Beziehung, dass sich Messungen von α_s bei $|q^2| = {\mu_R}^2$ auf beliebige Werte von $|q^2|$ umrechnen lassen, und zum anderen eine sehr wichtige physikalische Eigenschaft der Quarks im Allgemeinen. Für große Werte von $|q^2|$ wird α_s nämlich klein mit $(\ln(Q^2))^{-1}$. Aufgrund der Unschärferelation bedeuten hohe Impulsüberträge kleine Abstände, und bei entsprechend hoher Ortsauflösung ist die Quark-Quark-Kopplung innerhalb eines Nukleons[7] vernachlässigbar klein. Man bezeichnet die Quarks bei hinreichend großem Q^2 als *asymptotisch frei*, und man kann die *ep*-Streuung bei hohem Q^2 störungstheoretisch behandeln. Man kann auch sagen, dass die Zeitskala der *ep*-Reaktion sehr viel kürzer ist als die der *qq*-Wechselwirkungen innerhalb des Protons und damit unabhängig von diesen behandelt werden kann. Diese so genannte Faktorisierung bei ausreichendem Q^2 ist

[7]Nukleonradien liegen in der Größenordnung von 1 fm

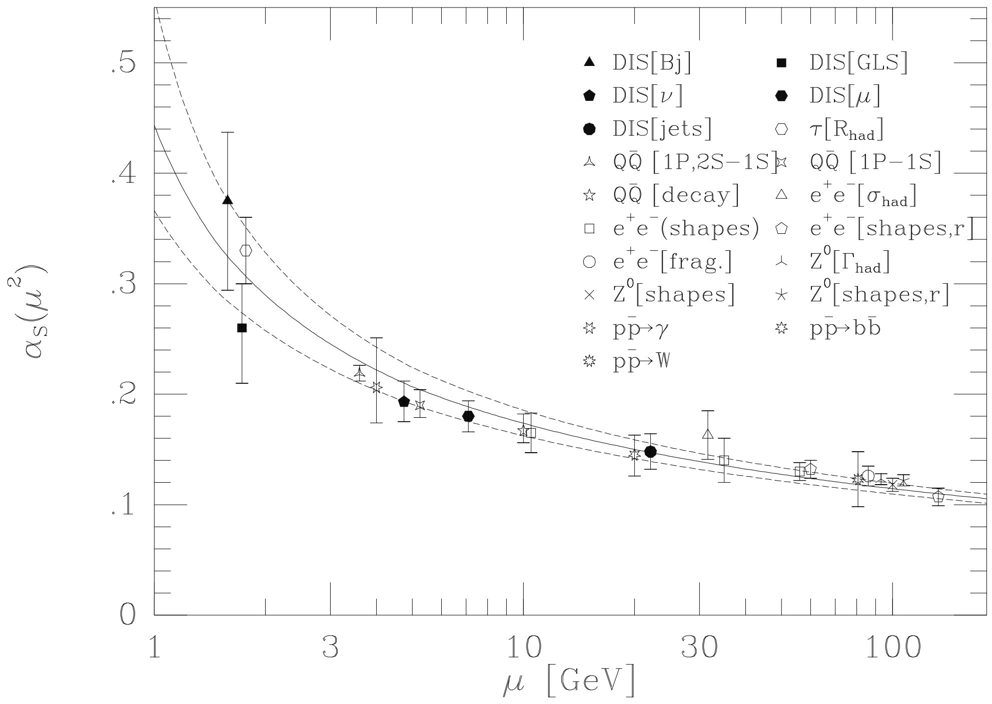

Abb. 2.4: Die laufende Kopplung in der QCD. In der starken Kopplung bei kleinen Skalen spiegelt sich der Farbeinschluss wider. Die asymptotische Freiheit bei hohen Energien ist auch zu erkennen.

die Grundlage für alle perturbativen Berechnungen. In diesem Sinne geht das QPM für hohe Q^2 als Näherung aus der QCD hervor. Bei größeren Abständen bzw. kleineren Energien allerdings steigt das starke Wechselwirkungspotential an. Dies lässt sich über den Farbeinschluss erklären, denn bei maximalen Abständen um 1 fm wird die Bildung eines Quark-Antiquark-Paares energetisch günstig, sodass ein nachweisbares Farbsinglett als Hadron entsteht. Ist Q^2 so klein, dass diese niedrigen Energieskalen nicht mehr vernachlässigbar sind, kann man wegen der starken Kopplung α_s nicht mehr störungstheoretisch entwickeln.
Für den Wirkungsquerschnitt muss nun die Abstrahlung von Gluonen durch das am harten Streuprozess teilnehmende Quark berücksichtigt werden: $e+q \rightarrow e+q+g$. Die Abbildung 2.5 zeigt die möglichen Gluonabstrahlungen. Der harte Streuprozess findet jetzt an einem Quark mit Impuls ξp statt. Man nennt diesen Subprozess auch virtueller QCD-Compton-Effekt:

$$\gamma^* + q \rightarrow q + g \ .$$

Da sich im Gegensatz zur FSR[8] (s. Abb. 2.5) die Kinematik bei der ISR[9] direkt ändert, ist diese hier einfach zu diskutieren. Strahlt das einlaufende Quark mit Impulsbruchteil $\xi > x$

[8]**F**inal **S**tate **R**adiation
[9]**I**ntial **S**tate **R**adiation

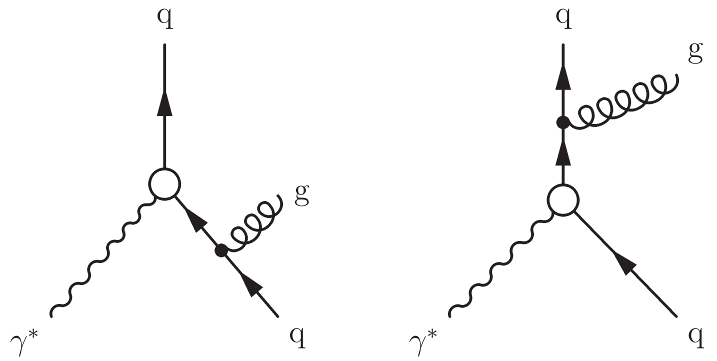

Abb. 2.5: Die virtuelle QCD-Compton-Streuung ($\gamma^* q$-Streuung) mit Korrekturen erster Ordnung. Links: Gluonabstrahlung vor dem Vertex (ISR). Rechts: Gluonabstrahlung nach dem Vertex (FSR).

also vorher ein Gluon ab, so bleibt dem wechselwirkenden Quark nur noch ein Impulsbruchteil $x_p \xi$ vom einlaufenden Quark, denn es gilt $\xi = x/x_p$ mit $x \leq \xi \leq 1$. Man beachte, dass die Bjørken-Skalenvariable x streng genommen also nur im elastischen Streuprozess als Impulsbruchteil des Quarks angesehen werden kann.
Zur genauen quantitativen Behandlung der QCD-Korrekturen muss hier auf die Literatur verwiesen werden [2]. Dabei wird der Wirkungsquerschnitt wegen der Virtualität des Photons in einen longitudinalen und einen transversalen Anteil (s. Kap. 2.5) geteilt:

$$\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} = \Gamma_t \int\limits_{\hat{t}} \int\limits_{x}^{1} q_f(\xi) \frac{d\sigma_t}{d\hat{t}} d\hat{t} d\xi \ + \ \Gamma_l \int\limits_{\hat{t}} \int\limits_{x}^{1} q_f(\xi) \frac{d\sigma_l}{d\hat{t}} d\hat{t} d\xi \ .$$

$q_f(\xi)$ sind die Quarkdichten und $d\sigma_{l,t}/d\hat{t}$ die differentiellen Wirkungsquerschnitte des virtuellen QCD-Compton-Effekts. Der longitudinale Anteil enthält keine Divergenzen und kann in der *leading log* Näherung gegen

$$\sigma_t = 2\pi Q_f^2 \alpha \alpha_s \frac{x_p}{|q^2|} P^{qq} \ln\left(\frac{|q^2|}{\mu^2}\right)$$

mit

$$P^{qq}(x_P) = \frac{4}{3} \frac{1 + x_P^2}{1 - x_P} \quad \text{(Splittingfunktion mit Farbfaktor 4/3)}$$

vernachlässigt werden. Für F_2 folgt dann für jede Quarksorte ein Beitrag ΔF_2:

$$\begin{aligned} F_2^{QCD} &= F_2 + \sum_q \Delta F_2 \\ \Delta F_2 &= \frac{\alpha_s}{2\pi} Q_f^2 \ln \frac{|q^2|}{\mu^2} \int\limits_x^1 x_P P^{qq}(x_P) q_f(\xi) d\xi \end{aligned}$$

Es lassen sich über die freie[10] Normierungsskala μ die Partondichten q_f bei allen Impulsüberträgen störungstheoretisch berechnen, da es sich um einen harten Streuprozess ($\alpha_s \ll 1$) handelt. Damit sind dann auch F_2 und α_s über die q_f bis zu einer bestimmten Ordnung bestimmt.
Zusätzlich zu den behandelten Korrekturen tritt auch die so genannte Photon-Gluon-Fusion ($\gamma^* g \to q\bar{q}$) auf. Eine Entwicklung der Quarkdichten zu höheren Q^2 mit all diesen Korrekturen wurde durch die DGLAP[11]-Gleichungen erreicht. Über die im Integral auftretenden Quarkdichtefunktionen q_f macht die QCD keine Aussagen, denn sie können als prinzipiell unbeobachtbar angesehen werden und müssen parametrisiert werden. Auch die im Anschluss an die $\gamma^* q$-Streuung eintretende Hadronisierung des gestreuten Quarks ist nur zu einem Teil störungtheoretisch behandelbar.
Durch die Q^2-Evolution von F_2 ist die Skaleninvarianz wohldefiniert gebrochen, was experimentell sehr gut bestätigt werden konnte (s. Abb. 2.6). Auch die Callan-Gross-Relation ist bei dieser Betrachtung nicht mehr erfüllt, da infolge der Gluonabstrahlung die longitudinale Komponente des Wirkungsquerschnittes nicht mehr vernachlässigbar ist.

2.7 Kleine Impulsüberträge

Die perturbative QCD, mit der man bei hinreichend kleiner Kopplungstärke α_s Aussagen über Wirkungsquerschnitte und Strukturfunktionen machen kann, gilt nur für Impulsüberträge Q^2 oberhalb von ca. 4 GeV^2. Hier spricht man von der tiefinelastischen ep-Streuung (DIS). Bei Impulsüberträgen unterhalb von 4 GeV^2 liegt ein Übergangsbereich mit zu großer starker Kopplung, die vollkommen neue theoretische Ansätze erfordert. Dieser Übergangsbereich mündet im Grenzfall $Q^2 \approx 0$, der Photoproduktion. Die in den Phasenraumbereichen kleiner Impulsüberträge relevanten theoretischen Ansätze werden nachfolgend genauer erörtert.

2.7.1 Photoproduktion

In den Überlegungen von Kapitel 2.5 ist der Übergang zur Photoproduktion im Limes $Q^2 \approx 0$ enthalten. Für verschwindenden Impulsübertrag ist das Photon bei einer Reaktion mit einem Nukleon unter Produktion von Hadronen quasi reell und transversal polarisiert:

$$\gamma + N \to X \ .$$

Damit verschwindet der longitudinale Anteil am Wirkungsquerschnitt und es gilt:

$$W^2 = Q^2 \left(\frac{1}{x} - 1 \right) = sy - Q^2 \ \Leftrightarrow \ \lim_{Q^2 \to 0} W^2 = sy \ .$$

[10]streng genommen nur frei, wenn α_s in allen Ordnungen eingeht
[11]**D**okshitzer-**G**ribov-**L**ipatov-**A**ltarelli-**P**arisi

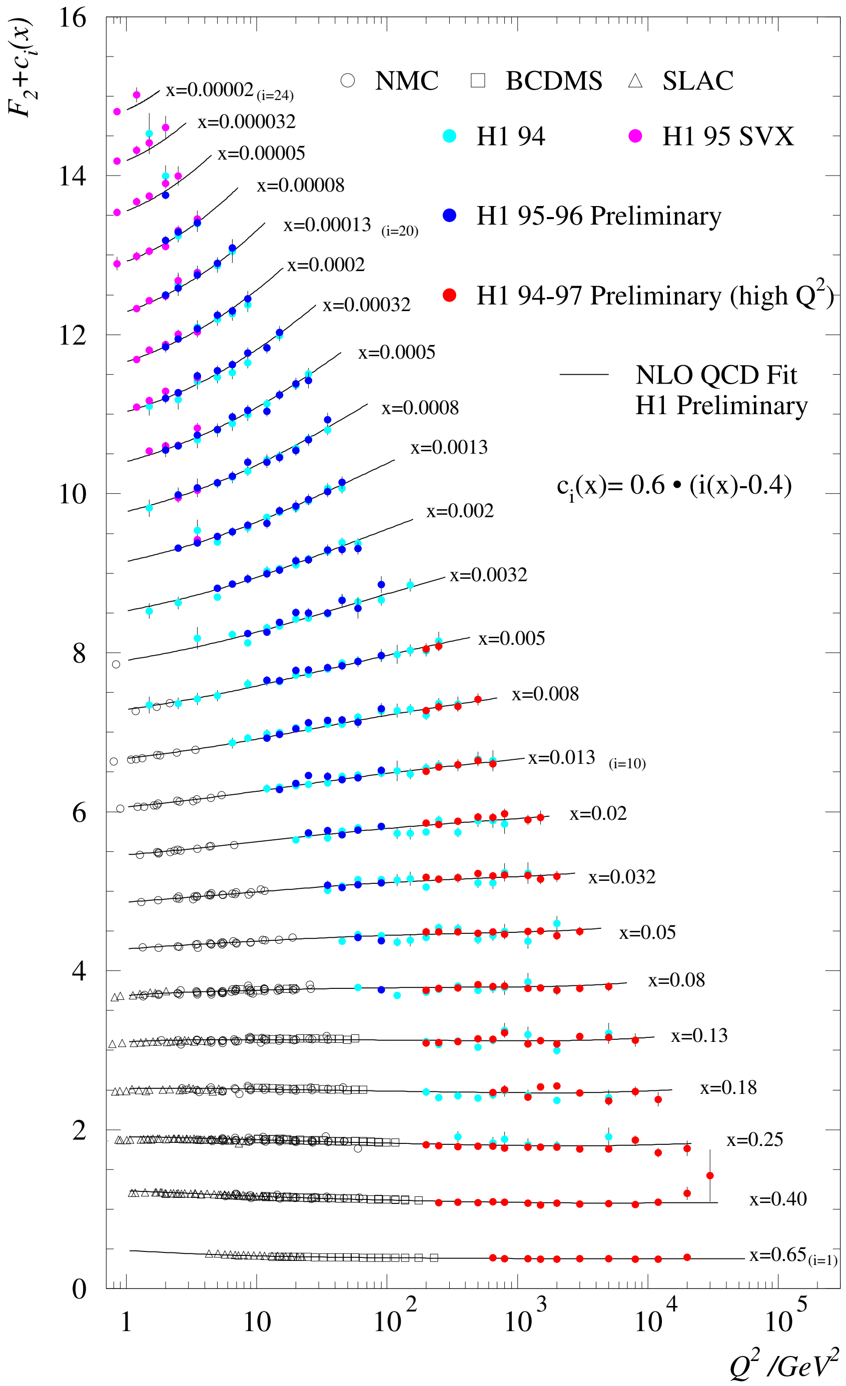

Abb. 2.6: Resultate für die Strukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ von H1 und anderen Experimenten über einen großen Phasenraumbereich.

Die Integration über Q^2 in

$$\frac{d^2\sigma}{dydQ^2} = \Gamma_t \sigma_t(Q^2, W^2) = \frac{\alpha}{2\pi Q^2 y}(1 + (1-y)^2) \cdot \sigma_t(Q^2, W^2)$$

lässt sich dann ausführen, und der Wirkungsquerschnitt der Photoproduktion ergibt sich zu:

$$\frac{d\sigma}{dy} = f_{\gamma e,\mu} \cdot \lim_{Q^2 \to 0} \left[\sigma_t(Q^2, W^2)\right]$$

mit dem Flussfaktor

$$f_{\gamma e,\mu} = \frac{\alpha}{\pi y}\left(1 - y + \frac{y^2}{2}\right) \ln \frac{Q^2_{max}}{Q^2_{min}} \ ,$$

der über Q^2_{max} und Q^2_{min} durch den erlaubten Streuwinkelbereich für das Elektron zwischen θ_{min} und θ_{max} begrenzt ist. $dN_\gamma = f_{\gamma e,\mu} dy$ gibt die Anzahl der in das Intervall dy gestreuten Photonen an.

2.7.2 Übergangsbereich und Beschreibungsmodelle

Zur Beschreibung des Übergangsbereichs ($0,001$ GeV$^2 < Q^2 < 4$ GeV^2) von der Photoproduktion zur DIS sind Modelle, die auf der Regge-Theorie beruhen, vorrangig geeignet. In der Regge-Theorie betrachtet man die hadronische Dynamik in 2-Teilchen-Streuungen $A + B \to A + B$. Trägt man alle bekannten Teilchen in einem Chew-Frautschi-Diagramm (Spin J gegen M^2) auf, so scheinen sie mit guter Näherung auf Geraden $\alpha(t)$ zu liegen, die man Regge-Trajektorien nennt [16]. Die 2-Teilchen-Streuung wird nun im t-Kanal als Austausch mehrerer Teilchen einer Regge-Trajektorie verstanden. Man kann diesen Ansatz auch als Partialwellenzerlegung der Streuamplitude in ganzzahlige Spinwerte des ausgetauschten Teilchens mit der invarianten Masse t verstehen. Man spricht bei Betrachtung mehrerer Drehimpulsterme von einem Reggeon-Austausch, der einem Viel-Teilchen-Austausch entspricht. Für die Streuamplitude ergibt sich:

$$T_t(s,t) \sim s^{\alpha(t)} \quad \text{bzw.} \quad T_t(s,t) \sim s^{\alpha_0 + \alpha' t}$$

mit $\alpha_0 = \alpha(t = 0)$ als Interzept auf der Ordinate, s als Quadrat der Schwerpunktsenergie und einer Steigung $\alpha' \approx 1$ GeV^{-2} für die meisten Trajektorien. In diesem Bild müsste nun mit wachsendem s die Streuamplitude abnehmen, denn der Interzept ist bei fast allen bekannten Trajektorien kleiner als eins. Da das experimentell nicht zutrifft, wurde eine so genannte Pomeron-Trajektorie mit $\alpha_{\mathbb{P}}(t = 0) > 1$ eingeführt. Die nachfolgend aufgeführten Modelle gehen von dieser Pomeron-Trajektorie aus, wobei man sich von der Vorstellung eines

Austausches messbarer Teilchen lösen muss.

Das Vektormeson-Dominanz-Modell (VMD) liefert einen Anschluss der Photoproduktion an die Hadron-Streuung. Es liegt hierbei wieder zunächst die Photon-Nukleon-Streuung zugrunde. Wegen der Ähnlichkeit mit Hadron-Hadron-Wechselwirkungen wird dem Photon ebenfalls ein hadronischer Teil der Wellenfunktion zugesprochen. Man stellt sich vor, dass das Photon auf einer relativ zum Streuprozess langen Zeitskala in ein $q\bar{q}$-Paar mit den gleichen Quantenzahlen $J^{PC} = 1^{--}$ wie das Photon fluktuiert. Diese Zustände werden im VMD näherungsweise durch Vektormesonen beschrieben. Wegen der hohen Zerfallsbreite tragen hier nur die leichten Vektormesonen ρ^0, ω, ϕ sowie J/Ψ[12] bei. Man nennt diese hadronische Wechselwirkung *resolved photon-hadron interaction*, die mit dem Regge-Formalismus parametrisiert wird.

Donnachie und Landshoff (DL)

A. Donnachie und P.V. Landshoff [4] haben ein Modell entwickelt, das den totalen Wirkungsquerschnitt allgemeiner Hadron-Hadron-Reaktionen mit Hilfe von nur zwei Regge-Trajektorien parametrisiert:

$$\sigma_{tot} = Xs^{\varepsilon_1} + Ys^{\varepsilon_2} \ ,$$

wobei $\alpha_{\mathbb{P}}(0) - 1 = \varepsilon_1 = 0,08$ und $\alpha_{\mathbb{R}}(0) - 1 = \varepsilon_2 = -0,45$ bestimmt wurde. Der erste Summand stellt also den Anteil einer weichen Pomeron-Trajektorie dar. Mit der Fortsetzung in den Bereich der Photoproduktion bleibt dieses Modell gültig. Eine spätere Verbesserung des Modells [5] führte zu einem weiteren Term, der einen harten Pomeron-Austausch beschreibt:

$$\sigma_{tot} = Xs^{\varepsilon_1} + Ys^{\varepsilon_2} + Zs^{\varepsilon_3} \ ,$$

mit $\varepsilon_3 = 0,44$. Die Autoren machten nun für diese Form des Wirkungsquerschnittes den einfachsten Ansatz zur Parametrisierung der Strukturfunktion, der einerseits mit der Forderung von $F_2 \to 0$ für $Q^2 \to 0$ und andererseits mit $F_2 \approx const.$ für $Q^2 \to \infty$ (Skalenverhalten) in Einklang zu bringen ist:

$$F_2(x, Q^2) = A\left(\frac{Q^2}{Q^2 + a}\right)^{1+\varepsilon_1} x^{-\varepsilon_1} + B\left(\frac{Q^2}{Q^2 + b}\right)^{1+\varepsilon_2} x^{-\varepsilon_2} + C\left(\frac{Q^2}{Q^2 + c}\right)^{1+\varepsilon_3} x^{-\varepsilon_3}$$

mit den Koeffizienten, die sich aus Anpassungen an Daten ergeben:

[12] der Υ-Beitrag kann vernachlässigt werden

A=0,0358	a=5.41
B=0,274	b=0,504
C=0,149	c=0,0196 .

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

Im CKMT-Modell [1] wird der oben beschriebene erste Ansatz von Donnachie und Landshoff erweitert und uminterpretiert. Die Autoren verwerfen die Interpretation des sehr kleinen Wertes von ε als weiches Pomeron mit dem Ziel, die Strukturfunktion im gesamten x- und Q^2-Bereich durch einen Fit zu beschreiben. Der kleine Wert stellt hier einen *effektiven* Interzept eines eigentlich härteren *nackten* Pomerons dar. Dieser effektive Interzept wird als Q^2-abhängig angenommen und in der Form

$$\varepsilon(Q^2) = \varepsilon_0 \left(1 + \frac{2Q^2}{Q^2 + d}\right)$$

dargestellt mit ε_0 und d als freien Parametern. Die Parametrisierung der Strukturfunktion im CKMT-Modell geht dann über in:

$$F_2(x, Q^2) = Ax^{-\varepsilon(Q^2)}(1-x)^{n(Q^2)+4}\left(\frac{2Q^2}{Q^2+a}\right)^{1+\varepsilon(Q^2)} + Bx^{1-\alpha_{\mathbb{R}}}(1-x)^{n(Q^2)}\left(\frac{2Q^2}{Q^2+b}\right)^{\alpha_{\mathbb{R}}}$$

mit

$$n(Q^2) = \frac{3}{2}\left(1 + \frac{Q^2}{Q^2+c}\right) .$$

Abramowicz, Levin, Levy und Maor (ALLM)

In diesem Modell [11] geht zusätzlich zum Regge-Ansatz auch die QCD-Erwartung ein, dass der Wirkungsquerschnitt mit $\ln(Q^2)$ skaliert. Die Anzahl der Parameter ist dafür deutlich höher als bei den anderen Modellen. Es wird von einer Proton-Strukturfunktion der Form

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

ausgegangen, wobei m_0 die effektive Protonmasse ist. Ähnlich den anderen Modellen hat F_2 also einen Anteil eines Pomerons und eines Reggeons. Die jeweiligen Anteile werden parametrisiert mit:

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

Die schwach veränderliche Funktion t ist definiert als

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

und enthält die QCD-Korrektur. Hierbei ist Λ der QCD-Abschneideparameter (vgl. Kap. 2.6) und Q_0^2 ein weiterer Parameter. Die Variablen $x_{\mathbb{P}}$ und $x_{\mathbb{R}}$ werden als effektive Bjørken-Skalenvariable verstanden, in die die effektiven Reggeon- und Pomeron-Massen $m_{\mathbb{P}}$ und $m_{\mathbb{R}}$ eingehen:

$$\frac{1}{x_{\mathbb{P}}} = 1 + \frac{W^2 - M^2}{Q^2 + m_{\mathbb{P}}^2} \quad , \quad \frac{1}{x_{\mathbb{R}}} = 1 + \frac{W^2 - M^2}{Q^2 + m_{\mathbb{R}}^2}$$

mit M als Protonmasse.

2.8 Rekonstruktion der kinematischen Variablen im Phasenraumbereich des VLQ-Spektrometers

Um die oben vorgestellten Beschreibungsmodelle zu testen, müssen nun experimentelle Untersuchungen für den gesamten Phasenraumbereich durchgeführt werden. Vor dem Einbau des VLQ-Spektrometers in das H1-Experiment konnte man die Strukturfunktion des Protons über den Wirkungsquerschnitt der virtuellen Photon-Proton-Streuung (s. Abb. 2.8, 2.9) nur für Q^2-Werte oberhalb von 0,35 GeV^2 bestimmen. Kleinere Werte sind mit einem entsprechend hohen Streuwinkel θ_{el} des Elektrons verbunden (die z-Koordinate bei H1 liegt in Richtung des Protonstrahls, vgl. Abb. 1.2). In diesem Winkelbereich sind dem H1-Detektor das Elektron oder auch andere Reaktionspartner entwichen.
Das VLQ-Spektrometer wurde zur Abdeckung dieses Phasenraumbereichs eingebaut (s. Abb. 2.7) und erlaubt nun Messungen von Impulsüberträgen zwischen $Q^2 \approx 0,03$ GeV^2 und $Q^2 \approx 0,4$ GeV^2. Dabei bestimmt man mit dem VLQ-Spektrometer nur den Winkel und die Energie eines eintreffenden Teilchens. Die Umrechnung auf die zur theoretischen Beschreibung der inelastischen ep-Streuung sinnvollen kinematischen Variablen (s. Tab. 2.1) kann unterschiedlich erfolgen. Bei fester Schwerpunktsenergie und bei vernachlässigter Elektron- und Protonmasse genügt mit $Q^2 = sxy$ (s. Kap. 2.2) die Bestimmung von nur zwei Variablen zur vollständigen Beschreibung der Kinematik des Streuprozesses. Im Folgenden werden zwei Methoden zur Messung dieser Variablen näher erläutert.

2.8.1 Elektron-Methode

Das VLQ-Spektrometer misst die Energie E'_{el} und den Polarwinkel θ_{el} des gestreuten Elektrons. Wenn man die Energie des einlaufenden Elektrons mit E_0 bezeichnet, lassen sich die

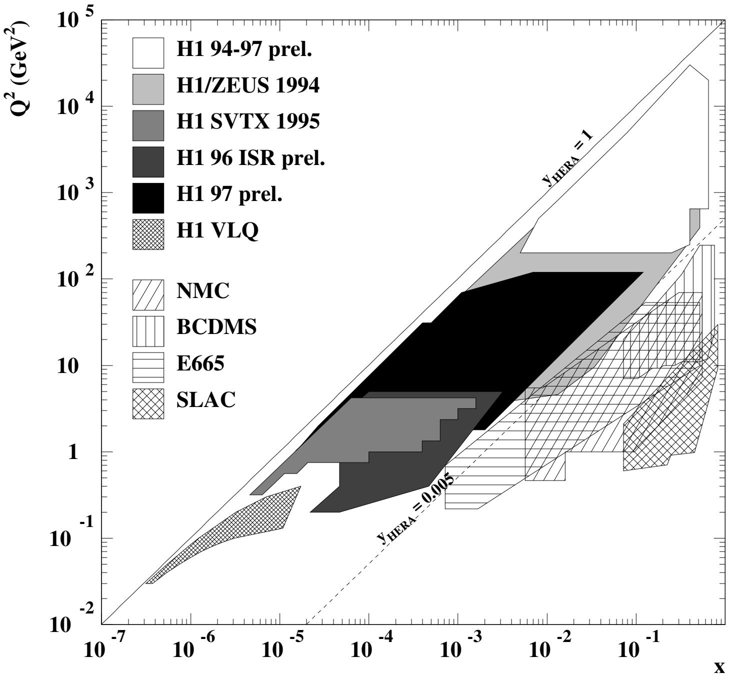

Abb. 2.7: Verschiedene Experimente mit ihrer Phasenraumakzeptanz im Vergleich. Das VLQ-Spektrometer erschließt gut sichtbar einen neuen Bereich des Phasenraums.

kinematischen Variablen so mit den messbaren Größen ausdrücken:

$$\begin{aligned} Q^2 &= 2E_0 E'_{el}(1+\cos\theta_{el}) \\ y &= 1 - \frac{E'_{el}}{2E_0}(1-\cos\theta_{el}) \\ x &= \frac{Q^2}{ys} \ . \end{aligned}$$

Man ist also auf die Detektion und Identifikation des Elektrons angewiesen. Daher kann diese Methode prinzipiell nicht zur Betrachtung von Prozessen mit geladenen Strömen genutzt werden. Die Genauigkeit der Rekonstruktion variiert dabei über den Phasenraum [17]:

$$\begin{aligned} \frac{\delta Q^2}{Q^2} &= \frac{\delta E'_{el}}{E'_{el}} \oplus \tan\frac{\theta_{el}}{2} \cdot \delta\theta_{el} \\ \frac{\delta y}{y} &= \frac{y-1}{y} \cdot \frac{\delta E'_{el}}{E'_{el}} \oplus \frac{1-y}{y}\cot\frac{\theta_{el}}{2} \cdot \delta\theta_{el} \\ \frac{\delta x}{x} &= \frac{1}{y} \cdot \frac{\delta E'_{el}}{E'_{el}} \oplus \left(\tan\frac{\theta_{el}}{2} + \frac{1-y}{y}\cot\frac{\theta_{el}}{2}\right) \cdot \delta\theta_{el} \ . \end{aligned}$$

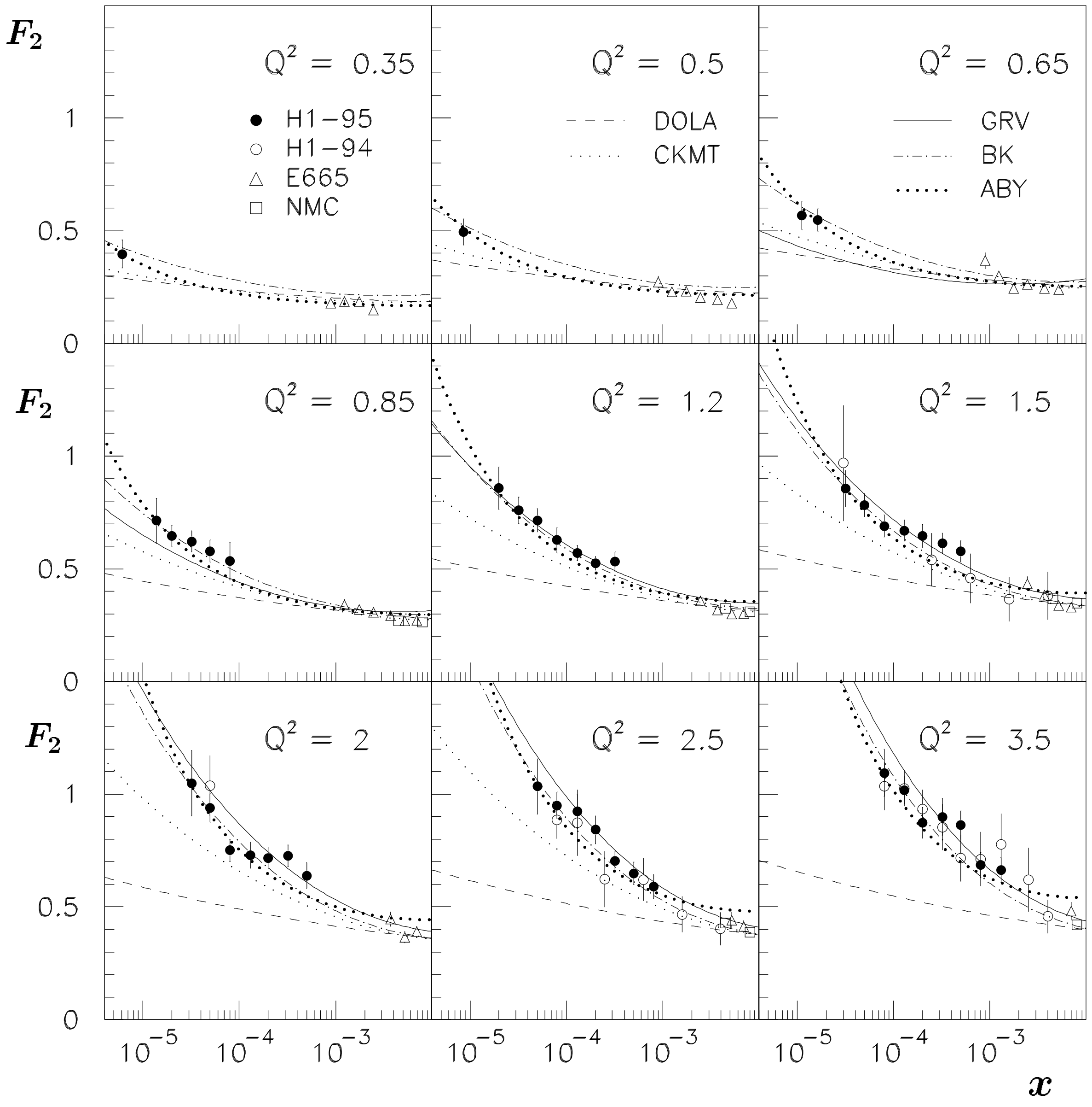

Abb. 2.8: Aus [13]. Messung der Strukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ bei kleinen Impulsüberträgen. Hier sind $F_2(x, Q^2)$-Werte aus Daten von 1994 und 1995 des H1-Experimentes, sowie der Experimente E665 und NMC in bestimmten Q^2-Bins über x abgetragen. Zum Vergleich sind die Vorhersagen der Beschreibungsmodelle der Autoren Donnachie und Landshoff (DOLA), Capella et al. (CKMT), Badelek und Kwiecinski (BK), Glück et al. (GRV) und Adel et al. (ABY) eingetragen.

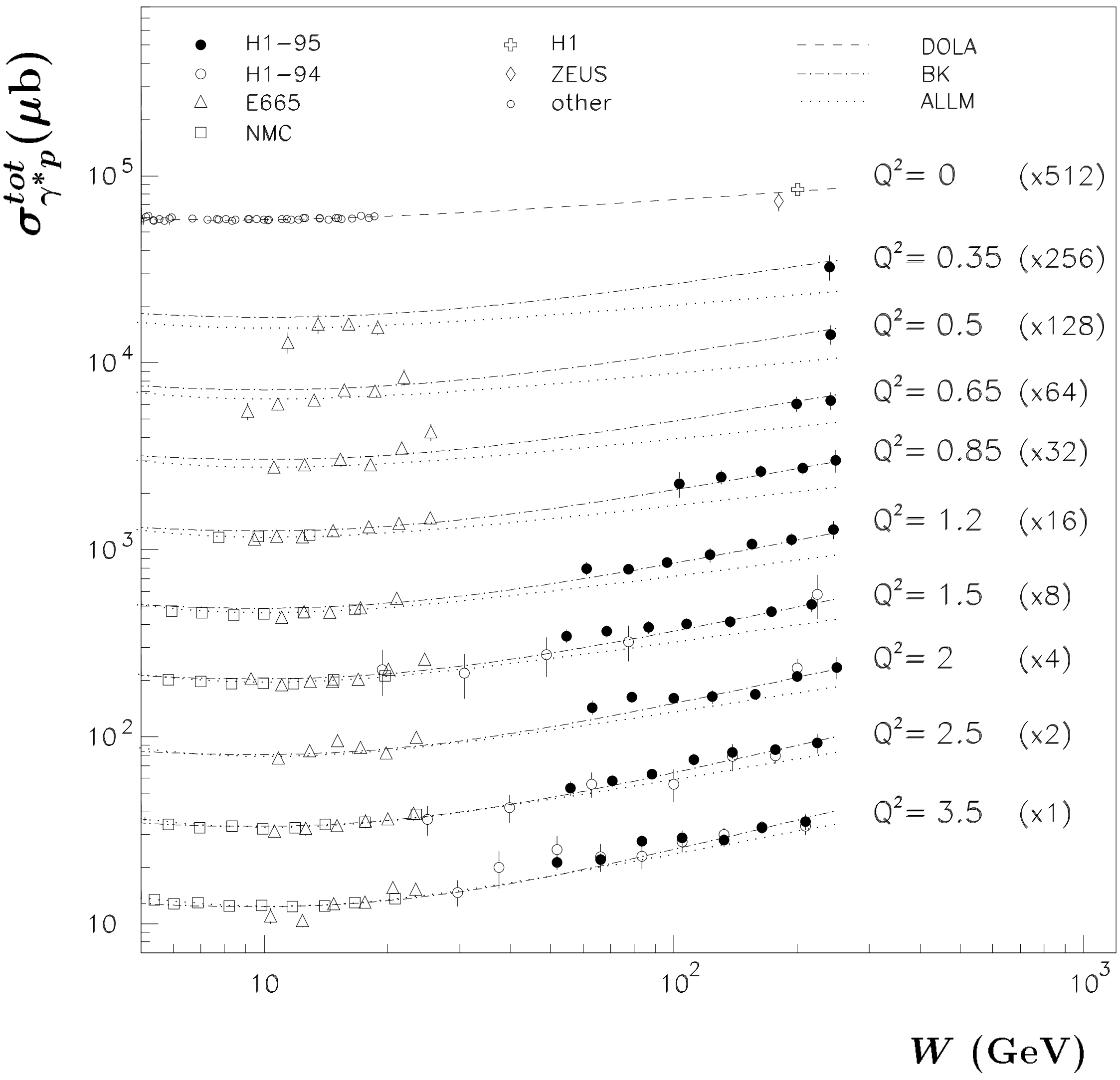

Abb. 2.9: Aus [13]. Messung des totalen Wirkungsquerschnittes $\sigma^{tot}_{\gamma^* p}$. Die Daten entsprechen denen der Abbildung 2.8 (Q^2 in GeV^2). Zum Vergleich sind die Vorhersagen der Beschreibungsmodelle der Autoren Donnachie und Landshoff (DOLA), Abramowicz et al. (ALLM) und Badelek und Kwiecinski (BK) dargestellt.

Mit $\oplus$ werden die Fehler quadratisch addiert. Es fällt besonders die Sensitivität der Genauigkeit für den Wert von y auf. Bei sehr kleinen y-Werten wird der Fehler der x- und y-Bestimmung mit der Elektron-Methode groß.

2.8.2 Jacquet-Blondel-Methode

Hierbei betrachtet man nicht das Elektron, sondern den hadronischen Endzustand. Ursprünglich von F. Jacquet und A. Blondel entwickelt zur Rekonstruktion kinematischer Variablen bei Prozessen mit geladenen Strömen, lässt sie sich auch zur Messung des inklusiven Wirkungsquerschnittes im Phasenraumbereich des VLQ-Spektrometers verwenden. Dabei wird über alle Teilchen des hadronischen Endzustandes im H1-Detektor summiert. Dann ergibt sich für die kinematischen Variablen:

$$\begin{aligned} Q^2 &= \frac{\left(\sum_{had} p_x^{had}\right)^2 + \left(\sum_{had} p_y^{had}\right)^2}{1-y} \\ y &= \frac{\sum_{had}\left(E^{had} - p_z^{had}\right)^2}{2E_0} \\ x &= \frac{Q^2}{ys} \; . \end{aligned}$$

Aufgrund der Vielzahl der zu bestimmenden Teilchen des hadronischen Endzustandes, über welche summiert wird, ist die Jacquet-Blondel-Methode in der Auflösung schlechter als die Elektron-Methode. Erst bei sehr kleinen Werten von y wird die Auflösung in y mit der Jacquet-Blondel-Methode besser als mit der Elektron-Methode.

Kapitel 3

Ereignisgeneration und Simulation des VLQ-Spektrometers

Dieses Kapitel stellt die in dieser Arbeit benutzten Ereignisgeneratoren und die Simulation des H1-Detektors vor. Die Simulation des VLQ-Spektrometers stellt dabei eine Grundlage dieser Analyse dar.

3.1 Methode der Ereignisgeneration und -simulation

Bei der experimentellen Analyse in der Elementarteilchenphysik reicht eine genaue theoretische Beschreibung der physikalischen Vorgänge zum Vergleich mit den gemessenen Daten noch nicht aus. Die Messung einer Observablen ist immer beschränkt durch Akzeptanzlücken, niedrige Auflösungen und Nachweisineffizienzen der Detektoren. Diese Einflüsse lassen sich nicht verhindern, können jedoch korrigiert werden, indem man das gesamte Experiment möglichst genau simuliert.
Die theoretischen Vorhersagen für die erwarteten physikalischen Prozesse werden dafür in generierte Ereignisse auf Software-Basis umgesetzt. Man verwendet Monte-Carlo-Generatoren wie z.B. das Programmpaket PHOJET, die, gemäß des theoretischen Wissens über Wirkungsquerschnitte und andere Eigenschaften der Streuung, Ereignisse in entsprechender statistischer Vielzahl produzieren und die Produkte der simulierten Streureaktion in Form von Viererimpulsvektoren zur Verfügung stellen. Die nachfolgenden Unterkapitel erklären die Funktionsweise des in dieser Analyse verwendeten Generators PHOJET genauer.
Die generierten Prozesse gehen dann mit den Viererimpulsen aller auslaufenden Teilchen in die Simulationssoftware als Eingabe ein. Die Software H1SIM inklusive der VLQ-Simulation ermittelt die Antwort des H1-Detektors auf ein einfallendes Teilchen an einer aktiven Detektorstelle mit einem bestimmten Viererimpuls. Dabei muss dem Programm der genaue Aufbau jeder einzelnen Komponente bekannt sein. Hier werden möglichst alle Effekte simuliert, die die Messung beeinträchtigen wie z.B. vorzeitige Absorption durch totes Material

und endliche Detektorauflösungen. Es ist leicht einzusehen, dass der Rechenaufwand für die schrittweise Verfolgung und Berechnung aller Teilchenspuren mit allen Wechselwirkungen durch das Detektormaterial enorm hoch ist.
Nachdem die simulierte Detektorantwort zur Verfügung steht, durchläuft sie die gleiche Rekonstruktion H1REC wie die gemessenen Daten. Die simulierten und gemessenen Daten liegen also anschließend in gleicher Form vor und können miteinander verglichen werden. Für jeden simulierten Prozess liegt dabei die Information über die Generierung, also das theoretische Verständnis, vor. Somit lässt sich der Einfluss der Detektoreigenschaften auf die zu messenden Variablen genau verstehen. Außerdem ist eine Untersuchung der Daten unter gleichen Selektionsschnitten auf simulierte und gemessene Daten möglich.

3.2 Ereignisgeneration

Der Großteil des Wirkungsquerschnittes beim HERA-Collider ist durch die Photoproduktion gegeben, bei der das Elektron unter sehr kleinen Winkeln gestreut wird und ein quasi-reelles Photon mit dem Proton wechselwirkt. Der Ereignisgenerator PHOJET [8] baut zunächst auf die in Kapitel 2.5 beschriebene γ^*p-Streuung auf. Aber zur Beschreibung aller beitragenden Prozesse generiert PHOJET auch entsprechende Anteile hadronischer Wechselwirkungen.
Diese hadronischen Wechselwirkungen lassen sich grob einteilen in weiche und harte Prozesse. Weiche hadronische Prozesse, also bei kleinem Impulsübertrag, werden durch die Regge-Theorie beschrieben, wobei PHOJET die CKMT-Parametrisierung (s. Kap. 2.7.2) benutzt. Harte Prozesse werden mit dem QCD-korrigierten Quark-Parton-Modell (s. Kap. 2.6) störungstheoretisch behandelt. Die sich dem eigentlichen Streuprozess anschließende Hadronisierung beschreibt das Generatorprogramm JETSET [23].
Im Übergangsbereich zu sehr kleinen Impulsüberträgen gibt es häufig so genannte diffraktive Prozesse. Die Abbildungen 3.1 zeigen die wichtigsten Beiträge zu den diffraktiven Prozessen. Bei H1 zeichnen sich diffraktive Ereignisse durch eine Rapiditätslücke aus. Die Rapidität ist ein dimensionsloses Maß für den Longitudinalimpuls eines Teilchens. Wird die γ^*p-Streuung als Streuung an einem Quark oder Gluon des Protons verstanden, so fließt ein Farbstrom. Dieser Farbfluss muss mit wachsendem Abstand der Reaktionpartner zwangsläufig wegen des color confinements zur Erzeugung neuer Teilchen führen. Eine kontinuierliche Verteilung der Rapidität im Zwischenraum kennzeichnet diese Prozesse. Relativ häufig findet man aber eine Signatur mit einer Rapiditätslücke, also ohne Teilchen mit Longitudinalimpuls zwischen den Reaktionspartnern. Dies lässt sich nur mit einem effektiv farblosen Austauschteilchen erklären. Mit der Regge-Theorie kann man dann wieder einen Pomeron- bzw. Reggeon-Austausch annehmen, der in den Abbildungen 3.1 auch angedeutet ist.
Die γ^*p-Streuung wird von PHOJET in diffraktive und nicht-diffraktive Subprozesse unterteilt. In den acht verschiedenen Klassen der Tabelle 3.1 werden die Ereignisse erzeugt. Es finden sich dort die fünf diffraktiven Hauptprozesse der Abbildung 3.1 wieder. Bei nicht-diffraktiven Ereignissen unterscheidet man direkte und aufgelöste Ereignisse. Direkt bedeutet

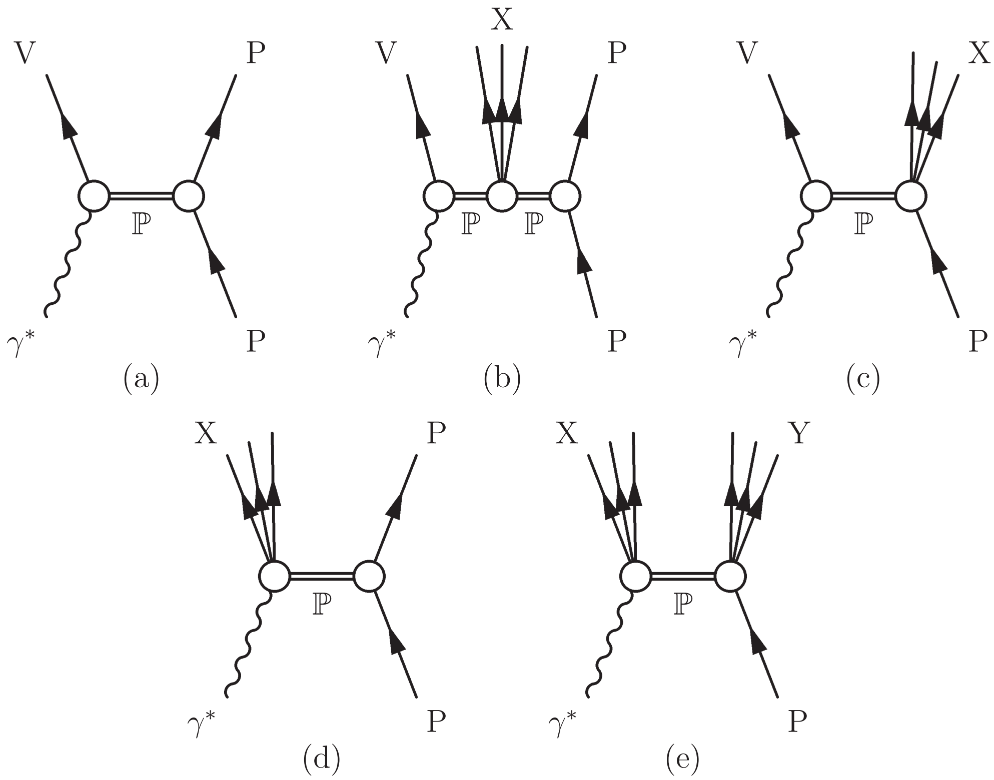

Abb. 3.1: Die fünf diffraktiven Hauptprozesse in der $\gamma^* p$-Streuung [12, 9]: (a) quasi-elastische Vektormeson-Produktion (EL), (b) zentrale Diffraktion (CD), (c) einfach-diffraktive Dissoziation des Protons (PD), (d) einfach-diffraktive Dissoziation des Photons (GD) und (e) doppelt-diffraktive Dissoziation (DD). V kennzeichnet ein Vektormeson $\rho, \omega, \phi, J/\Psi \ldots$, X bzw. Y sind hadronische Endzustände.

Nr.	Subprozess	Bezeichnung	Abb. 3.1
1	nicht-diffraktive inelastische Streuung	ND, 1	
2	rein elastische Streuung	PE	
3	quasi-elastische Vektormeson-Produktion	EL	(a)
4	zentrale Diffraktion (Zwei-Pomeron-Streuung)	CD	(b)
5	einfach-diffraktive Dissoziation des Protons	PD	(c)
6	einfach-diffraktive Dissoziation des Photons	GD	(d)
7	doppelt-diffraktive Dissoziation	DD	(e)
8	direkte Photon-Proton-Streuung	ND, 2	

Tab. 3.1: Die acht Klassen der Subprozesse in PHOJET. In den Klassen 3 bis 7 finden sich die diffraktiven Ereignisse wieder.

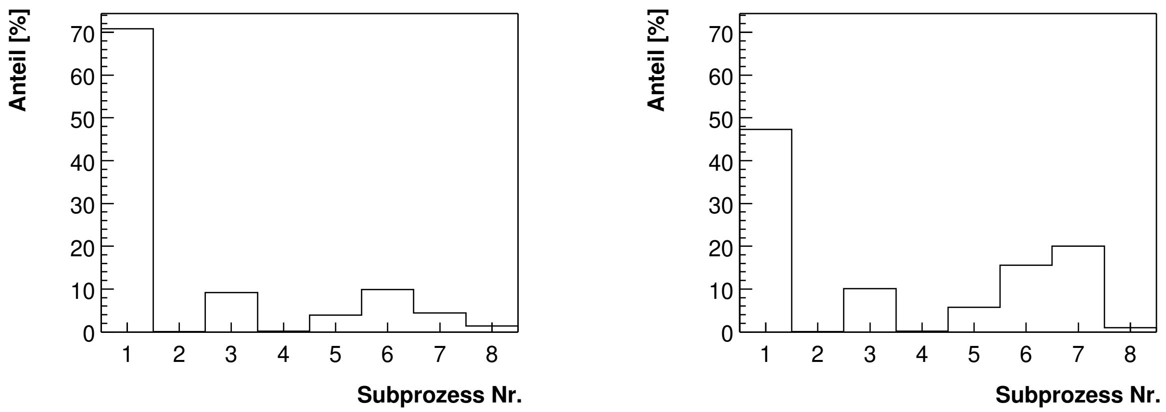

Abb. 3.2: Die Subprozesse in PHOJET mit ihren relativen Häufigkeiten. Vor (links) und nach (rechts) der Umgewichtung nach [12] und [19].

hier, dass das Photon direkt mit dem Quark elektromagnetisch wechselwirkt. Aufgelöst heißt hier, dass im Sinne des VMD-Modells nur ein Teil des $q\bar{q}$-Paares, in das das Photon fluktuiert, rein hadronisch am Parton bzw. Gluon streut. Dabei entsteht als Signatur im rückwärtigen Bereich des H1-Detektors eine erhöhte hadronische Aktivität durch den Photonrest (photon remnant), der durch das nicht wechselwirkende Quark der $q\bar{q}$-Fluktuation entsteht.
Für diese Arbeit wurden analog zu [18] mit dem PHOJET-Generator insgesamt 6.500.000 Ereignisse im Phasenraumbereich $0,001\ \mathrm{GeV}^2 < Q^2 < 1,0\ \mathrm{GeV}^2$ und $y > 0,001$ produziert. Der Wirkungsquerschnitt ist stark von sehr kleinen y-Werten dominiert, sodass Ereignisse mit $y < 0,05$ mit einem Gewichtungsfaktor 0,1 unterdrückt wurden. Dadurch steigt die effektive Zahl der Ereignisse auf 13.314.430. Über das CKMT-Modell lässt sich der totale Wirkungsquerschnitt im betrachteten Phasenraumbereich zu 10,858 μb bestimmen. Das entspricht dann einer integrierten Luminosität der generierten Daten von

$$\mathcal{L}_{int} = \frac{N}{\sigma_{tot}} = 1,226\ \mathrm{pb}^{-1}\ .$$

Abbildung 3.2 zeigt die Verteilung der relativen Häufigkeiten der Subprozesse in PHOJET. Es fällt in den relativen Häufigkeitsverteilungen auf, dass rein elastische Prozesse (Klasse 2) nicht generiert wurden. Man kann nämlich bei der Datenselektion später einen rekonstruierten Vertex fordern. Dazu gehört immer ein minimaler Streuwinkel des hadronischen Endzustandes. Bei elastischen Streuungen, die ja das Proton intakt lassen, ist der Streuwinkel viel zu klein und liegt im Bereich des vorderseitigen Strahlrohrs.
Im Rahmen der VLQ-Analyse von M. Wessels [18] stellten sich Schwierigkeiten bei der Verwendung der herkömmlichen PHOJET-Subprozess-Verteilung (Abb. 3.2, links) heraus. Diskrepanzen in der Beschreibung des hadronischen Endzustandes konnten durch eine in [12]

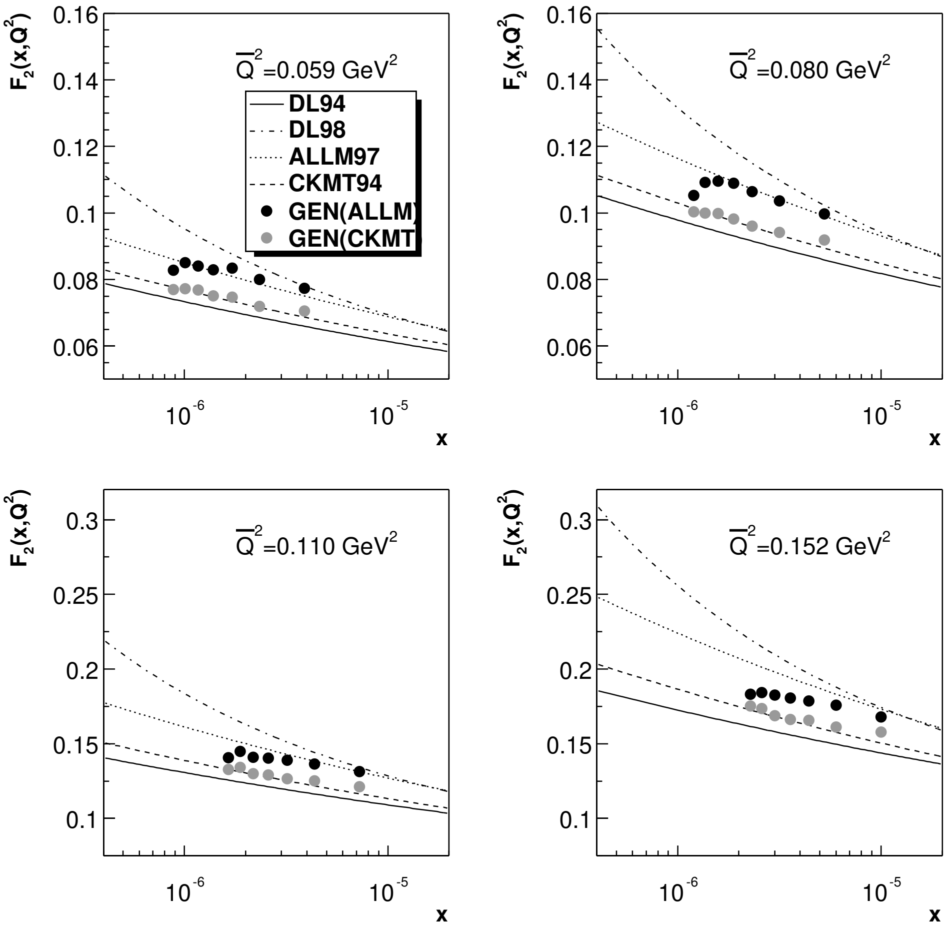

Abb. 3.3: Die Strukturfunktion in den generierten Daten. Die Punkte markieren die F_2-Werte in den generierten Daten in den 4×7 $\Delta Q^2 \Delta y$-Bins entsprechend Abbildung 5.4. Die grauen Punkte entsprechen den generierten Daten mit herkömmlicher Subprozess-Verteilung, die schwarzen Punkte denen nach der Umgewichtung. Statistische Fehler liegen innerhalb der Datenpunkte.

und [19] vorgeschlagene Umgewichtung deutlich verbessert werden:

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

Der diffraktive Anteil wird dabei merklich angehoben, wie man in Abbildung 3.2, rechts sehen kann.

In der Abbildung 3.3 sind die Strukturfunktionen der generierten Daten in bestimmten $\Delta Q^2 \Delta y$-Bins i um die Mittelwerte $\bar{Q}^2$ und $\bar{y}$ in erster Näherung unter Vernachlässigung der longitudinalen Strukturfunktion F_L zusammen mit den Parametrisierungsmodellen abgetragen. Nach Kapitel 2.3 folgt für die Strukturfunktion $F_{2,i}(\bar{x}, \bar{Q}^2)$ im Bin i:

$$F_{2,i}(\bar{x}, \bar{Q}^2) = \frac{(\bar{Q}^2)^2\,\bar{y}}{2\pi\alpha^2} \left(1 + (1 - \bar{y})^2\right)^{-1} \cdot \frac{N_i}{\mathcal{L}_{int}} \cdot \frac{1}{\Delta y \Delta Q^2} \ .$$

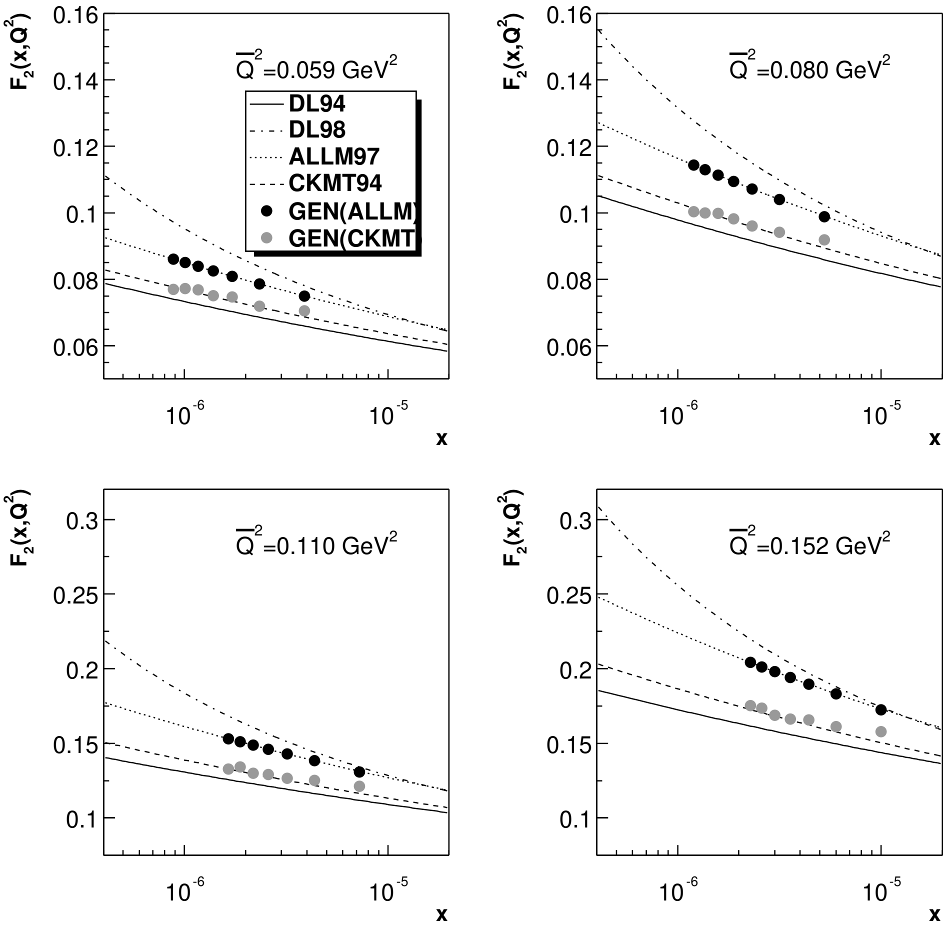

Abb. 3.4: Die auf das ALLM-Modell korrigierte Strukturfunktion in den generierten Daten. Die schwarzen Punkte aus Abb. 3.3 sind für jedes Bin mit einem Faktor genau auf die ALLM-Vorhersage korrigiert.

Die Einteilung des Phasenraums in $\Delta Q^2 \Delta y$-Bins ist hier in Anlehnung an [7] so gewählt, dass man unter der Beschränkung der Auflösung und der späteren Selektionsschnitte eine maximale Anzahl an F_2-Punkten erhält. Abbildung 5.4 veranschaulicht das verwendete Phasenraum-Binning.
Da die F_2-Werte auch nach der Umgewichtung noch nicht genau auf der mit dem ALLM-Modell vorhergesagten Kurve liegen, bekommt jedes Bin einen Faktor, der die generierten Daten exakt die ALLM-Kurve beschreiben lässt, sodass sich Abbildung 3.4 ergibt.

3.3 Ereignissimulation

Nach der Generation des im vorigen Kapitel vorgestellten Datensatzes folgt die Simulation der Antwort des H1-Detektors auf die generierten Ereignisse. Da also das Experiment insgesamt simuliert wird, gehen hier auch alle bekannten äußeren Parameter der gemessenen

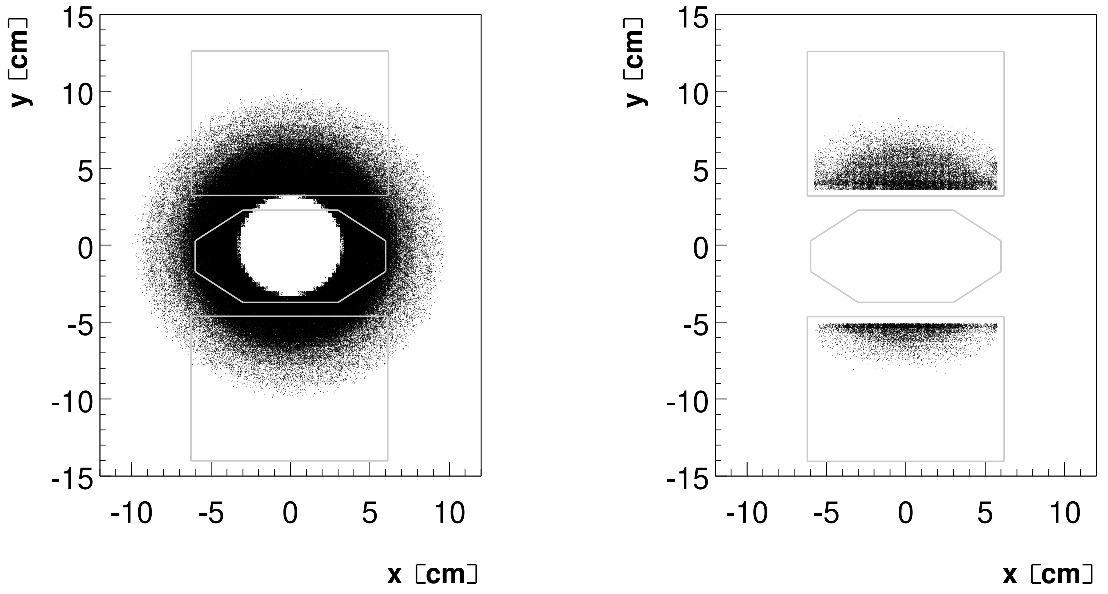

Abb. 3.5: Ereignisverteilung in der xy-Raumebene der generierten (links) und simulierten (rechts) Daten am VLQ-Spektrometer. Nach [15] sind die rechteckigen Module des VLQ-Spektrometers samt Strahlrohr (achteckig) relativ zum Strahl nach unten verschoben, sodass das obere Modul näher am Strahl liegt und mehr Ereignisse detektiert.

Daten dieser Analyse ein.
Wie schon in Kapitel 1.3.4 angedeutet, wurden zur Untersuchung der ep-Streuung mit sehr geringen Impulsüberträgen Minimum Bias Runs durchgeführt. Bei diesen Runs ist das H1-Triggersystem so eingestellt worden, dass man eine unabhängige Messung des inklusiven Wirkungsquerschnittes basierend auf Subtriggern des VLQ-Spektrometers durchführen konnte. Normalerweise werden die für die meisten anderen Untersuchungen uninteressanten, aber extrem häufigen Ereignisse mit kleinem Q^2 schon auf Triggerstufe L1 stark unterdrückt. Die speziellen Triggereinstellungen für diese Analyse sind in Kapitel 4.1 genauer erläutert und gehen dementsprechend in die Simulation ein. Zusätzlich zu den veränderten Triggereinstellungen ist der nominelle Wechselwirkungspunkt des in dieser Arbeit untersuchten Datensatzes um ca. 70 cm in Richtung der positiven z-Achse des H1-Koordinatensystems verschoben (Shifted Vertex Runs).

Von besonderer Bedeutung bei der Simulation ist die räumliche Anordnung der Module des VLQ-Spektrometers bezüglich des H1-Detektors. Nach Untersuchungen des Alignments

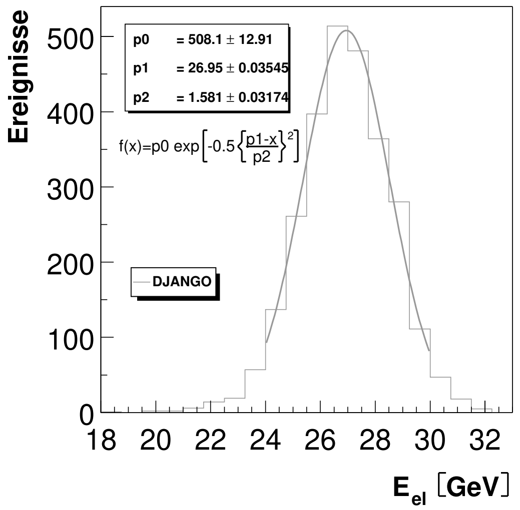

Abb. 3.6: Simulierte Energieverteilung der Elektronen im VLQ am kinematischen Peak ($y < 0,05$) in der Simulation. Hier wurde der DJANGO-Generator zur Erzeugung des kinematischen Peaks benutzt. Die Parameter der Anpassung an eine Gauss-Verteilung sind in der Funktion erklärt und gelten in dieser Notation im Folgenden für alle Peak-Anpassungen.

der Module durch T. Kluge [15] hat sich durch die Last des Kompensationsmagneten das VLQ-Spektrometer samt Magnet und Strahlrohr um 0,72 cm nach unten abgesenkt. Dadurch liegt der Strahl im oberen Teil des Strahlrohrs und das obere Austrittsfenster gewinnt gegenüber dem unteren an effektiver Fläche. Diese Modifikation des Detektoraufbaus wurde daraufhin in die Simulation eingebaut. Die in Kapitel 1.4.3 vorgestellten Single Diode Ereignisse wurden nicht simuliert, da der Cluster-Algorithmus diese sehr effizient eliminiert [20]. Die Abbildung 3.5 zeigt qualitativ die Verteilung der Auftreffpunkte in der xy-Ebene auf das VLQ in der simulierten Detektorantwort auf die generierten Ereignisse. In [22] ist die in das H1-Simulationsprogramm H1SIM implementierte Simulationssoftware des VLQ-Spektrometers ausführlich beschrieben.

Man muss vor der endgültigen Simulation der Daten noch sicherstellen, dass der Cluster-Algorithmus der VLQ-Rekonstruktionssoftware korrekte Energiewerte liefert. Dazu bedarf es einer Kalibration des simulierten VLQ-Kalorimeters mit Rohenergien. Es werden auf die VLQ-Vorderseite auftreffende Elektronen mit einer Energie von 27 GeV simuliert, die im Durchschnitt ihre gesamte Energie im Kalorimeter deponieren. Ein Vergleich mit der Energie der rekonstruierten Cluster legt die absolute Energieskala fest. Außerdem müssen die Orts- und Energieabhängigkeit der Cluster-Rekonstruktion genau geprüft werden. In [18] findet sich die detaillierte Beschreibung der Kalibration für die Simulation.

Durch Strahlungsverluste und aufgrund des endlichen Auflösungsvermögens der Kalorimeter ist die Verteilung der Elektronen am kinematischen Peak, also um 27,5 GeV, zu kleineren Werten verschoben. Um diese Verschiebung zu berücksichtigen, muss man Elektronen speziell am kinematischen Peak generieren. Dafür eignet sich ein spezieller Datensatz des DJANGO-Generators, da dieser zum einen Strahlungskorrekturen enthält. Zum anderen erzeugt DJANGO Elektronen, deren Energiewerte weit näher an 27,5 GeV liegen als Elektronen des PHOJET-Generators. Abbildung 3.6 zeigt die Detektorantwort auf die energiereichsten ($y < 0,05$) Elektronen eines mit DJANGO generierten Datensatzes.

Kapitel 4

Messdaten

In diesem Kapitel werden die Datennahme, die Triggereinstellungen und die mit diesen Daten vorgenommenen Detektorstudien erläutert. Es sind die Methoden und Ergebnisse der Kalibration, des Alignments sowie der Bestimmung der Triggereffizienz aufgeführt.

4.1 Datennahme

Die in dieser Arbeit analysierten Daten wurden vom 17. bis zum 20. August 2000 mit dem H1-Detektor aufgenommen. Während dieser Zeit sind die Triggereinstellungen für eine Datennahme mit dem VLQ-Spektrometer optimiert worden. Außerdem wurde der nominelle Wechselwirkungspunkt (Vertex) 70 cm weiter weg vom VLQ-Spektrometer in positive z-Richtung verschoben, um damit noch kleinere Impulsüberträge detektieren zu können.
Basierend auf der schnellen Auslese der in den Kalorimetermodulen deponierten Rohenergie besitzt das VLQ eigenständige Trigger, die in das H1-Triggersystem aufgenommen wurden. In Abbildung 4.1 sieht man die Funktionsweise des VLQ-Triggersystems. Von den zwölf seitlich gelegenen Auslesekanälen werden jeweils neun benachbarte Kanäle mit einem zentralen Überlapp von sechs Kanälen zu zwei Signalen pro Modul aufsummiert. Das Triggermodul summiert gegenüberliegende Signale auf und gibt 16 Bits an eine GPTP[1]-Karte weiter. Die Bezeichnungen `N` für `Noise`, `L` für `Low`, und `H` für `High` bezeichnen hier die Triggerschwellenwerte, wie sie in Tabelle 4.1 definiert sind, wobei `SDE` ein getriggertes Single Diode Ereignis bedeutet. Man kann an den dargestellten typischen Triggerraten der Elemente die Asymmetrie in der Anordnung der VLQ-Module zum Strahl erkennen. Das obere Modul triggert wesentlich mehr Ereignisse, da es näher am Strahl liegt.
Die zentrale Triggerlogik (CTL[2]) verarbeitet die acht ausgegebenen Triggerbits der GPTP-Karte zu Subtriggern, die im Rahmen der Messung von inklusiven Wirkungsquerschnitten während der Shifted Vertex Runs 2000 Bestandteil des H1-Triggersystems waren. Tabelle 4.2

[1]**G**eneral **P**urpose **T**ime **P**ipeline
[2]**C**entral **T**rigger **L**ogic

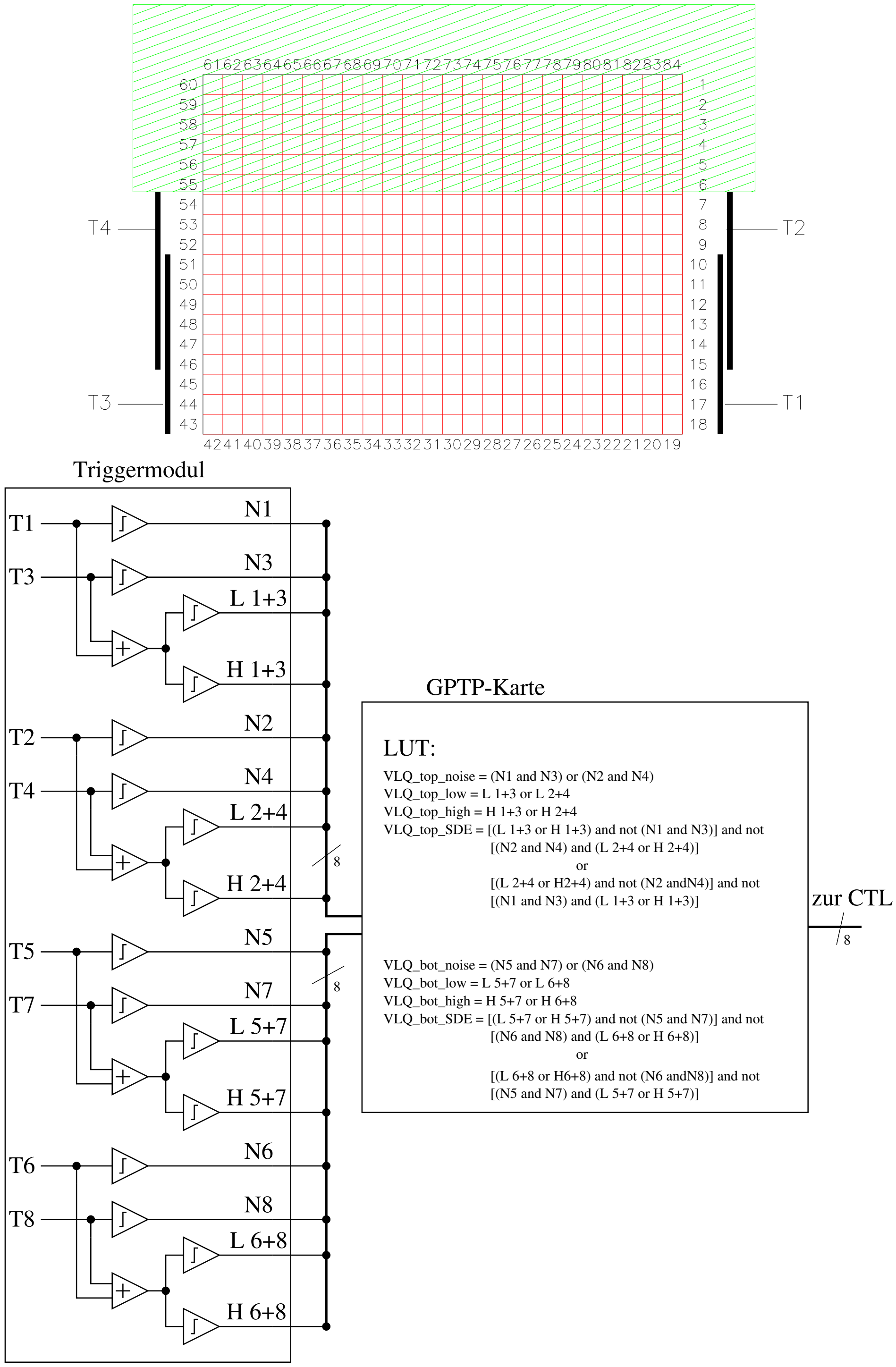

Abb. 4.1: Aus [20, 7]. Summierungsschema am Beispiel des oberen Moduls und Logik der VLQ-Triggerkanäle. Der nicht betrachtete obere Bereich liegt verdeckt hinter dem SPACAL-Insert. Neun benachbarte seitliche Kanäle werden mit einem zentralen Überlapp von sechs summiert. Das Triggermodul summiert gegenüber liegende Triggersignale auf, und diese Signale müssen je nach Trigger bestimmte Schwellenwerte übersteigen. Die benutzte Look-Up-Table (LUT) zeigt die Triggerdefinitionen.

Triggerschwelle	Energieschwelle
`Noise (N)`	3 GeV
`Low (L)`	6 GeV
`High (H)`	8 GeV

Triggerelement	typ. Rate [Hz]
`VLQ_top_noise`	5500
`VLQ_top_low`	3000
`VLQ_top_high`	750
`VLQ_top_SDE`	700
`VLQ_bot_noise`	2900
`VLQ_bot_low`	1100
`VLQ_bot_high`	480
`VLQ_bot_SDE`	520

Tab. 4.1: Die VLQ-Triggerelemente mit ihren Energieschwellen und typischen Ereignisraten.

Subtrigger	Definition	$\mathcal{L}$ [nb^{-1}]	mittl. Prescale
S46	`VLQ_high_OR`	410	1,6
S47	`VLQ_low_AND`	25	26,5
S49	`VLQ_low_OR`	0,232	2880
S51	`VLQ_low_OR && DCRPh_Ta`	377	1,8
S52	`VLQ_low_OR && LAr_IF`	17	40,2
wobei abkürzend gilt			
`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`))			
zum Vergleich			
von HERA geliefert		766	
für H1 auf HV und Vertex korrigiert		668	

Tab. 4.2: Luminositäten und mittlere Prescales der während der Shifted Vertex Runs 2000 benutzten VLQ-Subtrigger. Entsprechend der C-Notation gilt && =UND, ∥ =ODER, ! =NICHT. Zum Vergleich sind die von HERA insgesamt gelieferte und für den H1-Detektor auf High Voltage (HV) und Vertex-Rekonstruktion korrigierte Luminosität tabelliert.

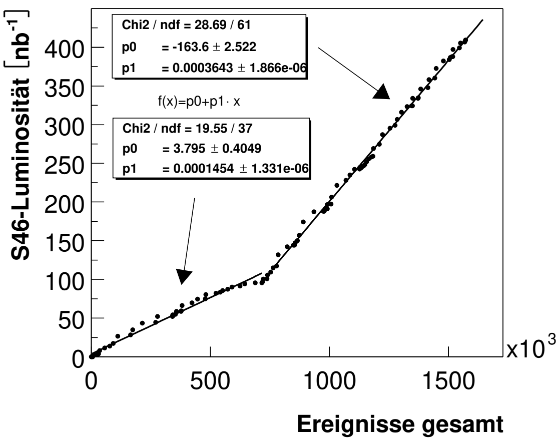

Abb. 4.2: Das Verhalten der vom Subtrigger S46 getriggerten Luminosität in Abhängigkeit der Ereigniszahl. Die Luminosität sollte linear mit der Ereigniszahl ansteigen. Der "Knick" deutet auf Probleme bei der Datennahme hin.

zeigt die implementierten VLQ-Subtrigger mit ihren Definitionen. Hinzu kommen standardgemäß die nicht aufgeführten Vetos des VLQ-ToF und anderer ToF-Systeme, die Untergrund bereits auf Triggerstufe L1 unterdrücken. Mit den inklusiven VLQ-Triggern S46 und S49 lassen sich Ereignisse mit sehr kleinem y triggern, da zur Detektion nur das gestreute Elektron benutzt wird. Für höhere y-Werte kann auch die hadronische Aktivität in den anderen H1-Komponenten getriggert werden. Daher sind die Trigger S51 und S52 eine Kombination mit Triggern der Spurrekonstruktion (`DCRPh_Ta`) bzw. des LAr-Kalorimeters (`LAr_IF`).

Um bei einer optimalen Ausgangsrate von 40 bis 50 Hz aus dem Triggerlevel L1 den maximalen Informationsgehalt der einzelnen Subtrigger zu gewinnen, bekommen sie je nach Triggerrate Unterdrückungsfaktoren (Prescales) zugewiesen. In Tabelle 4.2 zeigt sich zum Beispiel die starke Unterdrückung des Subtriggers S49, der wegen der niedrigen Energieschwelle eine zu hohe Triggerrate besitzt und dessen Luminosität dementsprechend stark unterdrückt ist. Der Subtrigger S47, der für das Triggern von QED-Compton-Ereignissen (s. Kapitel 4.2.3) verwendet werden kann, ist vom Triggersignal beider Module abhängig. Die ungewöhnlich hoch Rate des S47-Subtriggers ist durch die weiter unten beschriebenen Probleme mit dem unteren Modul während der Datennahme bedingt.
Der vollständig inklusive VLQ-Subtrigger S46 ist mit einer Luminosität von $\mathcal{L}_{S46} \approx 410\text{nb}^{-1}$ für diese Analyse der Trigger, der den größten Teil des Datensatzes aufgenommen hat. Insgesamt hat der H1-Detektor während der Shifted Vertex Runs eine auf Ausfälle der Hochspannung (High Voltage) und den auf Vertex-Rekonstruktion korrigierte Luminosität von $\mathcal{L}_{int} \approx 668\text{nb}^{-1}$ abgespeichert.

Als einen der ersten Graphen zur Kontrolle der Stabilität der Datennahme empfiehlt es sich,

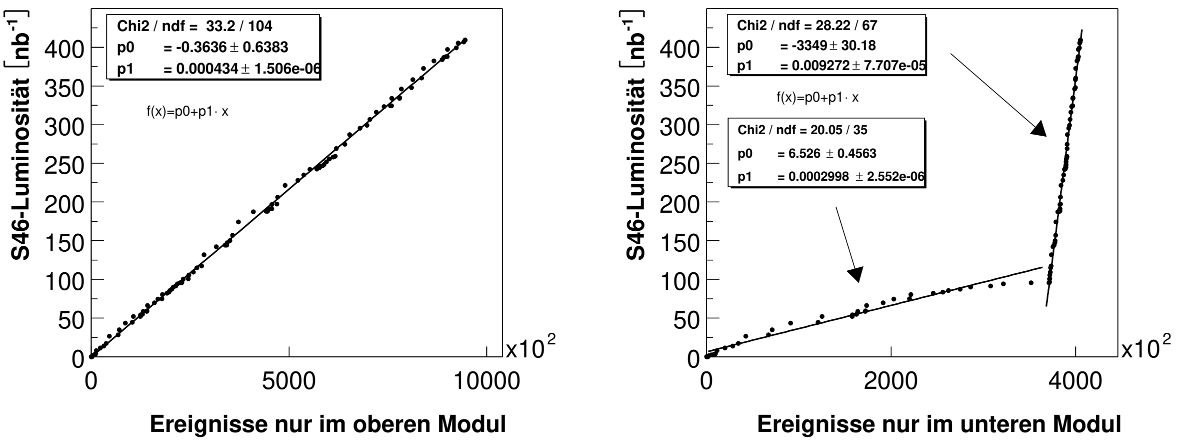

Abb. 4.3: Die S46-Luminosität über die Ereigniszahl für jedes Modul einzeln abgetragen. Der"Knick" erklärt sich dadurch, dass der Subtrigger S46 am Knickpunkt auf das obere Modul allein umgeschaltet wurde.

die Luminosität gegen die Anzahl der Ereignisse abzutragen. In Abbildung 4.2 sind so für den Subtrigger S46 alle Ereignisse des Datensatzes eingegangen. Der deutliche "Knick" weist sofort auf ein Problem in der Datennahme hin. Die Luminosität sollte linear mit der Ereigniszahl ansteigen. Um den Grund für den stärkeren Anstieg nach ca. 40% der Ereignisse zu erfahren, sind in der Abbildung 4.3 Ereignisse, die nur vom oberen bzw. unteren Modul aufgenommen wurden, eingegangen. Mit ca. 2310 Ereignissen pro nb^{-1} steigt die S46-Luminosität konstant über die Ereignisse des ausschließlich oberen Moduls an. Bei den Ereignissen, die nur das untere Modul getriggert hat, wird das Problem deutlich. Das untere Modul hat trotz des größeren Abstandes zum Strahl in den ersten abgespeicherten 100 nb^{-1} über 3340 Ereignisse pro nb^{-1} aufgenommen. Das ist im Vergleich zur Datenmenge des oberen Moduls, für das sich die Luminosität erwartungsgemäß verhält, viel zu hoch. Nachforschungen haben ergeben, dass dieses Problem schon während der Datennahme erkannt wurde und der Subtrigger S46 am 18.08.2000 ab Runnummer 278787 auf das obere Modul umgestellt wurde. Das erklärt den plötzlichen Knick im Verhalten der Luminosität. Nach dem Umschalten auf das obere Modul wurden also die Ereignisse des ausschließlich unteren Moduls nur noch durch zufällige Koinzidenz mit einem anderen unabhängigen H1-Trigger aufgezeichnet. Die Zahl dieser Ereignisse ist mit ca. 35000 in den zuletzt aufgezeichneten 300 nb^{-1} entsprechend gering.
Es stellt sich nun die Frage, was für die anfangs enorm hohe Triggerrate im unteren Modul verantwortlich ist. Abbildung 4.4 zeigt qualitativ die Ereignisverteilung in der xy-Ebene vor Umschalten des Subtriggers S46 auf das obere Modul. In der linken Abbildung, in die alle Ereignisse der ersten 96 Runs eingegangen sind, fällt die hohe und zudem asymmetri-

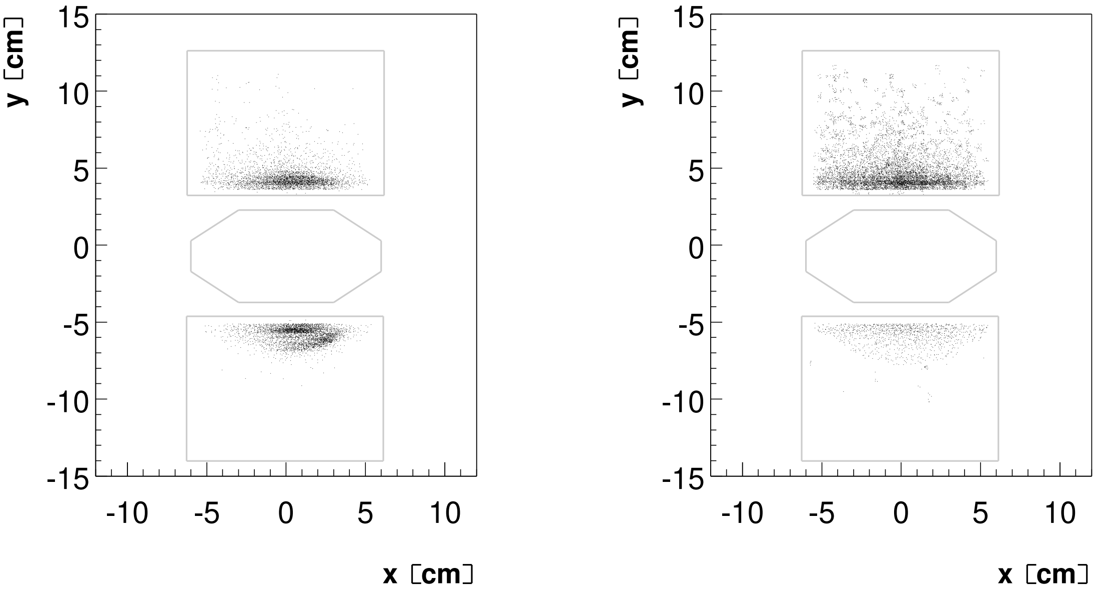

Abb. 4.4: Qualitative Ereignisverteilung in der xy-Ebene der gemessenen Daten vor Umschalten des Subtriggers S46 auf das obere Modul. Die Abbildung links enthält alle Ereignisse der ersten 96 Runs (mit einem Unterdrückungsfaktor zur Kontrasterhöhung). Rechts ist für jedes Ereignis ein rekonstruierter Vertex gefordert, um einen Einfluss der ep-Streuprozesse auf die überhöhte Triggerrate des unteren Moduls auszuschließen.

sche Ereignisdichte im unteren Modul auf. Diese Ereignisse lassen sich nur durch die direkte Einwirkung des Elektronstrahls oder dessen Abstrahlungen erklären. Um den Einfluss der ep-Streuprozesse auf die überhöhte Triggerrate des unteren Moduls auszuschließen, ist für die Ereignisse der Abbildung rechts ein rekonstruierter Vertex gefordert. Die Ereignisdichte ist hier wie erwartet in ϕ_{el} symmetrisch und geringer als im oberen Modul. Die ep-Streuprozesse sind also nicht für die überhöhte Triggerrate verantwortlich.

Als Konsequenz auf das Umschalten des S46-Subtriggers auf das obere Modul muss man auf die Daten des unteren Moduls verzichten. Für eine verlässliche Datennahme zur Berechnung eines inklusiven VLQ-Wirkungsquerschnittes braucht man nämlich eigenständige Trigger jeder benutzten VLQ-Detektorkomponente. Falls der Elektronstrahl wie vermutet direkt auf das untere Modul eingewirkt hat, ist die weitere Funktionstüchtigkeit dieses Moduls ohnehin zweifelhaft.

4.2 Detektorstudien

Der VLQ-Detektor ist durch seine Nähe zum Strahl extremer Strahlungsbelastung ausgesetzt. Das führt zu einer Beschleunigung des Alterungsprozesses. Da die Simulation diesen nicht enthalten kann, bedarf es besonders bei jeder Analyse mit dem VLQ-Kalorimeter einer Überprüfung der Energiekalibration. Um später einen Vergleich von Daten und Simulation machen zu können, muss die gemessene Energie gegebenenfalls auf die simulierte korrigiert werden, um etwaige Veränderungen zu kompensieren.
Im Gegensatz zu der Simulation braucht man für die Datennahme Trigger, die beim VLQ-Spektrometer, wie im vorigen Kapitel beschrieben, hauptsächlich Forderungen einer Mindestenergie in den Kalorimetern entsprechen. Neben der Kalibration muss daher in den Daten das Verhalten der Effizienz der Trigger, die in einer Analyse verwendet werden, immer berücksichtigt werden.
Wie schon in Kapitel 1.2 erwähnt, sind beide Module des VLQ-Spektrometers fahrbar auf Schienen montiert, um es außerhalb der Datennahme vor unnötig viel Strahlungsbelastung zu schützen. Die genaue Bestimmung der Position jedes Moduls bezüglich des Strahls während der Datennahme ist zur Rekonstruktion der kinematischen Variablen enorm wichtig. Daher muss ein Alignment durchgeführt werden. Das Alignment benutzt QED-Compton-Ereignisse für eine aktuelle Positionsbestimmung innerhalb des H1-Koordinatensystems.

4.2.1 Kalibration

Kurz nach dem Einbau des VLQ-Spektrometers wurde in Teststrahlmessungen mit Elektronen niedriger Energie von 1 bis 6 GeV die erste Energie-Kalibration durchgeführt. In darauf folgenden Analysen mit dem VLQ [7, 20] wurden regelmäßige Wiederholungen der Kalibration durchgeführt, um eine zuverlässige Energierekonstruktion zu gewährleisten.
Für diese Analyse wurde zunächst die aktuellste Kalibration aus [7] benutzt, um einen ersten Blick auf die Daten werfen zu können. Unterschiedliches Lichtleitungsverhalten der Wellenlängenschieber, Leckverluste am Rand und Verschiedenheiten in den Szintillatorstäben oder Absorberplatten ergeben eine inhomogene Rekonstruktion der Energie über die Detektorfläche. Das erfordert wie in der Simulation eine ortsabhängige Kalibration. Eine ausführliche Darstellung zur Bestimmung der ortsabhängigen Kalibrationskonstanten findet sich in [7].
In den realen Daten hat man im Gegensatz zur Simulation oder den Teststrahlmessungen den Nachteil, die eingehende Elektronenergie, die es zu rekonstruieren gilt, nicht genau zu kennen. Es lässt sich also nicht wie in den Teststrahlmessungen an verschiedenen Punkten im Energiebereich kalibrieren. Nach [20] verhält sich die Cluster-Rekonstruktion jedoch ebenso linear über die Energie wie die Kalorimeter während der ersten Teststrahlmessungen mit Rohenergien.

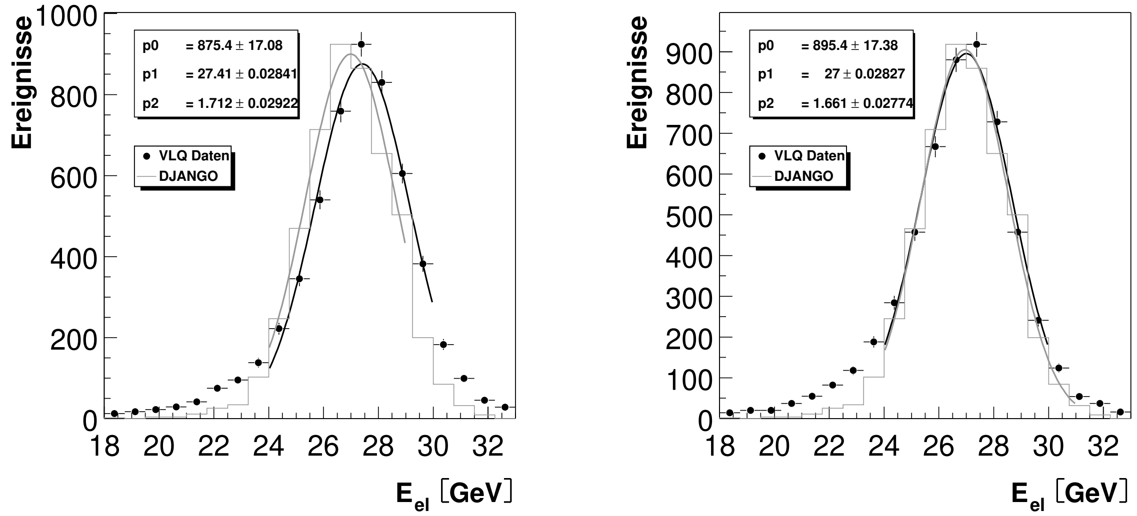

Abb. 4.5: Der kinematische Peak in den Daten im Vergleich zur Simulation vor (links) und nach (rechts) der Kalibration der Energieskala. Die Energie in der Simulation ist hier um 3% verschmiert, um die Genauigkeit der Energiemessung besser zu beschreiben.

Mit Hilfe der in Kapitel 3.3 gewonnenen Verteilung der simulierten DJANGO-Daten (s. Abb. 3.6) lässt sich dann die Gültigkeit der Kalibration nach [7] für die betrachteten Shifted-Vertex-Daten 2000 überprüfen. Die Daten werden analog zur Simulation am kinematischen Peak mit dem simulierten Peak in Abbildung 3.6 verglichen. Da der Energieübertrag y bei Ereignissen am kinematischen Peak gegen null geht, wird nur sehr wenig hadronische Energie in den restlichen H1-Kalorimetern deponiert. Daher wurde gefordert, daß der aus dem hadronischen Endzustand rekonstruierte Energieübertrag y_{had} den Wert 0,05 nicht überschreitet:

$$y_{\mathrm{had}} < 0,05 \ .$$

Außerdem wurde mit weiteren Selektionsschnitten Untergrund ausselektiert:

- Im oberen Modul des VLQ wurde genau ein Cluster ohne Single Diode Treffer rekonstruiert.

- Die H1-Spurkammern haben einen Vertex im Intervall 105 cm $< z_{\mathrm{Vertex}} <$ 35 cm eindeutig rekonstruiert.

- In jedem Elektron-Tagger ist weniger als 2 GeV Energie deponiert worden, sodass sich die Anzahl der radiativen Ereignisse stark reduziert.

In Abbildung 4.5 ist der kinematische Peak der Messdaten und der Simulation der DJANGO-Daten zusammen im Vergleich abgebildet. Der Peak in den Daten liegt bei ca. 1,5 % höheren Energien. In diesem Rahmen lässt sich die Verteilung in den Messdaten mit einem Korrekturfaktor auf den simulierten Peak umskalieren und die vorhandene Kalibration nutzen. Diese Umskalierung gilt dann für alle gemessenen Energien dieses Datensatzes. Rechts in Abb. 4.5 kann man den nach der Umskalierung verschobenen Peak sehen. Trotz der angewendeten Selektionsschnitte bleibt ein Rest an Untergrundereignissen, die sich als Ausläufer auf beiden Seiten zeigen. Bei der Simulation wird die Energieauflösung ein wenig überschätzt, sodass die Verteilung zu schmal ausfällt. Mit einer Verschmierung der simulierten Energie von 3 % ergibt sich dann auch eine gute Beschreibung der Energieauflösung am kinematischen Peak in den Daten.

4.2.2 Triggereffizienz

Mit der korrekten Energierekonstruktion kann man nun die Effizienz der benutzten Trigger bestimmen. Die Effizienz eines Triggers ist das Verhältnis aus der Zahl der wirklich aufgenommenen Ereignisse und der Zahl von Ereignissen, deren Datennahme durch den Trigger hätte ausgelöst werden sollen.
Im Allgemeinen gibt es eine natürliche physikalische Größe, in Abhängigkeit derer die Effizienz bestimmt wird. Bei den VLQ-Triggern, die ja Mindestenergien der rekonstruierten Cluster fordern, ist sofort einsichtig, dass die Effizienz mit der Energie des einfallenden Elektrons variiert. Da der größte Teil der Shifted-Vertex-Datennahme vom S46-Subtrigger ausgelöst wurde, wird im Folgenden auch nur die Effizienz dieses Subtriggers, der später auch in der Selektion gefordert wird, bestimmt. Außerdem ist, wie bei der Kalibration, die Forderung eines von den H1-Spurkammern eindeutig rekonstruierten Vertex im Intervall 105 cm $< z_{\mathrm{Vertex}} <$ 35 cm wichtig für eine effektive Reduktion des Untergrunds. Die Effizienz dieser Bedingung muss wie die eines Triggers in der Analyse berücksichtigt werden. Allerdings hängt die Vertex-Rekonstruktion nicht wie die VLQ-Trigger von der Elektronenergie ab, sondern von der hadronischen Energie, die ausreichen muss, um aus den Spuren des hadronischen Endzustands einen Vertex zu bestimmen. Eine natürliche Größe, über die man die Vertex-Rekonstruktionseffizienz abträgt, ist daher y_{had}.
Zur Bestimmung der Zahl der Ereignisse, deren Datennahme ein Trigger hätte auslösen sollen, braucht man einen so genannten Monitortrigger (MT), der vollkommen unabhängig von dem zu untersuchenden Trigger ist. Das VLQ deckt einen im H1-Detektor einzigartigen Phasenraumbereich ab, sodass sich eine beliebige Kombination aus verschiedensten H1-Triggern als Monitortrigger eignet. Die meisten der auf Kalorimeter- und Spursignalen basierenden H1-Trigger werden hier als Monitor für die VLQ-Trigger kombiniert. Wenn also überhaupt Energie im VLQ-Spektrometer deponiert wurde und der Monitortrigger die Datennahme eines Ereignisses auslöst, dann sollte auch der S46-Subtrigger das Ereignis triggern. Nach den Schnitten zur Untergrundreduktion wie in Kapitel 4.2.1 ergibt sich also für die Bestimmung

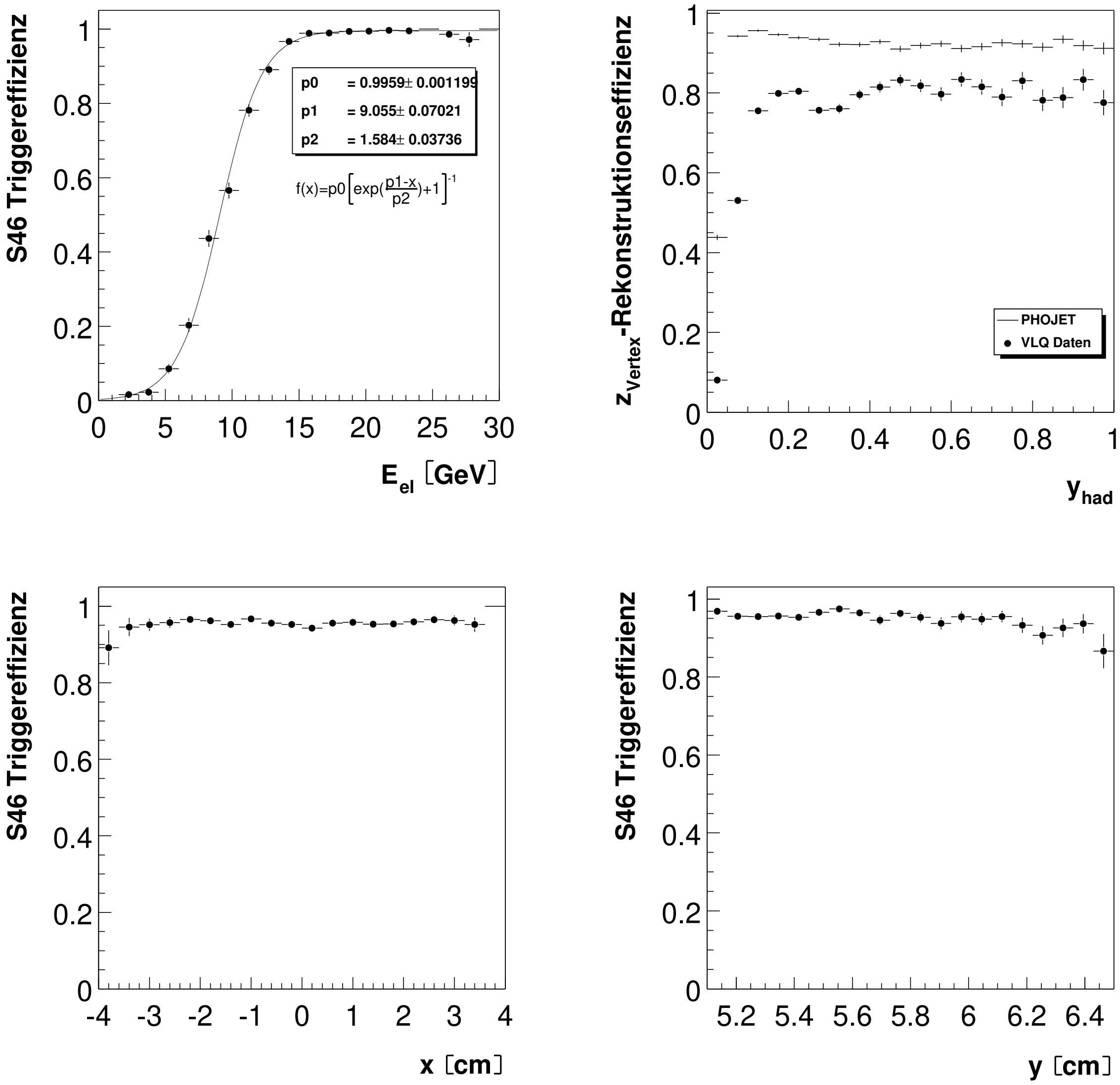

Abb. 4.6: Links oben: Die Triggereffizienz η_{S46} des Subtriggers S46 in Abhängigkeit von der Elektronenenergie. Rechts oben: Die Effizienz der Vertex-Rekonstruktion in den Messdaten und der Simulation abgetragen über y_{had}. Unten: Die Effizienz des Subtriggers S46 für Ereignisse mit $E_{el} > 10$ GeV über die x- und y-Ortskoordinate nach Anwendung der technischen Schnitte (s. Kap. 5.1).

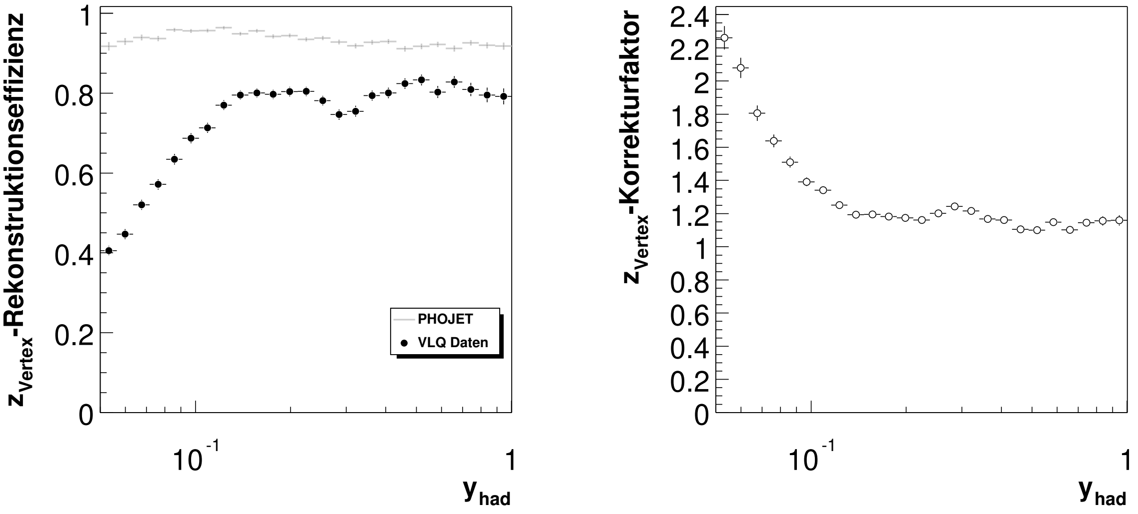

Abb. 4.7: Links: Die Vertex-Rekonstruktionseffizienz über logarithmischer y_{had}-Skala in den Messdaten und der Simulation. Rechts: Zur Kompensation der Diskrepanz erhält jedes Ereignis in den Messdaten dem y_{had}-Wert entsprechend einen Korrekturfaktor.

der S46-Triggereffizienz:

$$\eta_{S46}(E_{el}) = \frac{N_{(S46\ \&\&\ MT\ \&\&\ E_{VLQ}>0)}}{N_{(MT\ \&\&\ E_{VLQ}>0)}} \ .$$

Die Abbildung 4.6 zeigt links oben die Triggereffizienz des S46-Subtriggers in Abhängigkeit von der Elektronenenergie. Am Schwellenwert 10 GeV steigt die Effizienz steil an, erreicht oberhalb von 15 GeV dann fast 100%. Dieses Verhalten kann gut mit einer gespiegelten Fermi-Verteilungsfunktion angepasst werden. Bei der späteren Analyse der Daten bekommt also jedes selektierte Ereignis mit bestimmter Elektronenergie einen Gewichtungsfaktor gemäß dieser angepassten Funktion. Die zu kleineren Energien abfallende Triggereffizienz wird somit kompensiert.
Unten in der Abbildung 4.6 ist die S46-Effizienz über die x- und y-Ortskoordinate für Ereignisse mit einer Elektronenergie von mehr als 10 GeV nach Anwendung der technischen Schnitte (s. Kap. 5.1) abgetragen. Die Effizienz verhält sich also annähernd konstant über die aktive Detektorfläche, sodass eine Ortsabhängigkeit nicht betrachtet werden muss.
Für die Vertex-Rekonstruktion ist als unabhängiger Monitortrigger der S46-Trigger sehr gut geeignet. Daher wird die Effizienz der Vertex-Rekonstruktion wie folgt bestimmt:

$$\eta_{z_{\text{Vertex}}}(y_{had}) = \frac{N_{(\text{Vertex}\ \&\&\ \text{S46})}}{N_{S46}} \ .$$

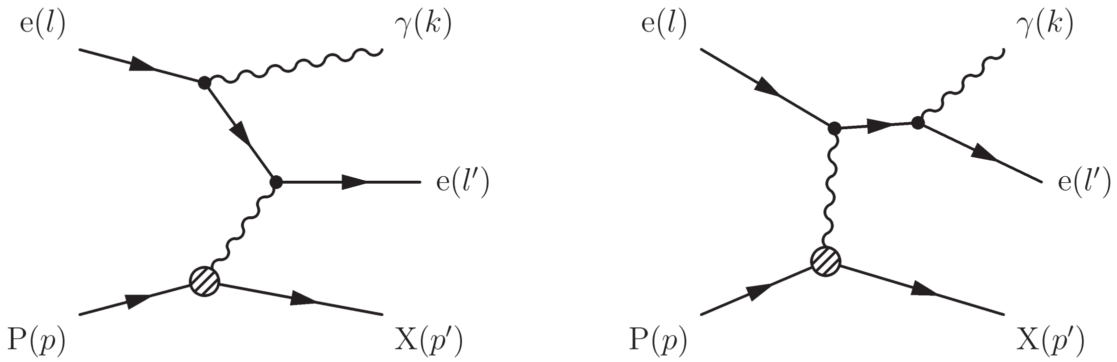

Abb. 4.8: Aus [15]. QED-Compton-Streuprozesse niedrigster Ordnung. Es handelt sich im Grunde um QED-Bremsstrahlung im Anfangs- (ISR) und Endzustand (FSR) des Elektrons. Die Streuung des quasi-reellen Photons aus dem Proton am Elektron motiviert die wörtliche Analogie zum Comptoneffekt.

Rechts in Abbildung 4.6 ist die Effizienz der Vertex-Rekonstruktion jeweils in den Messdaten und der Simulation im Vergleich über y_{had} dargestellt. In den Daten schwankt die Effizienz für Werte $y_{had} > 0,2$ um ca. 80% und fällt dann zu sehr kleinen y_{had} erwartungsgemäß ab, da bei kleinen relativen Energieverlusten des Elektrons nur sehr wenig hadronische Energie im Zentralbereich des H1-Detektors deponiert wird. In der Simulation liegt die Effizienz über dem gesamten y_{had}-Bereich deutlich höher und fällt zu kleineren y_{had}-Werten später ab.
Auf diese Diskrepanz muss man in der Analyse korrigieren. Hier wurde die Möglichkeit gewählt, die Effizienzhistogramme über logarithmischer y_{had}-Skala bei konstanten Messintervallen (Bins) einzufüllen und einem selektierten Ereignis der Messdaten gemäß seines y_{had}-Bins einen Gewichtungfaktor zuzuordnen (s. Abb. 4.7). Dieser Gewichtungsfaktor hebt die Anzahl der in einem y_{had}-Bin gemessenen Daten an, sodass die Effizienz in den Daten der Simulation entspricht.
Zusammenfassend erhält jedes später selektierte Ereignis in den Messdaten mit einer Elektronenergie E_{el} und einem mit der Jacquet-Blondel-Methode bestimmten Energieübertrag y_{had} im Bin i einen Gewichtungsfaktor $\varepsilon(E_{el}, i)$:

$$\varepsilon(E_{el}, i) = (\eta_{S46,Fit}(E_{el}))^{-1} \cdot \frac{\eta_{\text{Vertex}}(PHOJET, i)}{\eta_{\text{Vertex}}(Daten, i)} \quad .$$

4.2.3 Alignment

Eine genaue Rekonstruktion der kinematischen Variablen mit der Elektron-Methode ist nur möglich, wenn außer der Energie E_{el} des Elektrons auch dessen Streuwinkel θ_{el} genau bestimmt werden kann. Zwar lässt sich mit dem Cluster-Algorithmus der VLQ-Rekonstruktionssoftware, wie in Kapitel 1.4.3 beschrieben, die xy-Position des eintreffenden Elektrons innerhalb eines Moduls gut bestimmen. Aber die genaue Kenntnis von der Position der Module selbst im H1-Koordinatensystem muss man zusätzlich in Erfahrung bringen. Dazu

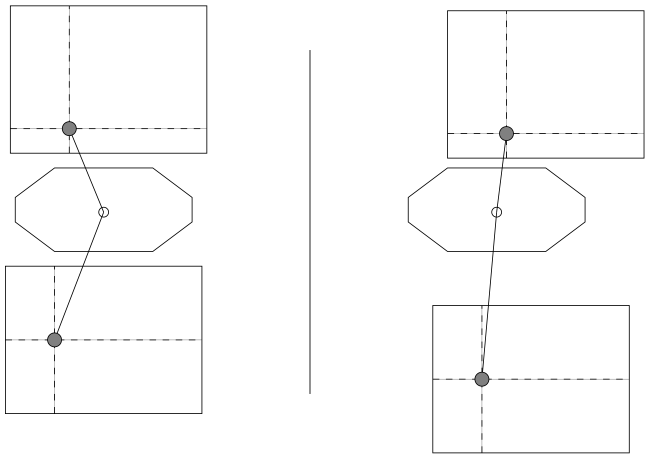

Abb. 4.9: Aus [15]. Links: Auf Grundlage der Sollwerte der Kalorimeterpositionen ergeben sich für elastische QED-Compton-Ereignisse nicht die korrekten Streuwinkel (θ_{el}, ϕ_{el}) des Elektrons und (θ_γ, ϕ_γ) des Photons. Rechts ist eine mögliche Position der Module dargestellt, die eine erwartete Akoplanarität von null liefert.

reicht die relative Präzisionsmessung des Ausfahrweges der auf Schienen angebrachten Module bezüglich der Befestigung am Kompensationsmagneten nicht aus. Das zeigt die in [15] gefundene Absenkung des ganzen Kompensationsmagneten samt VLQ-Spektrometer und Strahlrohr um ca. 0,72 cm.
Die absolute Bestimmung der aktuellen Modulpositionen mit Hilfe von gemessenen und kinematisch überbestimmten Ereignissen nennt sich Alignment. In dieser Analyse sind analog zu [15] die in Abbildung 4.8 dargestellten elastischen QED-Compton-Ereignisse bezüglich der reellen Photonabstrahlung des Elektrons im Anfangs- (ISR) oder Endzustand (FSR) kinematisch überbestimmt. Da das Proton und das Elektron bei diesen Streuprozessen vernachlässigbar kleine Transversalimpulse bekommen, sind das Elektron und das spontan abgestrahlte reelle Photon nach dem Bremsstrahlungsprozess nicht nur in ihrem Schwerpunktsystem $\vec{p}_\perp$-balanciert, sondern auch im H1-Koordinatensystem. Daraus folgt, dass das Photon und das Elektron in der xy- bzw. $r\phi$-Ebene entgegengesetzt auseinander laufen:

$$\vec{p}_{\perp,el} = -\vec{p}_{\perp,\gamma} \quad \Longrightarrow \quad \Delta\phi = |\phi_e - \phi_\gamma| = 180^\circ \ .$$

Man selektiert nun genau die Ereignisse, bei denen gleichzeitig im oberen und unteren VLQ-Modul jeweils ein Cluster rekonstruiert wurde. Das reelle Photon hinterlässt einen von einem Elektron nicht zu unterscheidenden Energieeintrag im VLQ-Kalorimeter. Ein Cluster wird dann also dem Elektron und der andere dem Photon zugewiesen. Die eindeutige Zuordnung ist dabei unerheblich. Zur weiteren Reduktion von Untergrundereignissen wird eine Gesamtenergie der beiden rekonstruierten Cluster zwischen 20 und 35 GeV verlangt. Wegen

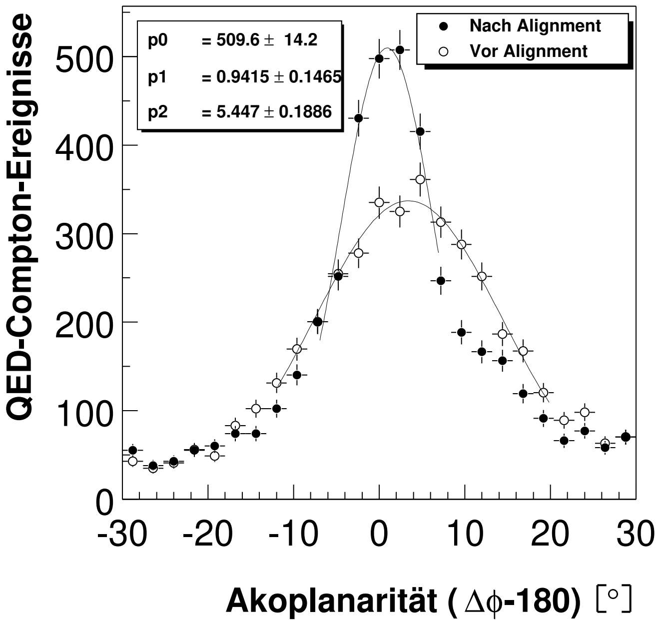

Abb. 4.10: Die Verteilung der Akoplanarität vor und nach dem Alignment.

des geringen Impulsübertrags hat das Elektron vorher wie nachher nahezu die ursprüngliche Elektronstrahlenergie von 27,5 GeV, die sich beim Bremsstrahlungsprozess unter Energieerhaltung auf Photon und Elektron aufteilt.
Misst man für eine bestimmte Position des oberen Moduls an der Stelle (x_1, y_1) und des unteren Moduls an der Stelle (x_2, y_2) im H1-Koordinatensystem die Akoplanarität $\Delta\phi - 180°$ eines Ereignisses, so sollte sie bei korrekter Position der Module einen Wert von null annehmen (s. Abb. 4.9). Es wird nun nach der χ^2-Methode die Summe der quadratischen Akoplanaritäten aller N selektierten QED-Compton-Ereignisse für jeweils einen Paramatersatz (x_1, y_1, x_2, y_2) der Modulpositionen gebildet:

$$\chi^2(x_1, y_1, x_2, y_2) = \sum_{i=1}^{N} \left((\Delta\phi)_i - 180°\right)^2 \ .$$

Das Programmpaket `MINUIT` [14] variiert die Modulpositionen, ausgehend von den Sollwerten, so lange, bis für einen bestimmten Parametersatz das χ^2 minimal ist. Während der Shifted Vertex Runs 2000 wurden 9329 Ereignisse im VLQ-Spektrometer als QED-Compton-Ereignisse selektiert und für das Alignment der Module benutzt. Die Sollpositionen für das obere und das untere Modul

$$\begin{aligned} x_1 &= 0,00 \text{ cm} \quad y_1 = +3,61 \text{ cm} \\ x_2 &= 0,00 \text{ cm} \quad y_2 = -3,61 \text{ cm} \end{aligned}$$

müssen nach dem Alignment auf die Modulpositionen

$$\begin{aligned} x_1 &= 0,03 \text{ cm} \quad y_1 = +3,23 \text{ cm} \\ x_2 &= 0,07 \text{ cm} \quad y_2 = -4,62 \text{ cm} \end{aligned}$$

korrigiert werden. Zur Überprüfung dieses Ergebnisses zeigt Abbildung 4.10 die Auswirkungen des Alignments auf die Verteilung der Akoplanarität in den QED-Compton-Ereignissen. Hauptsächlich entspricht die Veränderung der Positionen dem schon erwähnten Absinken des Kompensationsmagneten. Im Vergleich zu den Ergebnissen des Alignments in [15] zeigt sich, dass die Modulpositionen sich zwischen den Jahren 1999 und 2000 nur sehr wenig bezüglich des H1-Koordinatensystems verändert haben.
Mit den für diesen Datensatz nach dem Alignment ermittelten Modulpositionen werden im Folgenden die kinematischen Variablen bestimmt.

Kapitel 5

Analyse

In diesem Kapitel wird zunächst die Ereignisselektion vorgestellt, die möglichst effizient die gut gemessenen und für die Analyse interessanten Daten aus dem zur Verfügung stehenden Datensatz herausfiltert. Im Anschluss wird die Einteilung des durch den verschobenen Vertex neu gewonnenen Phasenraums diskutiert und für die Messung des inklusiven Wirkungsquerschnitts festgelegt. Nach einem Vergleich der Ereignisverteilungen über die wichtigsten Messgrößen in den Messdaten und der Simulation werden im letzten Teil dieses Kapitels die Methode und Ergebnisse zur Bestimmung der Protonstrukturfunktion vorgestellt.

5.1 Ereignisselektion

In den auf den Data Summary Tapes vorliegenden Daten der Shifted Vertex Runs 2000 sind alle Ereignisse gespeichert, die vom H1-Triggersystem im Minimum Bias Modus aufgenommen wurden. Aus diesen Daten müssen zunächst die für die Analyse mit dem VLQ-Spektrometer interessanten Ereignisse selektiert werden.
Daher wird in einer Vorselektion der Daten zunächst entweder eine positive Triggerentscheidung des S46-Subtriggers oder ein Energieeintrag allgemein im VLQ-Kalorimeter gefordert. Es kann im Datensatz auch Ereignisse geben, die außerhalb der Datennahmeposition des VLQ-Spektrometers aufgenommen wurden. Die vollkommen ausgefahrene Position der Module zur Datennahme muss also über eine Forderung in der Vorselektion gewährleistet werden. Ein weiterer frühzeitiger Schnitt zur Reduktion von Untergrundereignissen, die vom Triggersystem nicht aussortiert wurden, erfolgt über den bekannten HERA-Zeittakt. Es werden nur Ereignisse in die Vorselektion aufgenommen, deren Signal innerhalb eines Zeitfensters von ± 18 ns um den nominellen Wechselwirkungszeitpunkt liegt sowie um den eines Bunch Crossings früher und später.
Nach dieser Vorauswahl aus den zur Verfügung stehenden Daten folgen weitere Bedingungen für die Ereignisse, um die sauber gemessenen Daten vom Untergrund zu trennen. Dabei muss immer eine ausreichende Statistik der verbleibenden Daten zur weiteren Analyse gewährleistet werden. Die Schnitte sind im Folgenden aufgeführt und nachfolgend im Detail erläutert.

5.1.1 Technische Schnitte

1. Beträgt die integrierte Luminosität eines Runs weniger als 0,5 nb^{-1}, so wurde dieser Run wahrscheinlich wegen eines Problems während der Datennahme abgebrochen. Diese Runs, die zusammen nur ca. 3 nb^{-1} des Datensatzes ausmachen, werden daher verworfen. Damit ergibt sich eine mit dem VLQ-Subtrigger S46 betrachtete integrierte Luminosität von

$$\mathcal{L}_{S46,int} = 406\ \mathrm{nb}^{-1}\ .$$

2. Wegen der Umschaltung des S46-Subtriggers auf das obere Modul muss ein Energieeintrag ausschließlich im oberen Modul gefordert werden. Falls mehrere Cluster bei einem Ereignis rekonstruiert werden, so wird der energiereichste von ihnen dem Elektron zugewiesen, falls der Abstand der Cluster größer als 2,5 cm ist. Bei kleinerem Abstand wird angenommen, dass das Elektron kurz vor dem Eintritt in das Kalorimeter spontan ein Photon über einen Bremsstrahlungsprozess abgestrahlt hat. Die Clusterenergien werden dann zur Elekronenergie zusammengefasst.
   Ereignisse mit zusätzlichen Energieeinträgen im unteren Modul werden als elastische QED-Compton-Ereignisse interpretiert und mit dieser Forderung verworfen. Die Tatsache, dass wegen der in Kapitel 4.1 beschriebenen Probleme während der Datennahme der VLQ-Subtrigger S46 auf das obere VLQ-Modul allein umgeschaltet wurde, hat einen sehr negativen Einfluss auf die Analyse der Shifted Vertex Daten 2000. Um überhaupt eine Bestimmung der Detektoreffizienz und der betrachteten Luminosität durchführen zu können, ist man auf die Forderung des VLQ-Subtriggers S46 abgewiesen. Somit bedeutet das den Verlust aller Daten, die mit dem unteren Modul gemessen wurden. Der aktive θ-Bereich des VLQ-Spektrometers ist wegen des unterschiedlichen Abstands zum Strahlrohr für die Module jeweils ein anderer. Das untere Modul deckt ein wenig kleinere θ-Winkel und damit im Phasenraum höhere Q^2 ab. Dieser Phasenraumbereich kann also mit den Shifted Vertex Daten 2000 nicht betrachtet werden.

3. Aufgrund von Leckeffekten am Kalorimeterrand und durch die Abschattung der außen liegenden Bereiche des oberen Kalorimeters durch das SPACAL-Insert, muss die verlässlich messende Detektorfläche auf einen zentralen Bereich beschränkt werden. In Anlehnung an [7] wird daher für die Clusterpositionen im H1-Koordinatensystem gefordert, dass

$$\begin{aligned} |x| &< 4\ \mathrm{cm} \\ y &> 5,1\ \mathrm{cm} \\ r = \sqrt{x^2+y^2} &> 6,5\ \mathrm{cm} \end{aligned}$$

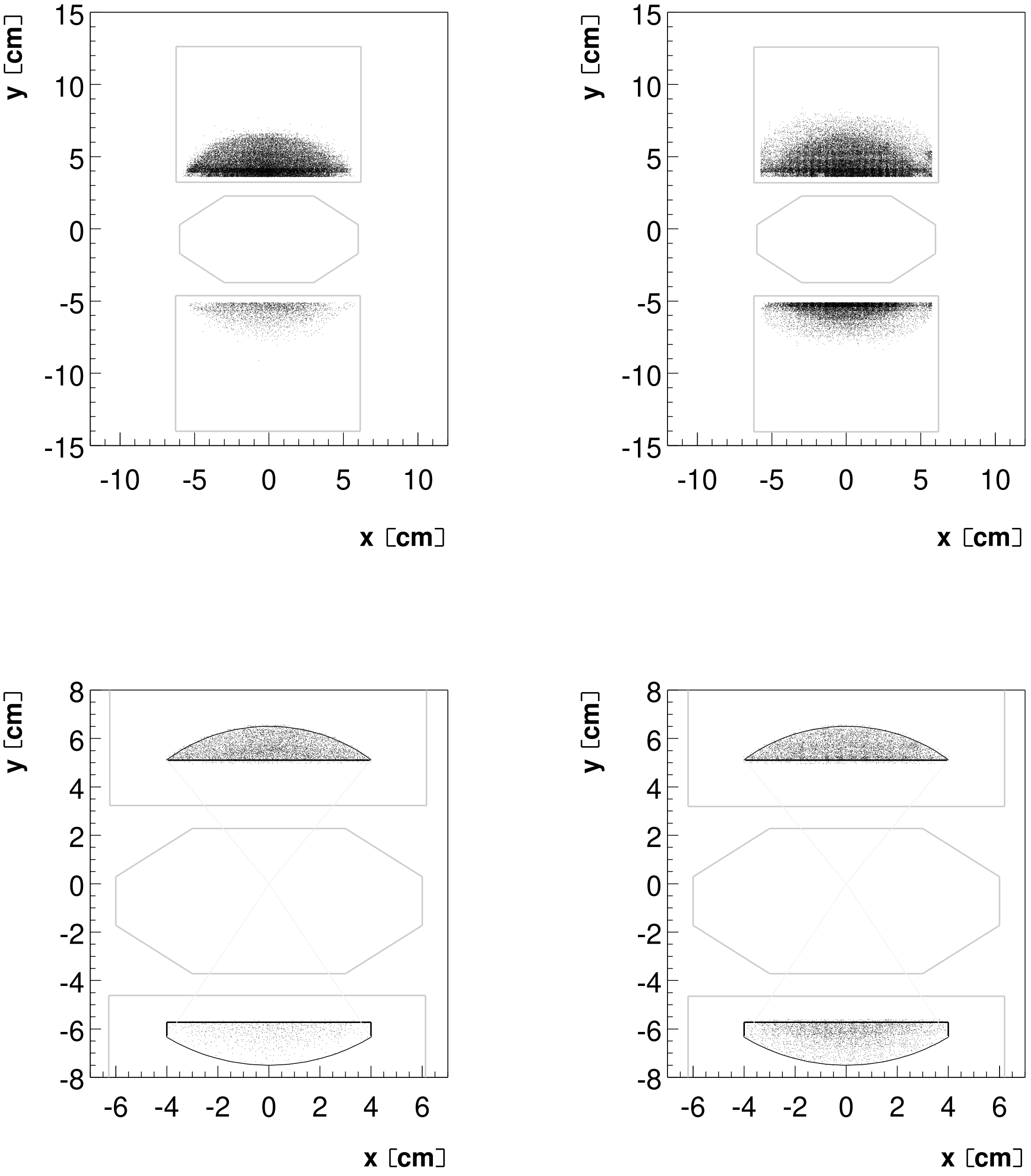

Abb. 5.1: Ereignisverteilung in der xy-Ebene des VLQ-Spektrometers für die gemessenen (links) und simulierten (rechts) Daten. Oben sind die Verteilungen vor Anwendung der technischen Schnitte gezeigt und unten nach ihrer Anwendung. Das untere Modul ist hier nur der Anschauung wegen mit aufgeführt und trägt nicht zum selektierten Datensatz bei.

gilt. Der betrachtete kinematische Bereich wird somit durch die y-Einschränkung auf einen kleinen Bereich des Streuwinkels θ begrenzt. Die Abbildung 5.1 zeigt den starken Einschnitt auf die aktive Detektorfläche. Besonders der große Bereich der Detektorfläche, den das SPACAL-Insert verdeckt, wird hier deutlich sichtbar.

5.1.2 Kinematische Schnitte

1. Viele mögliche Untergrundreaktionen verfälschen die genaue Messung der kinematischen Größen des gestreuten Elektrons. Vor allem Photoproduktionsereignisse (s. Kap. 2.7.1), bei denen das entstehende Hadron im VLQ-Detektor fälschlicherweise als Elektron identifiziert wird, könnten einen Großteil der gespeicherten Daten ausmachen. Diese Ereignisse lassen sich sehr effektiv durch eine Vertexbedingung aussortieren, denn wie in Kapitel 4.2.2 gezeigt, skaliert die Vertex-Rekonstruktionseffizienz mit dem relativen Energieverlust y_{had} des Elektrons. Bei Photoproduktionsereignissen mit extrem kleinem Impulsübertrag ist daher häufig eine Rekonstruktion des Vertex aus den Spuren des hadronischen Endzustandes nicht möglich.
   Es wird somit gefordert, dass die zentralen Jet-Driftkammern CJC aus den Spuren einen Vertex innerhalb des Toleranzbereichs ± 35 cm um den nominellen Vertex bei $+70$ cm rekonstruiert haben.
   Die Abbildung 5.2 verdeutlicht die Wirkung der Forderung eines rekonstruierten Vertex. Besonders der starke hadronische Untergrund im Bereich niedriger Energien wird effektiv ausselektiert.

2. Allerdings hat die Vertex-Rekonstruktion für den gemessenen Datensatz eine wesentlich schlechtere Effizienz über den gesamten y_{had}-Bereich als in den simulierten Daten (s. Abb. 4.6, 4.7). Diese Diskrepanz lässt sich für moderate Abweichungen durch einen Korrekturfaktor behandeln. Für sehr starke Abweichungen, wie sie bei sehr kleinen y_{had} auftreten, wäre ein Korrekturfaktor aber enorm fehlerbehaftet.
   Diese Betrachtungen führen demnach zu der Forderung, dass im selektierten Datensatz

   $$y_{\mathrm{had}} > 0,1$$

   gelten muss. Für y_{had}-Werte oberhalb von 0,1 beträgt der Korrekturfaktor weniger als 1,4 und kann verlässlich die Diskrepanz für die Vertex-Rekonstruktion ausgleichen.
   In Abbildung 5.2 unten wird deutlich, dass mit diesem Schnitt viele Ereignisse im Bereich hoher Energien verworfen werden. Allerdings ist die Rekonstruktion der kinematischen Variablen für sehr kleine y ohnehin ungenau, denn nach Kapitel 2.8.1 skaliert der Fehler der y-Bestimmung mit y^{-1}.

3. Wegen der Ungenauigkeit der Elektron-Methode bei der Rekonstruktion kleiner y-Werte sollte der betrachtete y_e-Bereich oberhalb von 0,2 liegen.

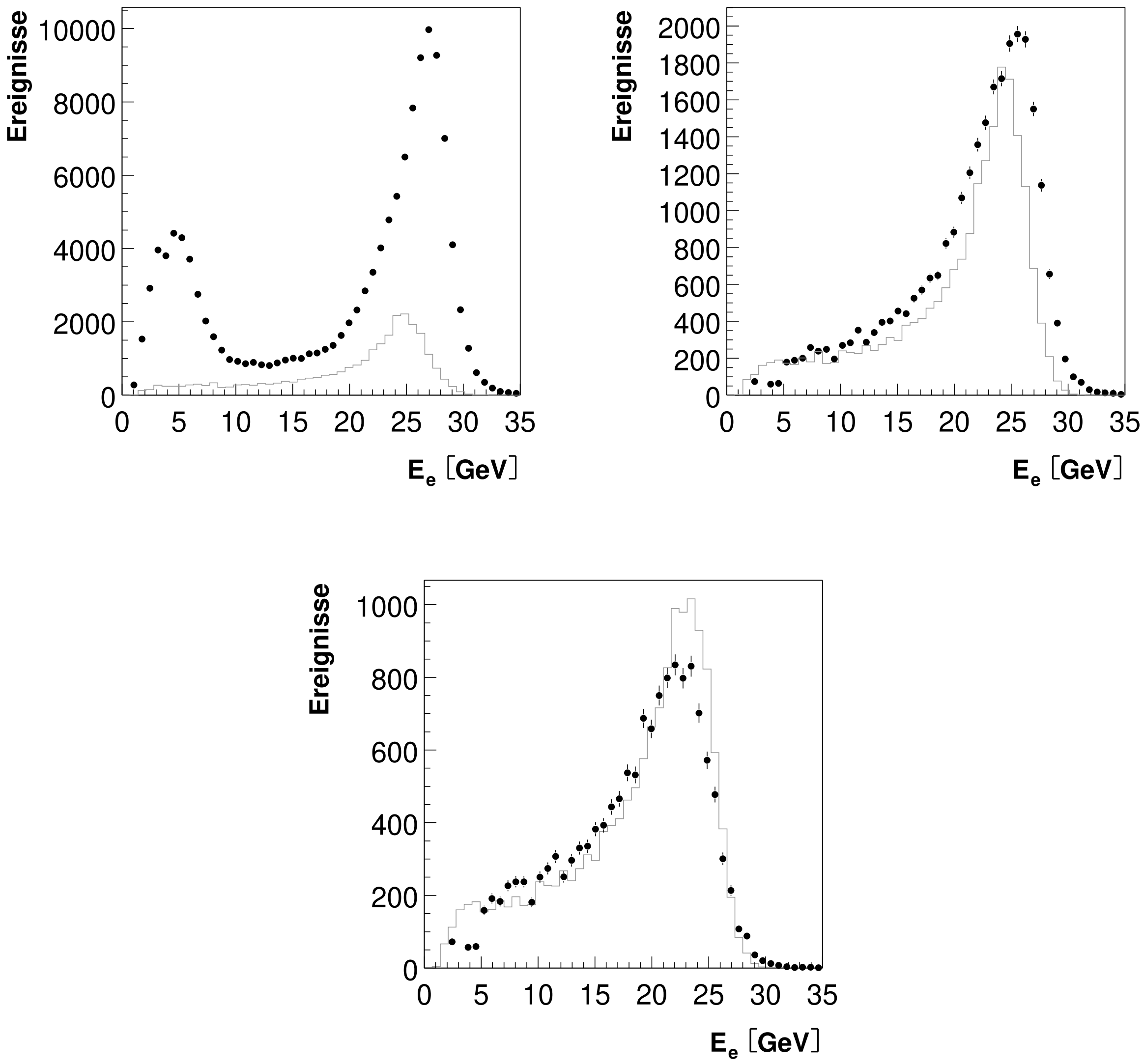

Abb. 5.2: Energieverteilung nach allen technischen Schnitten ohne (oben links) und mit (oben rechts) Forderung eines von den CJC rekonstruierten Vertex zwischen $z = +105$ cm und $z = +35$ cm. Unten wird zusätzlich wegen der bei kleinen y_{had}-Werten schlechten Vertex-Rekonstruktionseffizienz in den gemessenen Daten $y_{\text{had}} > 0,1$ gefordert.

Für $y_e > 0,7$ beträgt die rekonstruierte Clusterenergie im VLQ-Kalorimeter weniger als 8,25 GeV. Die Triggereffizienz des benutzten VLQ-Subtriggers S46 fällt aber für diese geringen Energien unter 40% (s. Abb. 4.6 links). Analog zur Vertex-Rekonstruktion kann man auf eine so schlechte Effizienz nicht ohne große Fehler korrigieren.
Daraus folgt eine Eingrenzung des kinematischen Bereichs auf Ereignisse im Intervall

$$0,2 > y_e > 0,7 \ .$$

Technisch erfolgt dieser Schnitt durch ein Phasenraum-Binning. Dabei wird die xQ^2-Ebene in Flächenstücke unterteilt, für die sich der differenzielle Wirkungsquerschnitt $\Delta^2\sigma/\Delta x\Delta Q^2$ bestimmen lässt. Mit der Auswahl bestimmter Bins erfolgt dann der Schnitt auf y_e.

Die Abbildung 5.3 zeigt das Phasenraum-Binning in Anlehnung an [7]. Wegen des geltenden Zusammenhanges der kinematischen Variablen

$$Q^2 = sxy$$

bei fester Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ ergeben sich in logarithmischer Darstellung der xQ^2-Ebene Geraden für feste y-Werte. Aus zwei Gründen wird hier nicht in konstante $\log x$-Intervalle unterteilt, sondern ein Binning in y gewählt. Zum einen lässt sich mit dem Binning in y der oben diskutierte Schnitt auf y_e einfach gestalten. Zum anderen passt das y-Binning besser in den durch die technischen Schnitte stark eingeschränkten θ-Winkelbereich. Besonders bei sehr kleinen Impulsüberträgen wird dies deutlich.
Um ein Ereignis mit guter Sicherheit einem $\Delta y\Delta Q^2$-Intervall zuordnen zu können, muss das Binning der Detektor-Auflösung entsprechen und kann nicht beliebig klein gewählt werden. In der Abbildung 5.3 entspricht die Einteilung des Phasenraums nach [7] in etwa der Auflösungsgrenze. Durch die eingezeichneten Kurven für den maximalen und minimalen gemessenen Streuwinkel θ werden diejenigen Bins, die Datenpunkte enthalten, eingeschlossen. Wie die Verteilung zeigt, enthalten nur wenige Bins auf ganzer Fläche Ereignisse. Aber Bins, die aufgrund der technischen Schnitte nicht oder nur teilweise Datenpunkte enthalten, können für eine verlässliche Messung des Wirkungsquerschnitts nicht betrachtet werden.
Es erwächst also aus dem Verlust der Daten des unteren Moduls das Problem, dass das an die Auflösung angepasste Phasenraum-Binning nach [7] nur zu wenigen Messpunkten für den Wirkungsquerschnitt und damit für die Strukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ führt.
Daher muss das Binning so modifiziert werden, dass es einerseits in den Bins keine Bereiche gibt, die durch die technischen Schnitte ausgeschlossen werden, und andererseits die Bingrößen im Rahmen der Auflösung liegen und für eine Messung der Strukturfunktion vergleichbar bleiben. Aufgrund des sehr schmalen Phasenraumbereichs, den das obere Modul

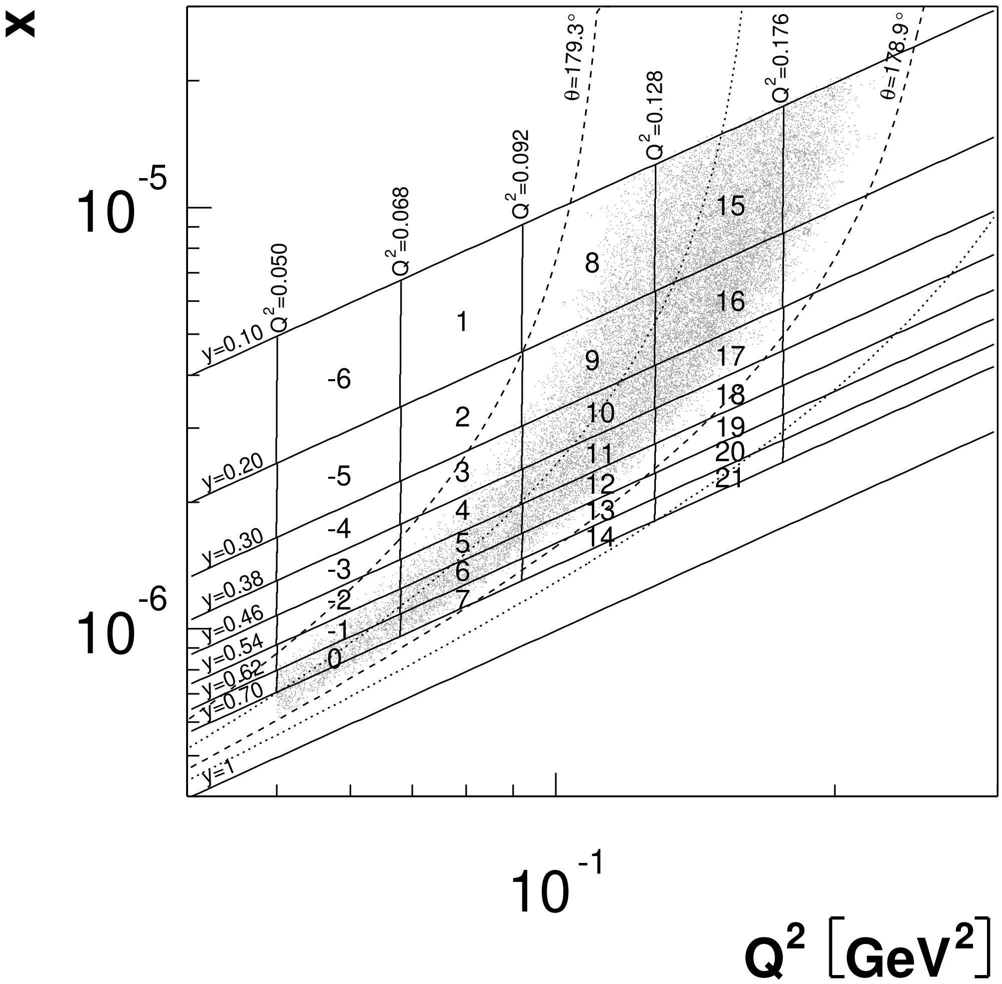

Abb. 5.3: Das xQ^2-Phasenraum-Binning nach [7]. Das Q^2-Intervall zwischen 0, 05 GeV und 0, 068 GeV wird im Zuge des verschobenen Vertex für diesen Datensatz messbar. Die gepunkteten Linien grenzen den θ-Bereich ohne verschobenen Vertex ein. Zwischen den gestrichelten Linien liegt der nach den technischen Schnitten für die Shifted Vertex Daten 2000 nicht ausgeschlossene Phasenraumbereich. Der Verlust der Daten des unteren Moduls engt den aktiven θ-Bereich so stark ein, dass nur wenige Phasenraum-Bins auf ganzer Fläche Ereignisse enthalten.

allein nur abdeckt, ist die einfache Einteilung des Q^2-Bereichs auf logarithmischer Skala in vier gleich große Bins sehr ineffizient.
Wesentlich effizienter dagegen ist eine "schräge" Bingrenze wie sie Abbildung 5.4 zeigt. Dabei wird ein Ereignis also nicht einem ΔQ^2-Intervall zugeordnet, sondern ähnlich dem y-Binning eine Linearkombination aus $\log x$ und $\log Q^2$ in Intervalle unterteilt. Da allerdings der Wirkungsquerschnitt bezüglich eines ΔQ^2-Intervalls angeben werden muss, muss die Linearkombination stark von $\log Q^2$ dominiert sein. Der Grenzbereich ist daher so gewählt, dass er nur von -5% bis +5% des ursprünglichen Grenzwertes in Q^2 verläuft. Der Mittelwert $\bar{Q}^2$ eines Bins und die mittleren Grenzen bleiben dabei erhalten.
Zusätzlich sind die Bins in Abbildung 5.4 jeweils für ein y-Intervall in Q^2 leicht verschoben. Damit wird die Effizienz der Bins noch einmal verstärkt, und die elf selektierten Bins mit den Nummern -1, 0, 4, 5, 6, 9, 10, 11, 12, 16 und 17 liegen komplett im betrachteten Phasenraumbereich.

Bin j	Δy	Q^2_{shift} [%]	σ_{shift} [%]
9	$0,20 \leq y < 0,30$	$+4$	$+3,5$
16		$+4$	$+3,4$
10	$0,30 \leq y < 0,38$	-5	$-4,5$
17		-5	$-4,3$
4	$0,38 \leq y < 0,46$	$+5$	$+4,8$
11		$+5$	$+4,5$
5	$0,46 \leq y < 0,54$	-5	$-4,6$
12		-5	$-4,5$
-1	$0,54 \leq y < 0,62$	$+5$	$+4,7$
6		$+5$	$+4,6$
0	$0,62 \leq y < 0,70$	-5	$-4,7$

Tab. 5.1: Verschiebung der Phasenraumbins und die damit verbundene Änderung des gemessenen Wirkungsquerschnitts nach der ALLM-Parametrisierung.

Mit der Verschiebung pro y-Bin, die hier maximal $\pm 5\%$ beträgt, sind die $\Delta y \Delta Q^2$-Bins mit ihren Grenzen und Mittelwerten in Q^2 zunächst nicht mehr vergleichbar. Möchte man wie üblich den Wirkungsquerschnitt der y-Bins in einem Q^2-Bin miteinander vergleichen, muss auf die Verschiebung korrigiert werden. Dies ist möglich, da das VLQ-Spektrometer wegen seines Aufbaus eine ohnehin eingeschränkte geometrische Akzeptanz im Polarwinkel ϕ hat, auf die korrigiert werden muss. Diese Korrektur mittels der theoretischen Vorhersage ist in Kapitel 5.3.1 genauer beschrieben.
Der Fehler durch die Verschiebung wird mit Hilfe der Annahme ausgeglichen, dass die dadurch entstehende Veränderung des theoretisch erwarteten Wirkungsquerschnitts auch für die gemessenen Daten gilt. Voraussetzung ist dabei, dass die Verschiebung in Q^2 und die

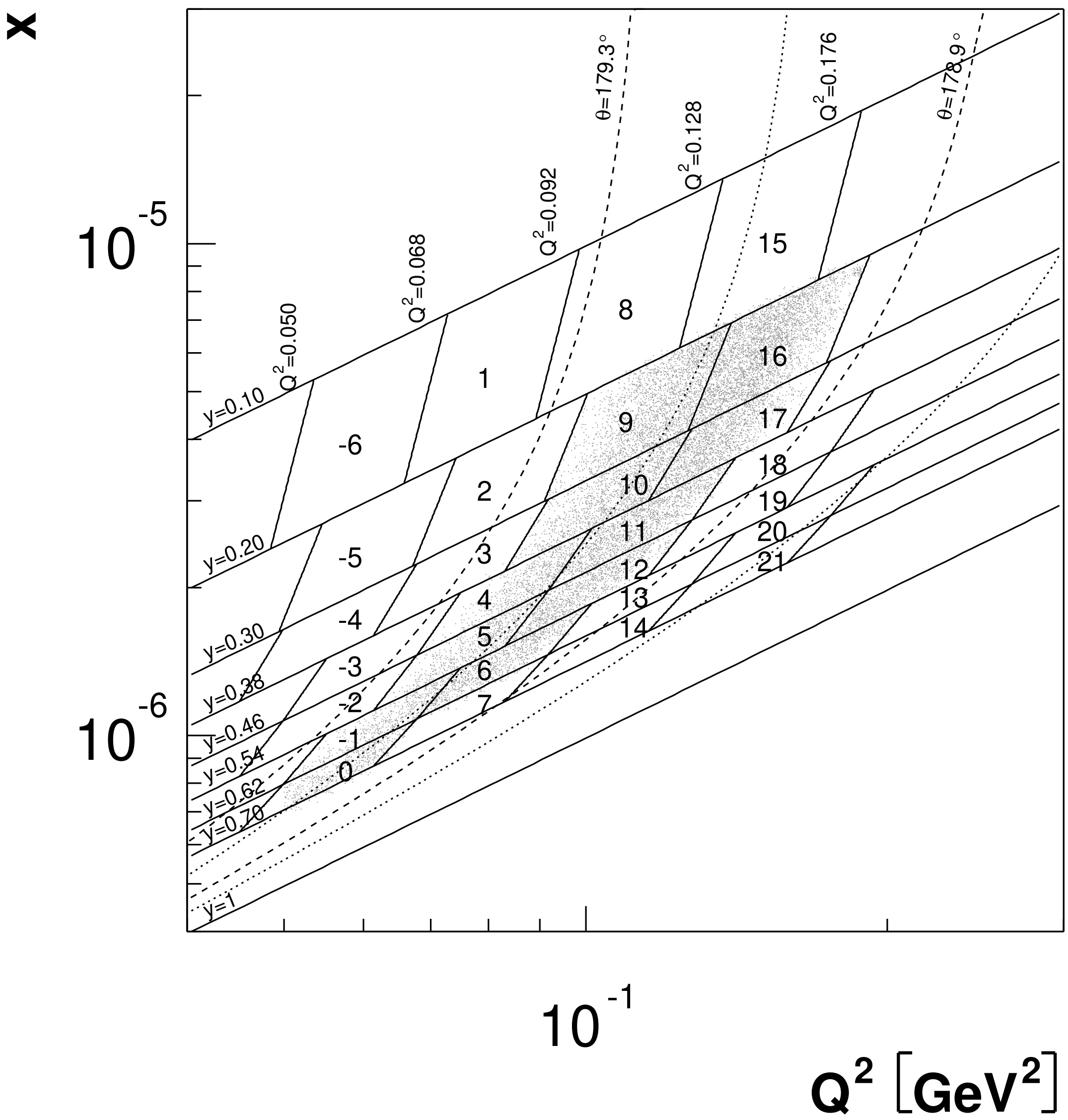

Abb. 5.4: Das modifizierte xQ^2-Phasenraum-Binning nach der Selektion der Bins. Das zuvor vorgestellte Binning aus [7] muss für die Daten der Shifted Vertex Runs 2000 verändert werden. Um die Bins effektiver mit den Daten zu füllen, wurden die Q^2-Grenzen "schräg" gestellt, d.h. über einen Grenzbereich von ±5% um die ursprüngliche Grenze verlaufen lassen. Außerdem wurde jedem y-Bin ein Verschiebefaktor der Bins von bis zu ±5% in Q^2 gegeben (s. Tab. 5.1). Dadurch sind die elf ausgewählten Bins gut mit Ereignissen gefüllt.

damit verbundene Änderung des Wirkungsquerschnitts klein sind. Die Tabelle 5.1 zeigt die hier angewandten Verschiebungen mit den entsprechenden Veränderungen des gemessenen Wirkungsquerschnitts nach der ALLM-Parametrisierung, auf die die generierten Daten umgewichtet sind (s. Kap. 3.2).
In den Abbildungen 5.5 und 5.6 sind die Detektorauflösungen für die kinematischen Variablen y und Q^2 in jedem Bin der in Abbildung 5.4 verwendeten Einteilung des Phasenraumes aufgetragen. Die Auflösungen lassen sich aus dem simulierten Datensatz gewinnen, indem man die prozentuale Abweichung der simulierten von der generierten Größe abträgt.
Die schwache Auflösung in den Bins mit kleinen y-Werten zeigt den in diesem Phasenraumbereich erwartet großen Fehler der Elektron-Rekonstruktionsmethode auf. Die Auflösung in den y-Bins entspricht insgesamt aber der Bingröße in y. Der Fehler der Q^2-Rekonstruktion liegt in allen Bins in etwa bei 7% und damit auch innerhalb der gewählten Einteilung des Phasenraums in Q^2. Das gewählte Phasenraum-Binning kann somit durch die Auflösung bestätigt werden.
Weitere Qualitätsmerkmale der Einteilung des Phasenraums in $\Delta y \Delta Q^2$-Intervalle sind die Größen Purity, Stability und Efficiency, die in der Abbildung 5.7 über die ausgewählten Bins für das herkömmliche (nicht ausgefüllte Punkte) und das modifizierte (volle Punkte) Binning abgetragen sind.

Die Purity (Reinheit) des Bins j ist ein Maß dafür, welcher Anteil der im Bin j rekonstruierten Daten auch wirklich in diesem Bin generiert wurden, d.h.

$$\mathcal{P}_j = \frac{N_{Sim\ \&\&\ Gen,j}}{N_{Sim,j}} \ .$$

Sie liegt in fast allen Bins über 50% und zeigt erst mit der Verbesserung des Binnings ein zu erwartendes stetiges Verhalten über den Phasenraum. Zusammen mit der Erwartung, dass der Wirkungsquerschnitt im betrachteten Phasenraumbereich nur schwach von x und Q^2 abhängt, ist die Reinheit der Bins damit ausreichend, um auf eine Entfaltung verzichten zu können.

Unter der Stability (Stabilität)

$$\mathcal{S}_j = \frac{N_{Sim\ \&\&\ Gen,j}}{N_{Gen\ \&\&\ Sel,j}}$$

wird der Anteil der rekonstruierten und generierten Ereignisse im Bin j an den selektierten und generierten Ereignissen in diesem Bin verstanden. Sie gibt also an, welcher Anteil der selektierten Ereignisse nicht durch die Rekonstruktion aus dem Bin migriert ist.
Auch die Stability konnte in allen Bins deutlich verbessert werden und bestätigt mit Werten zwischen 50% und 85% das neue Binning.

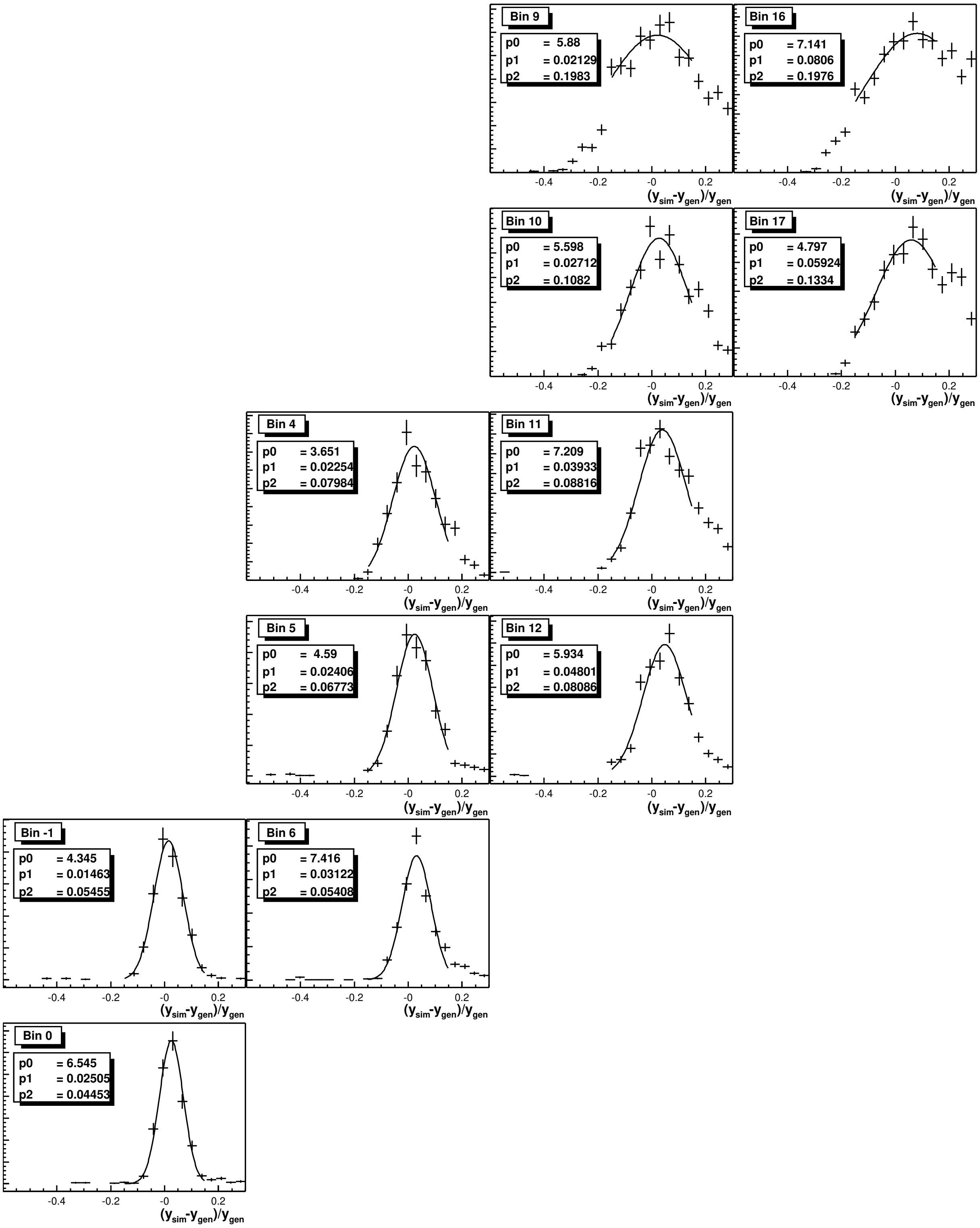

Abb. 5.5: y-Auflösung der selektierten Phasenraumbins.

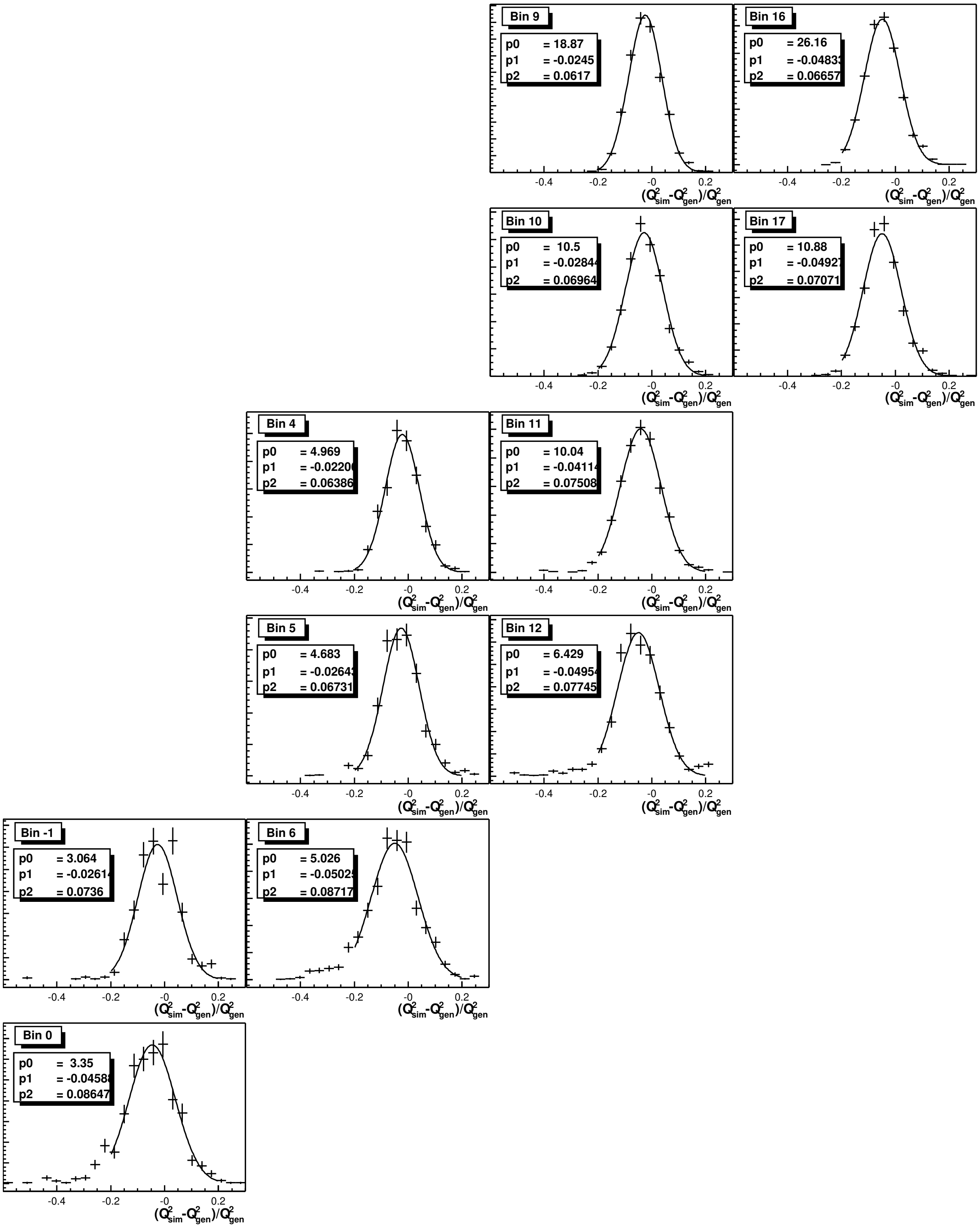

Abb. 5.6: Q^2-Auflösung der selektierten Phasenraumbins.

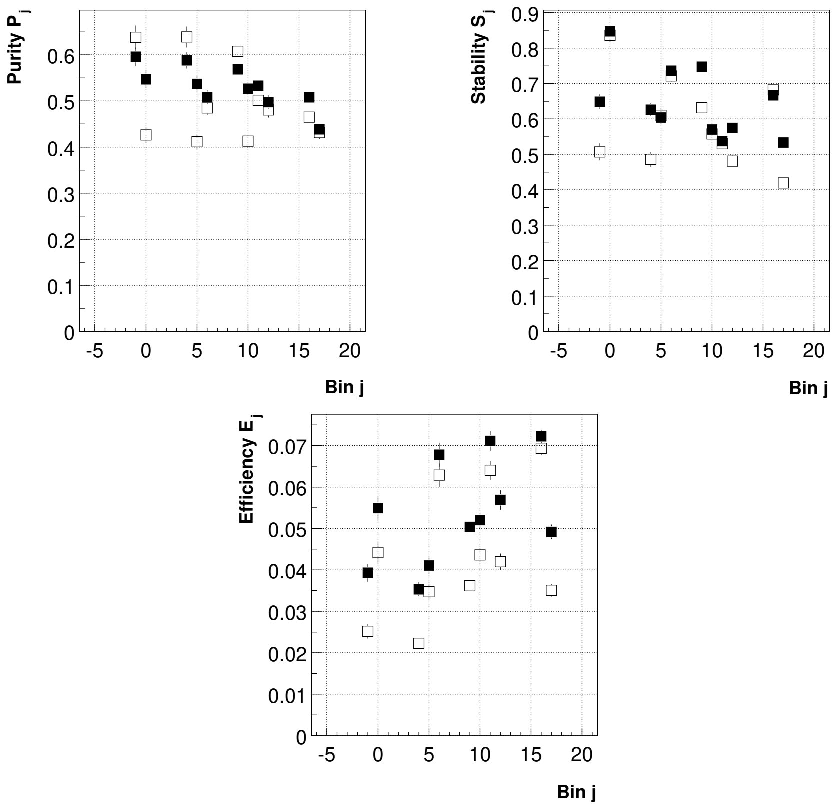

Abb. 5.7: Purity, Stability und Efficiency der selektierten Phasenraumbins. Die vollen Punkte entsprechen dem modifizierten Binning. Das Binning aus [7] in Abbildung 5.3 ist mit den nicht ausgefüllten Punkten gekennzeichnet.

Bei der Efficiency (Effizienz) eines Bins wird die Zahl der in einem Bin rekonstruierten und generierten Ereignisse mit der Anzahl der in diesem Bin ursprünglich generierten Ereignisse ins Verhältnis gesetzt, also

$$\mathcal{E}_j = \frac{N_{Sim\ \&\&\ Gen,j}}{N_{Gen,j}}$$

gebildet.

Hier gehen somit alle simulierten Defizite und Akzeptanzlücken des Detektors ein, die die Messung in diesem Bin beeinträchtigen. Wie in Kapitel 5.3.1 noch beschrieben wird, nimmt hier vor allem die begrenzte geometrische Akzeptanz des VLQ-Spektrometers negativen Einfluss auf die Effizienz. Die sehr niedrigen Werte zwischen 3,5% und 7% begründen sich ausschließlich durch die kleine aktive Detektorfläche, die betrachtet wird. Der technisch bedingte Schnitt auf die Detektorfläche erlaubt die Selektion der simulierten Daten auf nur ca. 14% der bei der ϕ-symmetrisch verteilten Ereignisgeneration in diese Bins betrachteten Fläche. Unter Betrachtung der Purity mit Werten um 50% ergeben sich damit die erhaltenen Werte.

In den Bins, die direkt an den θ-Grenzen liegen, kommt hinzu, dass für den Phasenraumausschnitt der technische Schnitt mit der z-Verteilung des Vertex (s. Abb. 5.8 rechts oben) gefaltet ist. Daher dünnt die Ereignisdichte zu den θ-Grenzen hin aus und die äußeren Bins sind weniger mit simulierten Daten gefüllt. Die starken Sprünge bedingen sich also durch die unterschiedliche Füllung der Bins. Die gute Beschreibung der z-Verteilung des Vertex der gemessenen Daten durch die Simulation in der Abbildung 5.8 rechts oben macht allerdings auch hier eine Entfaltung unnötig. Im Vergleich zum Binning aus [7] ist das modifizierte Binning deutlich effizienter in allen Bins.

Mit der Auswahl der Bins mit den Nummern -1, 0, 4, 5, 6, 9, 10, 11, 12, 16 und 17 der in Abb. 5.4 dargestellten Einteilung des Phasenraums beschränken sich also die kinematischen Variablen x, y und Q^2 auf die Intervalle:

$$\begin{aligned} 0{,}0475\ \mathrm{GeV}^2 \leq\ & Q^2 < 0{,}183\ \mathrm{GeV}^2 \\ 0{,}2 \leq\ & \mathrm{y} < 0{,}7 \\ 6 \cdot 10^{-7} \leq\ & \mathrm{x} < 1 \cdot 10^{-5}\ . \end{aligned}$$

5.2 Simulation und Daten im Vergleich

Nach Anwendung aller oben durchgeführten Schnitte samt der Selektion der Phasenraumbins sollte der ausgewählte Datensatz keine Untergrundereignisse mehr enthalten. Um dies zu überprüfen, vergleicht man die Verteilungen der kinematischen Variablen sowie bestimmter Größen des Elektrons und des hadronischen Endzustandes in den gemessenen Daten und der Simulation. Die höhere betrachtete Luminosität im simulierten Datensatz ist hier mit einem Skalierungsfaktor berücksichtigt.
Die für die Rekonstruktion der Ereigniskinematik entscheidenden Größen des Elektrons sind der Streuwinkel θ_e und die Elektronenergie E_e, die in Abb. 5.8 links gezeigt sind. Etwaige starke Abweichungen zwischen Simulation und Messung, die die Datenselektion sofort in Frage stellen würden, sind nicht festzustellen. Die Simulation beschreibt also gut den Verlauf des ausgewählten Datensatzes in den wichtigen gemessenen Größen des Elektrons. Es ist über den gesamten Energiebereich allerdings eine leicht höhere Zahl an Ereignissen in den Messdaten festzustellen. Rechts sind die Verteilungen der z-Position des Vertex und des Azimutalwinkels ϕ_e abgetragen. Die z-Position des Vertex wird sehr gut durch die Simulation beschrieben. Bei der Verteilung über ϕ_e sammelt sich im zentralen Detektorbereich des oberen VLQ-Moduls, also um $\phi_e = 90°$, der leichte Überschuss in den gemessenen Daten gegenüber der Simulation.
Die technischen Schnitte finden sich in der Begrenzung der Winkelverteilungen auf die Bereiche $178{,}9° < \theta_e < 179{,}3°$ und $52° < \phi_e < 128°$ wieder. Das Energiespektrum ist durch

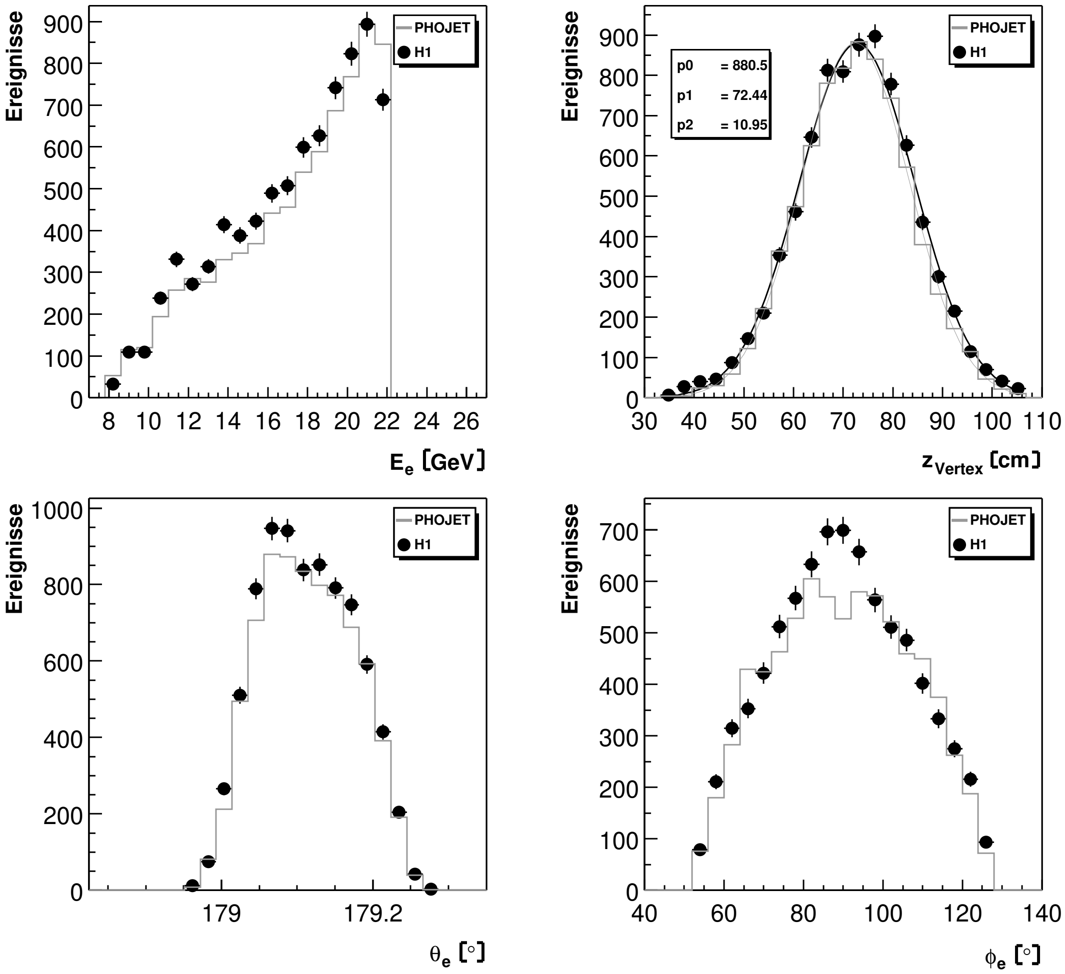

Abb. 5.8: Vergleich der Verteilungen in Simulation und Messdaten über Elektrongrößen und über die z-Position des rekonstruierten Vertex.

die Auswahl der Phasenraumbins im y-Bereich von 0,2 bis 0,7 auf Werte zwischen 8,25 GeV und 22 GeV beschränkt.

Die mit der Elektron-Methode ermittelten kinematischen Variablen x, y und Q^2 sind in Abb. 5.9 abgetragen. Die gemessenen Daten werden entsprechend den Verteilungen über die Elektronenergie und den Elektron-Streuwinkel relativ gut beschrieben. Das Spektrum ist hier auf den in Abb. 5.4 selektierten Phasenraumbereich begrenzt. Der leichte Überschuss in den Messdaten setzt sich hier in allen Größen fort. Der Verlauf wird jedoch gut bestätigt.

Mit der Forderung eines rekonstruierten Vertex nehmen außer den direkt in die Messung des Wirkungsquerschnitts eingehenden Elektrongrößen indirekt auch die Größen des hadronischen Endzustandes Einfluss auf die Messung. Vor allem der Selektionsschnitt $y_{\mathrm{had}} > 0,1$ ist durch den hadronischen Endzustand bestimmt. Die Abbildung 5.10 zeigt oben die Verteilungen über y_{had} und über die Masse des hadronischen Endzustandes W^2_{had}. In der Beschreibung

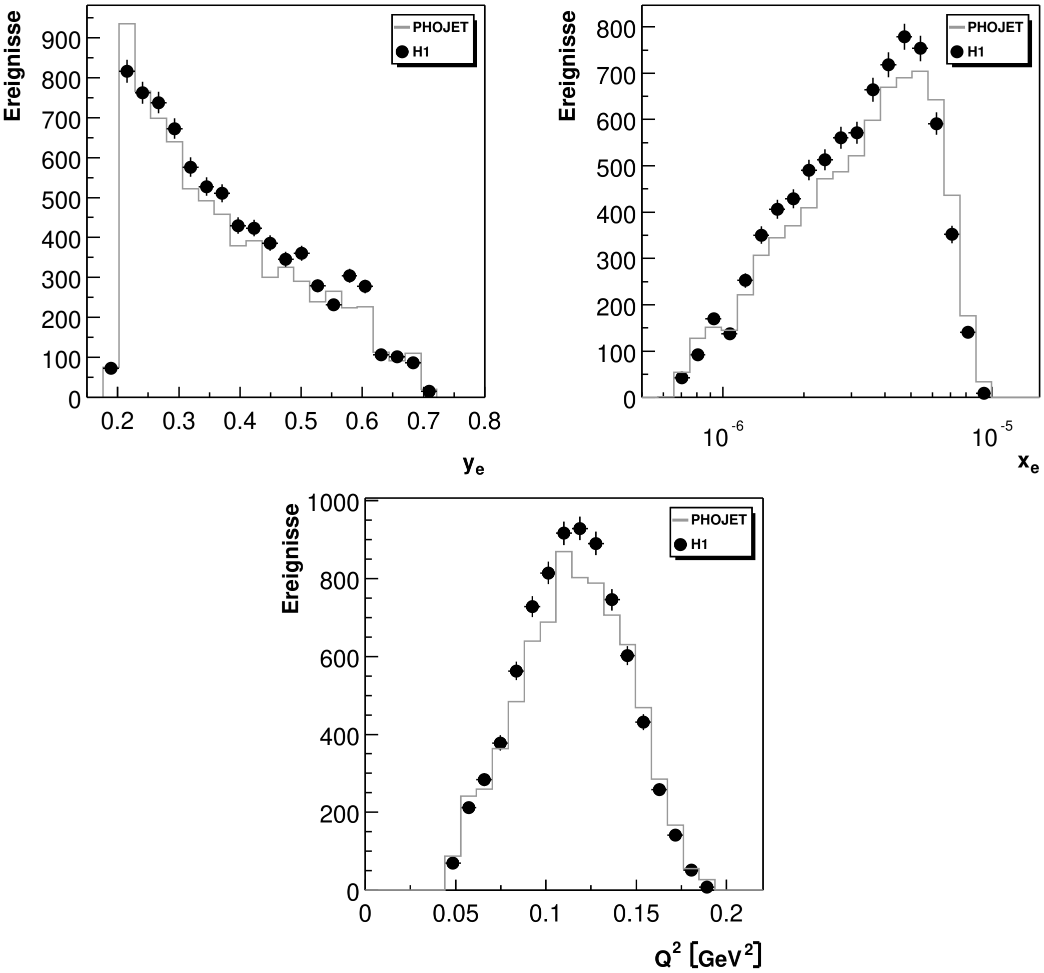

Abb. 5.9: Vergleich der Verteilungen in Simulation und Messdaten über die kinematischen Variablen.

dieser Größen mit der Simulation zeigen sich sehr deutliche Diskrepanzen zu den gemessenen Daten. In der Simulation wird der relative Energieverlust des Elektrons y_{had} deutlich überschätzt. Besonders bei kleinen y_{had}-Werten werden die Daten nicht durch die Simulation beschrieben. Die W^2_{had}-Verteilung ist dazu mit entsprechend höherer Masse des hadronischen Endzustandes in der Simulation korreliert.
Die schon in den vorigen Analysen [20, 18] mit dem VLQ-Spektrometer auftretenden Schwierigkeiten bei der Beschreibung des hadronischen Endzustandes mit der Simulation zeigen sich also auch hier. Hinsichtlich dieses Problems muss offenbar für den Phasenraumbereich des VLQ ein besser geeigneter Ereignisgenerator gefunden werden. Zur Bestimmung der Protonstrukturfunktion werden allerdings hier die hadronischen Größen nicht genutzt und lediglich der indirekte Einfluss über die im folgenden Kapitel durchgeführte Bestimmung der systematischen Fehler abgeschätzt.

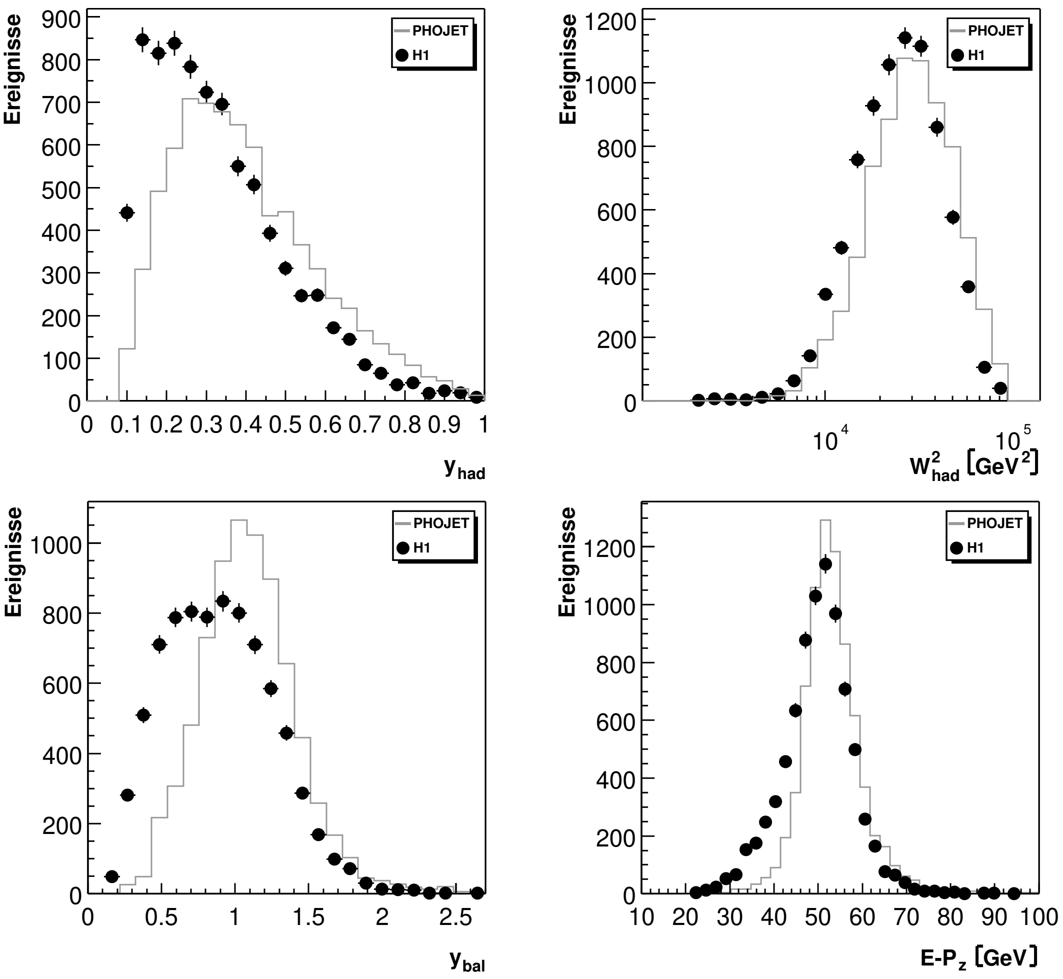

Abb. 5.10: Vergleich der Verteilungen in Simulation und Messdaten über Variablen des hadronischen Endzustandes.

Unten in der Abbildung 5.10 sind die Ereignisverteilungen über Variablen abgetragen, bei denen Größen des Elektrons und des hadronischen Endzustandes kombiniert sind wie die als Verhältnis von y_{had} zu y_e definierte Variable y_{balance}. Die rechts unten abgetragene Größe $E-P_z$ stellt eine Summe über alle kombinierten Objekte aus rekonstruierten Spuren und Energiedepositionen im H1-Detektor inklusive des VLQ-Detektors dar:

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

Für jedes Objekt wird also die Differenz aus Energie und der Impulskomponente in z-Richtung gebildet. Für Elektronen im VLQ sollte $E-P_z$ aufgrund von Energie- und Impulserhaltung ungefähr bei der doppelten Energie des Elektronstrahls von 55 GeV liegen. In der $E-P_z$-Verteilung werden aber Photoproduktionsereignisse, bei denen das entstehende

Hadron im VLQ als Elektron missidentifiziert wird oder durch das Strahlrohr der Detektion entweicht, gut sichtbar, denn die fehlende Energie des Hadrons führt zu kleineren Werten von $E-P_z$.
Die deutlichen Diskrepanzen in der y_{had}- und W^2_{had}-Verteilung setzen sich in den Größen y_{balance} und $E-P_z$ fort. An der in der Simulation sehr schmalen $E-P_z$-Verteilung kann man die fehlenden radiativen Korrekturen des generierten Datensatzes erkennen. Vor allem Ereignisse mit ISR des Elektrons, bei denen das Photon durch das Strahlrohr entweicht, haben kleinere $E-P_z$-Werte zur Folge und sind nicht in der hier verwendeten Ereignisgeneration enthalten.
Wenn man im selektierten Datensatz verbliebene Untergrundereignisse ausschließt, so könnten diese Ereignisse auch den leichten Überschuss der Daten bei den Verteilungen über die Elektrongrößen erklären. Die Energieskala wird nämlich durch ISR nach unten verschoben, und aufgrund des Anstiegs der Verteilung zu höheren Energien werden mehr Ereignisse im Energieintervall zwischen 8,25 GeV und 22 GeV in die Selektion aufgenommen.
Eine genaue quantitative Bestimmung dieser Einflüsse mit einer guten Simulation des Photoproduktions-Untergrundes inklusive radiativer Ereignisse führt über den Rahmen dieser Arbeit hinaus und muss in folgenden Analysen erarbeitet werden. Für diese Analyse muss angenommen werden, dass sich der Fehler der Beschreibung durch die Simulation innerhalb der Systematik bewegt.
Trotz der bestehenden Schwierigkeiten, die Messdaten komplett zu simulieren, ist die Rekonstruktion der Ereigniskinematik mit der Elektron-Methode gut beschrieben, sodass sich die Protonstrukturfunktion bestimmen lässt.

5.3 Strukturfunktion $F_2(x, Q^2)$

5.3.1 Bestimmungsmethode

Wie in Kapitel 2.3 beschrieben, hängt der Wirkungsquerschnitt der inelastischen ep-Streuung in den Variablen Q^2 und y in niedrigster Ordnung mit der Strukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ zusammen:

$$\frac{d^2\sigma}{dydQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{yQ^4}\left[2(1-y) + \frac{y^2}{1+R}\right] F_2(x, Q^2) \ ,$$

wobei

$$R = \frac{F_L}{2xF_1}$$

unter Vernachlässigung der longitudinalen Strukturfunktion F_L verschwindet.
Die Messung des doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitts in den Variablen Q^2 und y erfolgt in endlich großen $\Delta Q^2 \Delta y$-Intervallen um die Mittelwerte $\bar{Q}^2$ und $\bar{y}$. In diesen Intervallen

werden über die jeweilige Anzahl N^* der enthaltenen selektierten Ereignisse i die ermittelten Gewichtungsfaktoren für die Trigger- und z_{Vertex}-Rekonstruktionseffizienz (s. Kap. 4.2.2)

$$\varepsilon_i = (\eta_{S46,Fit}(E_{el,i}))^{-1} \cdot \frac{\eta_{\text{Vertex,i}}(PHOJET)}{\eta_{\text{Vertex,i}}(Daten)}$$

aufsummiert. Damit ergibt sich die auf Ineffizienz korrigierte Anzahl der Ereignisse, die der Detektor im Phasenraumintervall j, also in $(\Delta Q^2 \Delta y)_j$ um $\bar{Q}_j^2$ und $\bar{y}_j$, registriert hat, zu:

$$N_j = \sum_{i=1}^{N_j^*} \varepsilon_i \ .$$

Es folgt dann unter Berücksichtigung der Akzeptanz $\mathcal{A}_j$ und der mit dem Subtrigger S46 betrachteten integrierten Luminosität $\mathcal{L}_{S46,int}$ für den im Intervall j gemessenen Wirkungsquerschnitt:

$$\frac{\Delta^2 \sigma_j}{(\Delta y \Delta Q^2)_j} = \frac{1}{\mathcal{A}_j \mathcal{L}_{S46,int}} \cdot \frac{N_j}{(\Delta y \Delta Q^2)_j} \ .$$

Hierbei spielt insbesondere für den VLQ-Detektor die Akzeptanz $\mathcal{A}_j$ im Bin j eine große Rolle. Das VLQ-Spektrometer deckt durch seinen Aufbau nämlich nur einen Teil des Raumwinkels in ϕ ab. Außerdem führen unvermeidliche Akzeptanzlücken im Detektor und die angewandten Selektionsschnitte zu einer erheblich kleineren Zahl an gemessenen Ereignissen in einem Phasenraumbin als es wirklich gab.
Demnach kann man die Akzeptanz nicht mit den gemessenen Daten bestimmen, sondern muss mit Hilfe der Monte-Carlo-Simulation darauf korrigieren. Für jedes betrachtete Phasenraumbin j wird die Akzeptanz als Quotient aus der Zahl der simulierten Ereignisse und der Zahl der generierten Ereignisse bzw. aus Efficiency und Purity bestimmt:

$$\mathcal{A}_j = \frac{\mathcal{E}_j}{\mathcal{P}_j} = \frac{N_{Sim,j}}{N_{Gen,j}} \ .$$

Mit dem auf Akzeptanz korrigierten Wirkungsquerschnitt im Phasenraumbin $(\Delta Q^2 \Delta y)_j$ um die Mittelwerte $\bar{Q}_j^2$ und $\bar{y}_j$ lässt sich dann die Strukturfunktion ermitteln über:

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

5.3.2 Ergebnisse

Mit der im Kapitel zuvor dargestellten Methode lässt sich nun jeweils ein Wert für die Strukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ des Protons in den elf in Kapitel 5.1 selektierten Phasenraumbins aus dem betrachteten Datensatz gewinnen.
In der Tabelle 5.2 sind die entsprechend des sehr kleinen aktiven Raumwinkels relativ hohen Akzeptanzfaktoren $\mathcal{A}_j^{-1}$ für jedes Bin mit statistischen Fehlern eingetragen. Die Ereignisverteilung der generierten Daten ist dabei, wie in Kapitel 3.2 beschrieben, auf die ALLM-Parametrisierung umgewichtet.
In Abbildung 5.11 ist die aus den Messdaten ermittelte Strukturfunktion für vier mittlere Impulsüberträge $\bar{Q}^2$ im Phasenraumbereich $0,05\ \mathrm{GeV}^2 \leq Q^2 < 0,176\ \mathrm{GeV}^2$ über x dargestellt. Die bei bis zu 5% verschobenen $\bar{Q}^2$-Werten gemessenen Wirkungsquerschnitte sind gemäß der Tabelle 5.1 auf den angegebenen $\bar{Q}^2$-Wert korrigiert. Zum Vergleich sind die im Kapitel 2.7.2 vorgestellten Vorhersagen der Beschreibungsmodelle der Autoren Donnachie und Landshoff (DL94 und DL98), Capella et al. (CKMT94) und Abramowicz et al. (ALLM97) eingetragen. Die Tabelle 5.2 gibt einen Überblick über die bestimmten F_2-Werte mit statistischen Fehlern und die Beschreibung der jeweiligen Bins mit den kinematischen Variablen.

Bin	y-Bereich	Q^2-Bereich [GeV^2]	$\mathcal{A}_j^{-1}$	$\delta_{\mathrm{stat}}(\mathcal{A}_j^{-1})$	$\bar{Q}^2$ [GeV^2]	$\bar{x}$	$\bar{y}$	F_2	$\delta_{\mathrm{stat}}(F_2)$
-1	0,54-0,62	0,050-0,068 +5 %	15,2	4,2 %	0,059	$1{,}01 \cdot 10^{-6}$	0,58	0,082	10,7 %
0	0,62-0,70	0,050-0,068 −5 %	10,0	3,8 %	0,059	$8{,}84 \cdot 10^{-7}$	0,66	0,079	9,6 %
4	0,38-0,46	0,068-0,092 +5 %	16,7	3,7 %	0,080	$1{,}88 \cdot 10^{-6}$	0,42	0,121	8,9 %
5	0,46-0,54	0,068-0,092 −5 %	13,0	3,6 %	0,080	$1{,}58 \cdot 10^{-6}$	0,50	0,124	8,8 %
6	0,54-0,62	0,068-0,092 +5 %	7,5	3,1 %	0,080	$1{,}36 \cdot 10^{-6}$	0,58	0,137	7,2 %
9	0,20-0,30	0,092-0,128 +4 %	11,3	2,0 %	0,110	$4{,}35 \cdot 10^{-6}$	0,25	0,148	4,7 %
10	0,30-0,38	0,092-0,128 −5 %	10,1	2,5 %	0,110	$3{,}20 \cdot 10^{-6}$	0,34	0,152	6,0 %
11	0,38-0,46	0,092-0,128 +5 %	7,5	2,5 %	0,110	$2{,}59 \cdot 10^{-6}$	0,42	0,174	5,7 %
12	0,46-0,54	0,092-0,128 −5 %	8,7	3,0 %	0,110	$2{,}18 \cdot 10^{-6}$	0,50	0,175	6,9 %
16	0,20-0,30	0,128-0,176 +4 %	7,0	1,6 %	0,152	$6{,}01 \cdot 10^{-6}$	0,25	0,165	4,1 %
17	0,30-0,38	0,128-0,176 −5 %	8,9	2,4 %	0,152	$4{,}42 \cdot 10^{-6}$	0,34	0,215	5,8 %

Tab. 5.2: Die Messergebnisse der Strukturfunktion in den einzelnen Phasenraumbins. Der angegebene Q^2-Bereich gilt für $y = \bar{y}$. Auf die mit der prozentualen Verschiebung der Bingrenzen verbundene Änderung des gemessenen Wirkungsquerschnitts (s. Tab. 5.1) ist korrigiert.

Um die Abhängigkeit der F_2-Bestimmung von fehlerhaften Messgrößen abzuschätzen, wurden die Messgrößen, die direkt in die F_2-Bestimmung eingehen, in der Simulation nach oben und nach unten variiert. Der Akzeptanzfaktor wurde nach Kapitel 5.3.1 so bestimmt, dass die F_2-Berechnung in den simulierten Daten ohne Variation genau auf den ALLM-Wert führen muss. Für jede Variation ergibt sich dann aber ein neuer F_2-Wert, dessen prozentuale Abweichung vom ALLM-Wert in Tabelle 5.3 für jedes Bin aufgeführt ist. Nachfolgend sind die einzelnen Variationen der Reihe nach aufgeführt.

- Die Energie wurde entsprechend des Energiewertes um einen Anteil auf einer linear abfallenden Skala von 1% bei 13,5 GeV bis 0,5% bei 27 GeV jeweils nach oben und

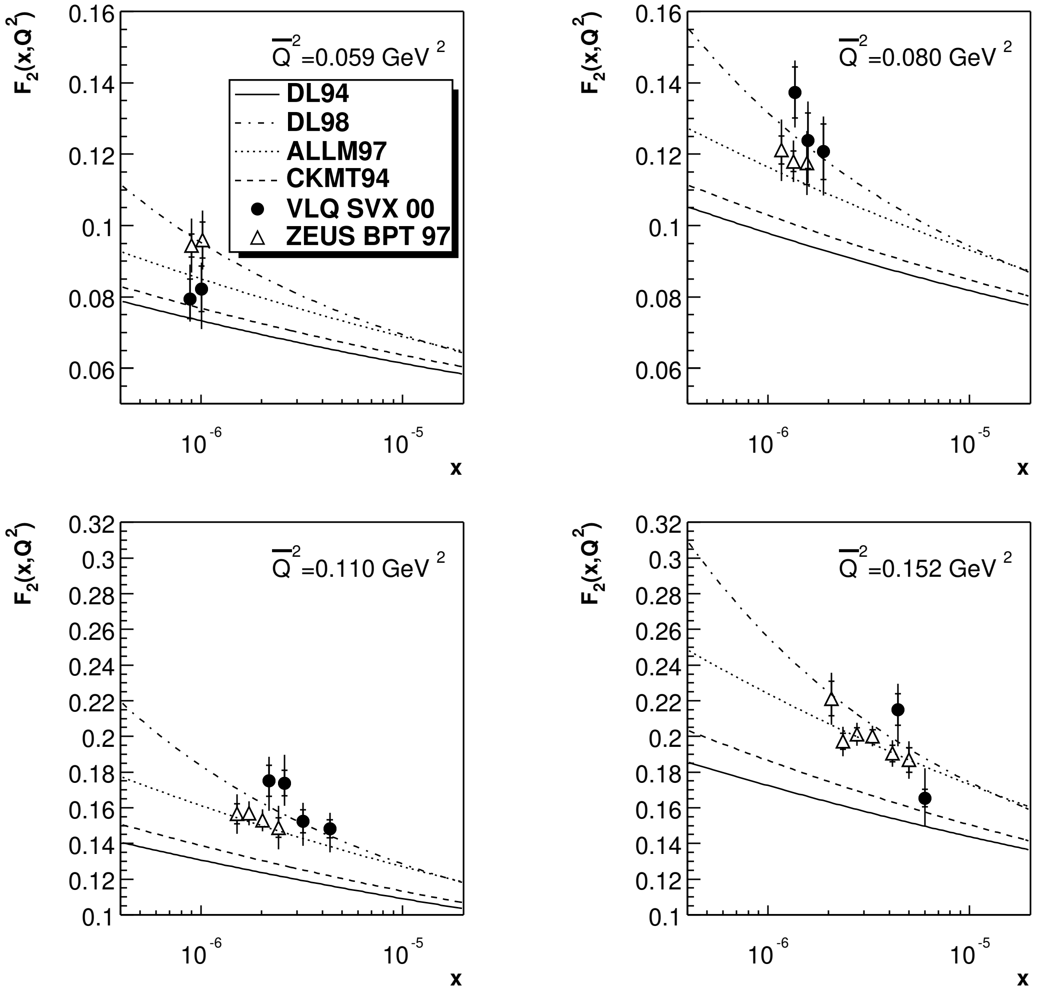

Abb. 5.11: Die Strukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ aus den gemessenen Daten. Die vollen Punkte markieren die F_2-Werte der gemessenen Daten in den elf selektierten $\Delta Q^2 \Delta y$-Bins der Tabelle 5.2. Für den äußeren Fehler sind der systematische und der statistische Fehler quadratisch aufaddiert, innen ist nur der statistische Fehler gezeigt.
Zum Vergleich sind die Vorhersagen der Beschreibungsmodelle der Autoren Donnachie und Landshoff (DL94 und DL98), Capella et al. (CKMT94) und Abramowicz et al. (ALLM97) eingetragen.
Mit Hilfe der ALLM-Parametrisierung wurden Messergebnisse der ZEUS-Collaboration [3] bei $\bar{Q}^2$-Werten von 0.065, 0.085, 0.11 und 0.15 GeV^2 zum Vergleich in den vorliegenden Bins umgewichtet.

Bin	E_e		y-Position		η_{S46}		$\eta_{z_{\mathrm{Vertex}}}$		y_{had}		$y_{\mathrm{had}} > 0,1$		$\mathcal{L}_{S46}$	$F_2(\bar{x}, \bar{Q}^2)$	
	+	-	+	-	+	-	+	-	+	-	+	-	$\pm$	+	-
-1	1.40	0.68	2.27	-10.33	0.76	-0.72	2.00	-2.00	-1.58	-2.24	1.88	0.96	$\mp$1.5	4.00	-10.88
0	-1.32	4.93	3.22	-1.54	1.91	-1.83	2.00	-2.00	6.16	-0.39	-1.54	1.97	$\mp$1.5	9.09	-3.54
4	-0.70	3.36	-0.28	-8.18	0.05	-0.05	2.00	-2.00	2.01	2.82	1.04	0.28	$\mp$1.5	5.44	-8.50
5	0.18	1.90	1.87	-1.48	0.20	-0.19	2.00	-2.00	-1.93	5.67	-6.39	-0.29	$\mp$1.5	6.65	-7.84
6	-0.79	0.11	1.92	-4.61	0.73	-0.70	2.00	-2.00	-0.09	-0.95	-1.61	2.53	$\mp$1.5	4.46	-5.77
9	-3.32	1.04	3.26	-6.99	0.00	-0.00	2.00	-2.00	0.62	0.02	-3.44	2.64	$\mp$1.5	4.97	-8.84
10	-1.87	2.32	3.84	-4.30	0.01	-0.01	2.00	-2.00	1.18	-4.91	-3.84	1.70	$\mp$1.5	5.42	-8.21
11	3.62	6.26	2.10	1.37	0.05	-0.05	2.00	-2.00	2.71	3.55	-5.54	2.31	$\mp$1.5	9.58	-7.00
12	-7.45	3.66	-1.19	-2.05	0.20	-0.19	2.00	-2.00	1.46	0.08	-4.47	4.17	$\mp$1.5	6.73	-9.72
16	-4.40	1.92	1.24	-2.72	0.00	-0.00	2.00	-2.00	-1.70	-0.66	-6.26	8.93	$\mp$1.5	8.58	-8.08
17	-3.83	2.03	-0.00	-1.67	0.01	-0.01	2.00	-2.00	0.82	1.73	-7.36	3.96	$\mp$1.5	5.76	-9.62

Tab. 5.3: Systematische Veränderungen des gemessenen F_2-Wertes in % unter Variation gemessener oder aus den Daten bestimmter Größen, die vornehmlich Einfluss auf die F_2-Bestimmung nehmen. Ganz rechts ist der gesamte systematische Fehler des F_2-Wertes jeweils für die Veränderungen nach oben und unten angegeben.

unten variiert:
Entsprechend des Anstiegs im selektierten Energiespektrum fällt und steigt der gemessene Wirkungsquerschnitt mit der Energie in fast allen Bins.

- Die y-Position des Detektors wurde um 0,5 mm nach oben und unten verschoben:
  Besonders starken systematischen Einfluss hat der untere technische y-Schnitt, der den θ-Bereich nach oben abgrenzt. In den an der oberen θ-Grenze befindlichen Bins -1, 4 und 9 schneidet die Forderung $y > 5,1$ cm sehr viele Ereignisse heraus.

- Der aus den Daten gewonnene Schwellenwert der S46-Triggereffizienz η_{S46}, bei dem die Effizienz auf die Hälfte abgesunken ist, wird um eine Standardabweichung (s. Abb. 4.6) nach unten und nach oben versetzt:
  Die Auswirkungen sind sehr klein, denn η_{S46} ist sehr zuverlässig bestimmt.

- Die Vertex-Rekonstruktionseffizienz wird um 2% variiert, sodass sich auch der F_2-Wert um 2% ändert.

- Der Wert für y_{had} wurde um 2% verändert, da in der Selektion ein Schnitt auf $y_{\mathrm{had}} > 0,1$ gemacht ist:
  Die Veränderungen des F_2-Wertes mit der Variation ist in einigen Bins sehr stark. Die häufige Verschiebung für beide Variationen in die gleiche Richtung lässt sich nur durch Migrationseffekte zwischen den Bins erklären.

- Der Einfluss der Schnittgrenze für y_{had} bei 0,1 wurde mit einer Variation um 0,02 nach oben und unten untersucht:
  Im höchsten Q^2-Bin dominiert der systematische Fehler durch diesen Schnitt. Hier beinhaltet die Systematik die schlechte Beschreibung des hadronischen Endzustandes durch die Simulation.

- Die Luminosität geht direkt in die Berechnung des Wirkungsquerschnittes ein und führt für eine Variation um $\pm 1,5\%$ zu einer F_2-Veränderung von $\mp 1,5\%$ in jedem Bin.

Im Anschluss folgt jeweils die Summierung über die Quadrate aller positiven und aller negativen Abweichungen vom F_2-Wert für jedes Bin. Es sind hier vereinfachend unkorrelierte Fehlerquellen angenommen. Der gesamte systematische Fehler ist in der Tabelle 5.3 ganz rechts jeweils für die Veränderung nach oben und unten eingetragen und ist in den äußeren Fehlerbalken, die sich aus

$$\delta_{\text{tot}} = \sqrt{\delta_{\text{stat}}^2 + \delta_{\text{sys}}^2}$$

ergeben, in der Abbildung 5.11 enthalten.

Der leichte Überschuss der Messdaten gegenüber der Simulation in den Kontrollverteilungen der Abbildung 5.9 findet sich in den relativ zum ALLM-Modell zumeist höher liegenden F_2-Werten wieder. Für eine präzise und verlässliche Bestätigung eines der theoretischen Beschreibungsmodelle sind die Fehler und Schwankungen der Messpunkte zu groß. Eine höhere Statistik mit den Daten beider VLQ-Detektor-Module wäre für weitere Analysen besonders im niedrigsten Q^2-Bin sehr hilfreich.
Allerdings stimmen, wie Abbildung 5.11 zeigt, innerhalb der Fehler die gemessenen Werte für die Protonstrukturfunktion recht gut mit Ergebnissen des ZEUS-Experimentes [3] überein. Die Messpunkte des ZEUS-Experimentes bei $\bar{Q}^2$-Werten von 0.065, 0.085, 0.11 und 0.15 GeV^2 sind hier zum Vergleich in den vorliegenden Bins mit Hilfe der ALLM-Parametrisierung umgewichtet.
Im Wesentlichen folgen die hier gemessenen Daten wie auch die ZEUS-Daten den jüngeren Modellen ALLM97 und DL98. Es deutet sich allerdings beim niedrigsten Q^2-Wert an, dass der QCD-bedingte starke Anstieg von $F_2(x, Q^2)$ zu kleinen x abbricht und sich dem Modell der Autoren Donnachie und Landshoff aus dem Jahre 1994 [4] annähert.
Für weitere Studien der Protonstrukturfunktion wäre es wünschenswert, dass sich der ohnehin mit

$$W^2 = Q^2 \left(\frac{1}{x} - 1 \right) \longrightarrow W \approx 0,75\,\sqrt{s}$$

für das niedrigste Q^2-Bin nah am kinematischen Limes liegende Phasenraumbereich auf noch kleinere Q^2-Werte ausgedehnt werden kann, um das hier angedeutete Verhalten zu bestätigen.

Zusammenfassung

Im August 2000 wurden am H1-Experiment bei HERA zur Messung inklusiver Wirkungsquerschnitte bei der Elektron-Proton-Streuung im Bereich kleiner Impulsüberträge Minimum Bias Runs mit verschobenem Vertex durchgeführt. Durch diese so genannten Shifted Vertex Runs wurde mit Hilfe des VLQ-Spektrometers ein neuer Phasenraumbereich mit sehr kleinen Impulsüberträgen von $0,05\ \mathrm{GeV}^2 < Q^2 < 0,176\ \mathrm{GeV}^2$ erschlossen. Im Rahmen dieser Arbeit wurden die dabei aufgezeichneten Daten analysiert und eine Bestimmung der Protonstrukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ in vier Q^2-Intervallen über Bjørken-x im Bereich zwischen $8 \cdot 10^{-7}$ und $6 \cdot 10^{-6}$ vorgenommen.

Das VLQ-Spektrometer ist eine kompakte Detektorkomponente des H1-Experimentes, die eine inklusive Messung des Wirkungsquerschnittes der Elektron-Proton-Streuung bei sehr kleinen Impulsüberträgen ermöglicht. Es ist bei Datennahme direkt am Strahlrohr, ca. drei Meter in Rückwärtsrichtung vom nominellen Wechselwirkungspunkt entfernt gelegen und detektiert das Elektron unter maximalen Streuwinkeln von bis zu $179,3°$ bei einem um 70 cm nach vorne verschobenem Vertex. Der VLQ-Detektor besteht aus 2 Modulen mit jeweils einem Energieprojektionskalorimeter und vorgelagertem Siliziumspursystem.
Zur Bestimmung der Detektoreinflüsse auf die in dieser Analyse betrachteten Messdaten wurde im Phasenraumbereich $0,001\ \mathrm{GeV}^2 < Q^2 < 1,0\ \mathrm{GeV}^2$ und $y > 0,001$ ein Datensatz entsprechend einer Luminosität von $1,226\ \mathrm{pb}^{-1}$ mit dem Ereignisgenerator PHOJET erzeugt. Nach einer Umgewichtung der generierten Daten auf die Vorhersagen des ALLM-Beschreibungsmodells [11] wurde mit Hilfe der H1-Simulationssoftware H1SIM eine vollständige Simulation des VLQ-Spektrometers durchgeführt.
Aus den zur Verfügung stehenden Messdaten musste aufgrund von Problemen während der Datennahme das untere VLQ-Modul ausgenommen werden. Mit den sauber gemessenen Daten des oberen Moduls konnte jedoch eine zuverlässige Energiekalibration am kinematischen Peak vorgenommen werden. Außerdem wurden die Effizienzen der Vertex-Rekonstruktion und des benutzten S46-Subtriggers bestimmt. Das genaue Alignment des VLQ-Spektrometers mit Hilfe von kinematisch überbestimmten QED-Compton-Ereignissen schließt die Detektorstudien in dieser Arbeit ab.
In die Selektion der für die Analyse interessanten und gut gemessenen Daten wurden Ereignisse mit einer Luminosität von $406\ \mathrm{nb}^{-1}$ aufgenommen. Nach technisch bedingten Se-

lektionsschnitten wurde der kinematische Bereich eingeschränkt, um eine zuverlässige Beschreibung der Daten mit der Simulation zu erzielen. Durch eine dem neu erschlossenen Phasenraumbereich angepasste und optimierte Einteilung in $\Delta Q^2 \Delta y$-Intervalle konnten die kinematischen Variablen gut durch die Simulation beschrieben werden. Die schon in vorigen Analysen auftretenden Schwierigkeiten bei der Beschreibung des hadronischen Endzustandes konnten nicht gelöst werden.
Die gute Beschreibung der kinematischen Variablen durch die Simulation ermöglicht eine Bestimmung der Akzeptanz des VLQ-Detektors und somit auch von inklusiven Wirkungsquerschnitten in den selektierten Intervallen des im Zuge des verschobenen Vertex messbaren Phasenraumbereichs. Als Ergebnis dieser Analyse werden elf Messpunkte der Protonstrukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ in vier Q^2-Intervallen zwischen $0,05$ GeV^2 und $0,176$ GeV^2 über Bjørken-x im Bereich zwischen $8 \cdot 10^{-7}$ und $6 \cdot 10^{-6}$ vorgestellt.

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Literaturverzeichnis

[1] A. Capella, A. Kaidalov, C. Merino and J. Tran Thanh Van. *Structure Functions and Low x Physics*. Phys. Lett. B337 (1994) 358, 1994.

[2] C. Berger. *Teilchenphysik - Von den Grundlagen zu den modernen Experimenten*. Springer-Verlag, 2002.

[3] ZEUS Collaboration. *Measurement of the Proton Structure Function F_2 at Very Low Q^2 at HERA (Revised Version)*. DESY 00-071, 2000.

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

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

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

[7] C. Duprel. *Dissertation*. in Vorbereitung, RWTH-Aachen, 2002.

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

[9] F.-P. Schilling. *Diffractive Jet Production in Deep-Inelastic ep-Collisions at HERA*. Dissertation, Univ. Heidelberg 02/01, 2001.

[10] T. Gehrmann. *Structure functions: polarized and unpolarized*. DESY Academic Training Lectures, 2001.

[11] H. Abramowicz and A. Levy. *The ALLM Parameterization of $\sigma_{\text{tot}}(\gamma^* p)$, an Update*. DESY 97-251, 1997.

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

[13] H1 Collaboration, C. Adloff et al. *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.

[14] F. James. *MINUIT, Function Minimization and Error Analysis*. CERN Program Library Long Writeup D506, 1994.

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

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

[17] M. Klein. *On the Q^2,x Range at HERA*. Proceedings of the Workshop Physics at HERA, October 29-30, 1991, Vol 1, p 71, 1991.

[18] M. Wessels. *Untersuchungen zur Elektron-Proton-Streuung mit Hilfe des VLQ-Spektrometers*. Diplomarbeit, RWTH Aachen, 2000.

[19] 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.

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

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

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

[23] 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.

Danksagung

An erster Stelle möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr. Christoph Berger in aller Form bedanken. Er hat mich mit angemessener Kritik, lehrreicher Diskussion und motivierendem Lob während der gesamten Arbeit unterstützt.

Meinen besonderen Dank hat mein Betreuer Carlo Duprel verdient, der mit fortwährender Hilfsbereitschaft bei allen Problemen maßgeblichen Anteil am Gelingen der Arbeit hat.

Auch Martin Wessels, Anja Vest und Thomas Kluge möchte ich dafür danken, dass sie im Büro bei jeder Frage ein offenes Ohr hatten, keiner Diskussion aus dem Wege gingen und dabei immer für eine angenehme Atmosphäre sorgten.

Der Dank für die gute Zusammenarbeit geht auch an die weiteren Mitglieder der H1-Forschungsgruppe der RWTH: Sascha Caron, Carsten Schmitz, Gilles Frising, Adil Aktas, Boris Leissner, Dr. Jürgen Scheins, Dr. Hans-Ulrich Martyn und Prof. Dr. Wolfgang Braunschweig.

Aus der gesamten H1-Collaboration möchte ich Johannes Haller wegen seiner freundschaftlichen Unterstützung hervorheben.

Für den bisherigen Erfolg des gesamten Studiums bin ich im Besonderen zu großem Dank gegenüber meinen langjährigen Freunden und Kommilitonen Johannes Kalb, Henning Dieker, Carsten Schmitz und Christian Panofen verpflichtet.

Für ihre große Liebe danke ich Julia Biallas.

Schließlich gilt mein größter Dank meiner Familie, insbesondere meinen Eltern, die mir immer mit endlosem Vertrauen den besten Halt und stärksten Antrieb gaben.